Академик
Б. Н. ЮРЬЕВ

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЕРТОЛЕТОВ

Допущено Главным управлением политехнических и машиностроительных вузов Министерства высшего образования СССР в качестве учебника для авиационных вузов

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ОБОРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ
Москва 1956

ЧАСТЬ I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВЕРТОЛЕТАХ И ВИНТАХ

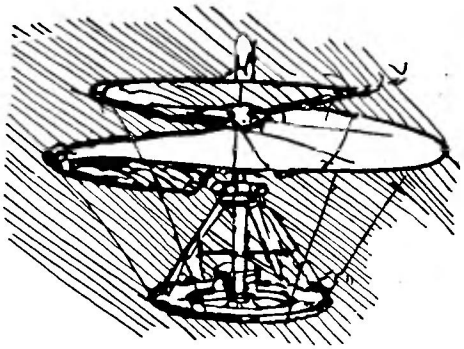
Глава 1

КРАТКАЯ ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ ВЕРТОЛЕТОВ И СВЯЗАННЫХ С НИМИ НАУЧНЫХ ДИСЦИПЛИН

§ 1.1. ПРЕДИСТОРИЯ ВЕРТОЛЕТОВ

Нашу страну по справедливости называют родиной вертолета (геликоптера). У нас была разработана не только их конструкция, но и осуществлены первые настоящие полеты на таких машинах.

Все это делалось у нас не методом «голого изобретательства», а путем развития теории таких аппаратов и проведения множества экспериментальных исследований. Поэтому подробное изложение истории развития вертолетов в нашей стране требует детального рассмотрения развития общей теории винтов, динамики самолетов и даже общей аэро-гидродинамики. В настоящей книге мы не можем подробно рассматривать все эти вопросы и лишь ограничимся самыми существенными фактами [1].



Фиг. 1.1. Рисунок Леонардо да Винчи с изображением его вертолета.

Обычно возникновение идеи вертолета связывают с именем знаменитого итальянского художника и ученого эпохи возрождения Леонардо да Винчи (1452—1519), 500-летний юбилей со дня рождения которого был отмечен у нас в 1952 г.

Среди множества его инженерных эскизов, в так называемом «Кодексе В», имеется приведенное на фиг. 1.1 изображение с объяснительной надписью самого Леонардо.

Из рисунка, приведенного на фиг. 1.1, видно, что речь идет о вертолете, у которого большой винт должен приводиться в дви-

[1] Автор в настоящее время подготовляет книгу, посвященную подробному изложению истории развития вертолетов.

жение людьми с помощью кобестана, подобного подъемным устройствам на старых кораблях. Нечего и говорить, что эта схема неосуществима на практике как из-за совершенно недостаточной мощности людей и их большого веса, так и потому, что в ней ничем не уничтожается реактивный момент воздушного сопротивления несущего винта: при таком устройстве будет вращаться не столько винт, сколько платформа, на которой находятся люди.

Влияние этого предложения на развитие вертолета сильно преувеличивается, так как рукописи Леонардо были опубликованы лишь в 1880—1890 гг. До этого времени они были известны лишь узкому кругу историков.

Более интересной является попытка построить маленький вертолет для подъема термометров, сделанная гениальным М. В. Ломоносовым в 1754 г. Имеются всего четыре документа, рассказывающие об этом: два протокола заседаний Конференции Академии Наук от 4 февраля 1754 г. и от 1 июля 1754 г. (последний на латинском языке); рапорт архивариуса И. С. Гагена и отчет М. В. Ломоносова о работах, произведенных в 1754 г., где имеется его собственноручная запись об опытах с такой машинкой.

Из описания видно, что Ломоносов построил маленький вертолет, предназначенный для подъема вверх метеорологических приборов, приводимый в действие часовой пружиной. Этот прибор «обещал желаемое действие», но до конца разработан не был, ибо слишком велик оказался вес пружины.

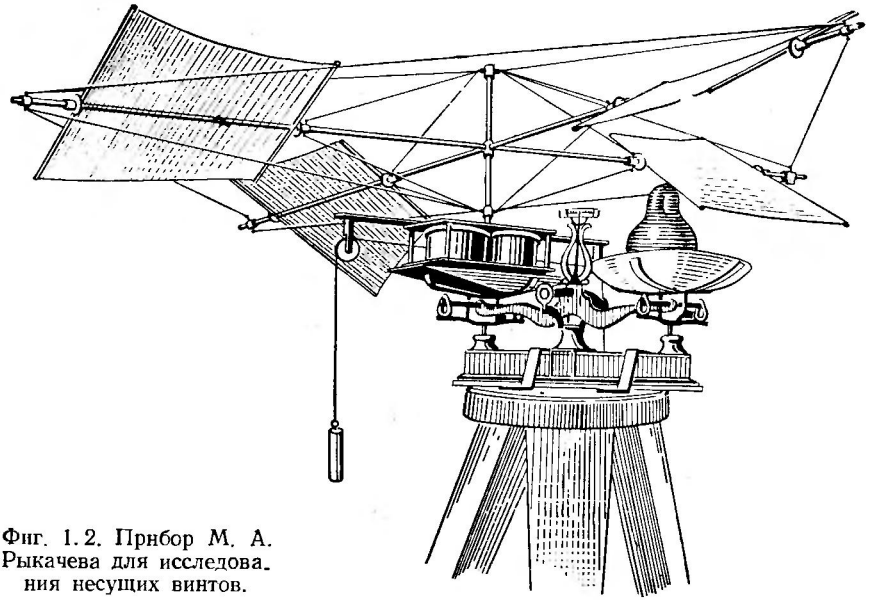
В документах говорится о рисунке этого аппарата, но, несмотря на самые тщательные поиски в архивах Академии Наук, этого чертежа найти не удалось.

Несомненно, опыты Ломоносова по созданию вертолета представляют большой интерес и заслуживают тщательного изучения.

Мы здесь лишь отметим, что эти исследования намного опередили то, что было сделано до Ломоносова за границей. С тех пор в России неоднократно производились исследования проблемы вертолета. При этом особенностью большинства их является то, что почти все предложения исходили из теоретических предпосылок или точных опытов. Длинная цепочка этих исследователей тянется у нас от Ломоносова до современных ученых и конструкторов. Мы остановимся лишь на нескольких примерах такой работы.

Так, в 1871 г. акад. М. А. Рыкачев провел тщательные опыты с несущими винтами, приводимыми в действие часовой пружиной (фиг. 1. 2). Эти опыты показали, что применявшаяся тогда для вычисления подъемной силы пластинки формула Ньютона неверна. Это наблюдение было само по себе весьма ценным открытием. Главной целью опытов было изучение несущих винтов, и М. А. Рыкачев получил для них на своем приборе и тягу, и мощность. Оказалось, что в некоторых опытах число килограммов, поднимаемых на 1 *л. с.* мощности, получилось равным 80 *кг*. Это было весьма

обнадеживающим результатом. Следует помнить, что современные вертолеты поднимают обычно на 1 *л. с.* всего лишь от 4 до 6 *кг*. Получение столь больших величин $q = \frac{T}{N}$ *кг/л. с.* объясняется тем обстоятельством, что эта величина, как показывает теория, обратно пропорциональна окружной скорости конца лопасти. У Рыкачева



Фиг. 1.2. Прибор М. А. Рыкачева для исследования несущих винтов.

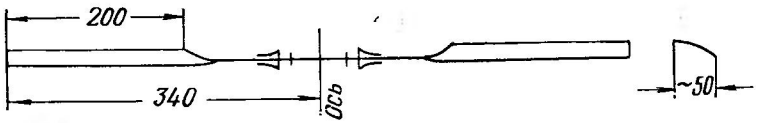
угловая скорость вращения ω была всего лишь от 4 до 2 1/сек., и окружная скорость в среднем была порядка 2—3 *м/сек*, а у современных вертолетов окружная скорость лежит в пределах от 120 до 200 *м/сек*. Но в то время не знали этой зависимости, и многие изобретатели у нас и за границей, сделав опыты с малыми моделями, не получали в больших аппаратах ожидаемой ими большой тяги винта на 1 *л. с.* М. А. Рыкачев, будучи занят большой работой в Академии Наук по организации Главной физической обсерватории, не смог довести свои исследования до натурных испытаний.

Еще более глубокий теоретический анализ проблемы летания и опыты с моделями провел наш знаменитый металлург Д. К. Чернов. Он совершенно четко наметил основные схемы вертолета: соосную и продольную двухвинтовую. В весьма интересной брошюре «О наступлении возможности механического воздухоплавания без помощи баллона», 1884 г. он развивает теорию крыла и винтов, основанную на совершенно правильной идее о необходимости от-

брасывания вниз масс окружающего воздуха для получения подъемной силы. В ней намечены также разные схемы самолетов и даны эскизы решетчатых (прорезных) крыльев. Рассматривает он и срыв потока у крыла.

Он, подобно М. А. Рыкачеву, сделал ряд опытов с винтами, приводимыми в действие часовой пружиной. Эти опыты продолжались с 1888 до 1893 г. На основании теоретических соображений он делал узкие лопасти, и форма испытанных им несущих винтов очень близка к современной (фиг. 1.3). Он получил, подобно М. А. Рыкачеву, $q \approx 100$ *кг/л. с.*, что объясняется малой окружной скоростью конца лопасти в его опытах.

В конце брошюры, представляющей доклад, прочитанный им 17 и 23 декабря (старого стиля) 1893 г. в VII (воздухоплавательном) отделе Русского Технического Общества, он обращается к членам общества за финансовой помощью для дальнейшего углубления своих исследований, изъявляя согласие ассигновать на это дело из личных средств до 5000 руб. Однако помощи он не получил: ни частные лица, ни царские учреждения не пожелали помочь этому выдающемуся ученому в завершении его замечательных работ. На фиг. 1.4 и 1.5 приведено несколько чертежей из упомянутой брошюры Д. К. Чернова.



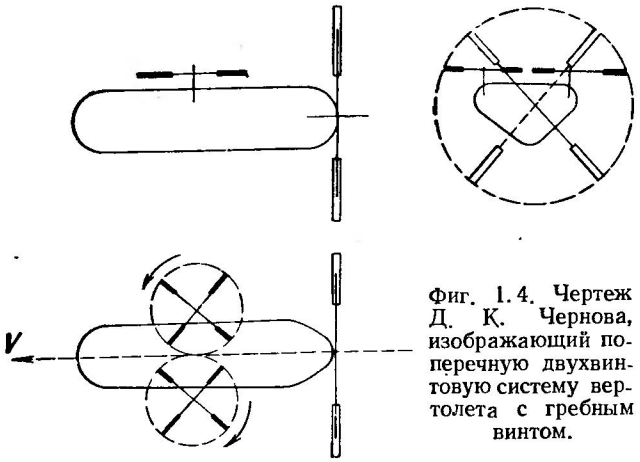
Фиг. 1.3. Чертеж лопасти несущего винта, предложенного и испытанного Д. К. Черновым.

В это же время проводил свои опыты с винтами и А. Ф. Можайский — создатель первого в мире поднявшегося в воздух самолета. В 1883 г. на заседании Технического Общества он демонстрировал изобретенную им аэродинамическую тележку с установленными на ней винтами, приводимыми в движение часовой пружиной. Пользуясь этим прибором и летающими моделями, А. Ф. Можайский разработал воздушные винты вполне современной формы. Подробнее о его работе мы скажем далее, в гл. 3.

Занимался проблемами вертолета и изобретатель электрической лампы накаливания А. Н. Лодыгин (1847—1923). Он предложил применять на вертолете электродвигатели особого типа. Подробности его проекта не изучены, хотя проект подробно рассматривался в дореволюционное время в Военном инженерно-техническом управлении. Так, несмотря на имеющееся довольно подробное описание его двигателей, неясно, какими аккумуляторами он хотел воспользоваться. Военное ведомство отказалось поддержать его работу.

Предложенная А. Н. Лодыгиным идея электровертолета получила развитие в ряде экспериментальных работ, проводившихся и у нас, и за границей.

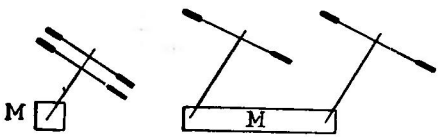
Она чаще всего связывалась с проблемой так называемого **привязного вертолета**. У таких машин на борту имеется



Фиг. 1.4. Чертеж Д. К. Чернова, изображающий поперечную двухвинтовую систему вертолета с гребным винтом.

лишь электродвигатель, энергия к которому подводится с земли с помощью кабеля от подвижной электростанции с первичным тепловым двигателем. Такой вертолет ограничен в своих движениях кабелем и не может уходить далеко от своей электрической станции.

По сути дела такие вертолеты являются лишь вышками, пригодными для установки различных приборов наблюдения — радиолокаторов, антенн и т. д. Наиболее интересные опыты с такими вертолетами были сделаны в СССР в 1938—1941 гг. проф. А. Г. Иосифьяном. Он испытал большую модель вертолета с несущим винтом, приводимым во вращение маленькими пропеллерами, установленными на концах лопастей. Эта модель свободно поднимала человека, но не имела управления. Другой опыт был произведен со старым подробно описанным во многих книгах одновинтовым вертолетом ЦАГИ 1-ЭА. Вместо бензиновых двигателей на нем были установлены легкие электродвигатели проф. Иосифьяна. Машина эта поднималась в воздух с летчиком. Эти опыты

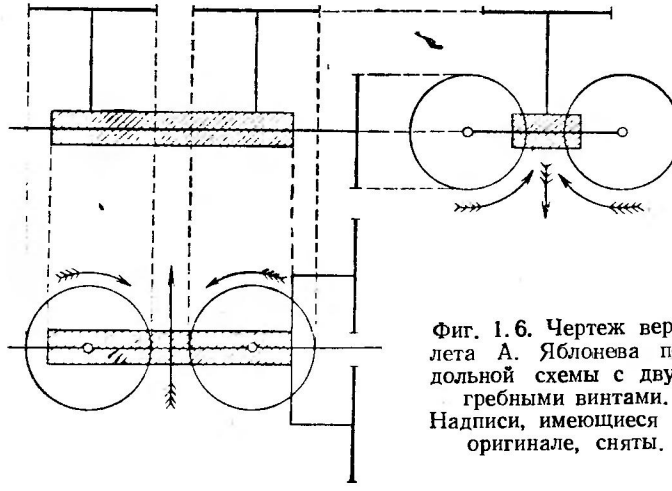


Фиг. 1.5. Чертеж Д. К. Чернова, изображающий соосную и продольную схемы вертолетов пропульсивного типа.

40057
БИБЛИОТЕКА
Университета Авиационного
Института

велись лишь с целью показать, что привязной электровертолет вообще возможен.

Весьма интересный проект вертолета в 1903 г. предложил инж. А. Яблонев (фиг. 1.6). В брошюре «Воздухоплавание. Устройство



Фиг. 1.6. Чертеж вертолета А. Яблонева продольной схемы с двумя гребными винтами. Надписи, имеющиеся на оригинале, сняты.

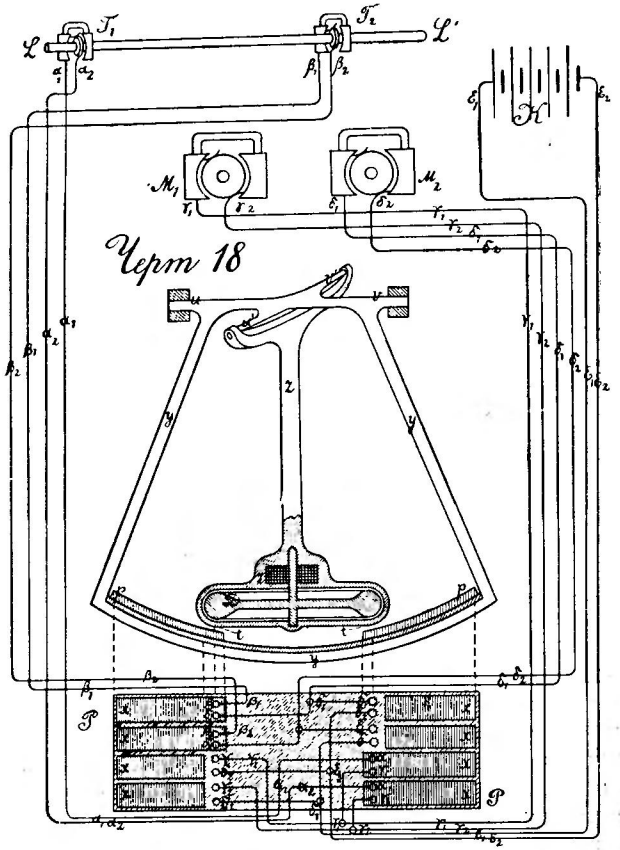
аэромобиля» он делает много интересных предложений. В ней впервые предложено управление вертолетом с помощью рулевых винтов (фиг. 1.7). Он был, повидимому, первым, занявшимся также вопросом устойчивости вертолета. До него и долгое время после него думали, что, поместив центр тяжести аппарата ниже несущих винтов, можно обеспечить устойчивость машины. Считалось, что втулка винта является «точкой подвеса» и устойчивость вертолета рассматривалась как устойчивость маятника. На самом деле, конечно, устойчивость вертолета связана с направлением действующего на него аэродинамического момента. У летающих аппаратов можно применять или так называемую естественную устойчивость или устойчивость, создаваемую органами управления с помощью автопилота.



Фиг. 1.7. Схема управления вертолетом А. Яблонева с помощью рулевых винтов.
Внизу аппарата помещены на некотором плече четыре иакрест расположенных рулевых винта. Проект 1903 г.

А. Яблонев предложил, несомненно первый, использовать на вертолетах гироскопический маятник, действующий с помощью различных реле на электродвигатели, вращающие помещенные в нижней части аппарата рулевые винты (фиг. 1.8). Это весьма интересный приоритет.

Все это делалось им применительно к продольной двухвинтовой схеме вертолета с двумя гребными винтами и четырьмя рулевыми винтами, установленными в нижней части машины. Для безопасности спуска имелись крылья с клапанным покрытием. При обдув-



Фиг. 1.8. Электрический автопилот А. Яблонева, основанный на гироскопическом маятнике. Проект 1903 г.

ке сверху они открывались и пропускали воздух вниз, а при спуске закрывались и образовывали сплошную поверхность.

Что касается его двигателя — «пульвер-мотора», основанного на сжигании пороха, то это предложение было весьма несовершенным, что и послужило поводом к забракованию его предложения в VII отделе (воздухоплавательном) Русского Технического Общества. Его интересный проект был полностью забыт.

Работа над вертолетами в те годы привлекала в России внимание многих ученых и изобретателей. Так, в 1883 г. на заседании

VII отдела Русского Технического Общества был заслушан проект заслуженного профессора С. П. Барановского, предложившего схему четырехвинтового вертолета с двумя гребными винтами и «аммиачным двигателем». Проект был признан недоработанным и предложение С. П. Барановского развития не получило. Двигатель был, повидимому, весьма фантастичным, но схема с четырьмя несущими винтами и с двумя гребными винтами ранее никем еще не предлагалась и является интересным приоритетом.

Во всех работах этого периода, проводившихся в России, видно стремление исследователей подойти к решению проблемы вертолета по-научному и строить такие машины не «на глаз» или «по вдохновению», а обосновывать ее форму и размерности на основе расчета.

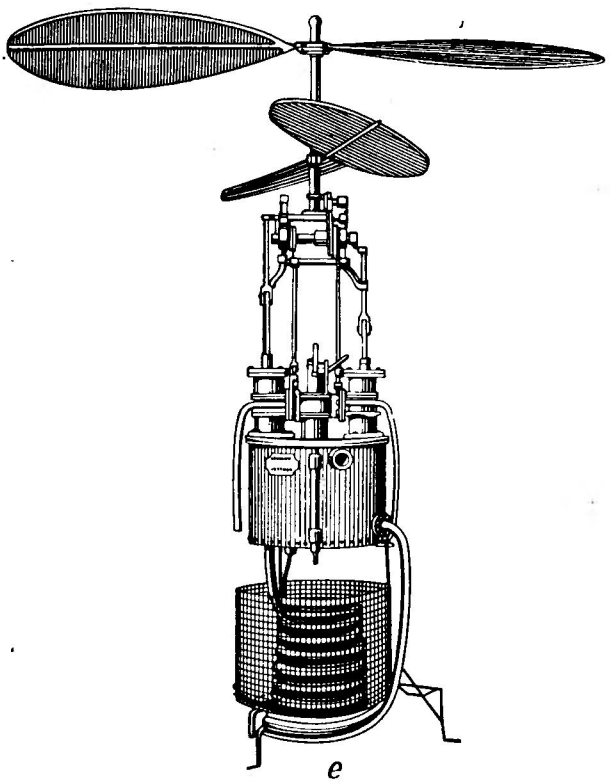
В 1904 г. при участии проф. Н. Е. Жуковского был построен первый в мире Аэродинамический институт в Кучине (в 20 *км* от Москвы, по Нижегородской ж. д.). В этом институте с первых же дней его существования началась интенсивная работа по изучению проблемы вертолета. Было испытано много моделей винтов, с разным числом лопастей, изучалась струя воздуха, создаваемая винтами. Очень многие из этих работ имели фундаментальное значение и являлись первыми в мире. Для проведения этих работ приходилось создавать сложную аппаратуру, строить модели и развивать различные теории. В этих работах принимали участие Б. М. Бубекин, Л. С. Лейбензон — впоследствии академик, С. С. Неждановский и др.

Работы Н. Е. Жуковского, проведенные в этом институте, например, по авторотации и влиянию боковой обдувки на несущий винт, стали теперь классическими.

Этот путь решения проблемы вертолета представляет резкий контраст с тем, что делалось тогда за границей. Там хотели решить эту трудную задачу сразу, «единым махом», без систематической исследовательской работы. Естественно, что такие попытки кончались всегда неудачей. Наш же путь привел в конце-концов к полному решению этой трудной и заманчивой проблемы.

В качестве примера такой «работы» расскажем очень кратко о том, как решала эту задачу во Франции в шестидесятых годах прошлого столетия группа ученых, изобретателей и просто дельцов. Толчком, привлекшим общественное мнение к проблеме вертолета, послужила построенная по идее Понтон Д'Амекура маленькая модель вертолета соосной схемы с паровым двигателем. Он назвал ее «аэронефом» (фиг. 1.9). Вскоре вокруг Д'Амекура собралась большая группа ученых, изобретателей и писателей, начавшая поход за реализацию идеи вертолета. Они объявили себя смертельными врагами аэростатов, считая, что они лишь задержали победу над воздушной стихией и отвлекли внимание от динамического полета. Им удалось построить несколько моделей, терявших некоторую долю веса. В сущности это было повторение опытов,

сделанных М. В. Ломоносовым еще в 1754 г., т. е. на сто с лишним лет раньше. Схематические модели с резиновыми двигателями и инерционные в то время уже летали, имея вес в несколько десятков граммов (фиг. 1.10 и фиг. 1.11).

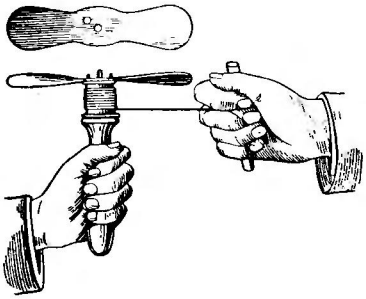


е

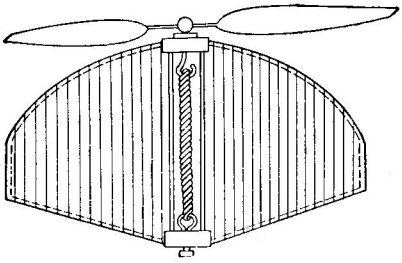
Фиг. 1.9. «Аэронеф» Понтон Д'Амекура.
Бросается в глаза крайне несовершенная форма винта.

Потом члены этого кружка выступили с рядом новых предложений. В частности, предлагалась двухвинтовая схема с крыльями и гребными винтами и т. д. Вскоре в кампанию по пропаганде идеи вертолета включились астроном Ли и академик Бабинэ; начались публичные выступления и лекции. Особенно усилилась деятельность этого кружка, когда в него вступил писатель, художник и изобретатель Ф. Туршерон (псевдоним — Надар). Написав наделавший много шума «Манифест воздушной аутомоции», Надар собрал в Париже в своем огромном ателье представителей прессы и добился того, что этот манифест был опубликован на всех основных языках мира. Отсутствие денег не остановило Надара. Он ре-

шил «убить аэростаты», построив последний самый большой шар «Гигант» на 40 пассажиров, организовать на нем полеты и получить со зрителей и пассажиров столь необходимые для Общества средства. Однако, несмотря на самую отчаянную рекламу и интерес, проявленный обществом, полеты на «Гиганте» не дали нужных



Фиг. 1.10. Игрушка «Спиралифер». Винт с помощью катушки и нити приводится в быстрое вращение резким движением руки, тянущей нить. Вращаясь по инерции, он отделяется от катушки и быстро поднимается на высоту 10÷15 *м*.



Фиг. 1.11. Игрушка «Летающая бабочка» с резиновым двигателем. Это прообраз современных самолетов-вертолетов.

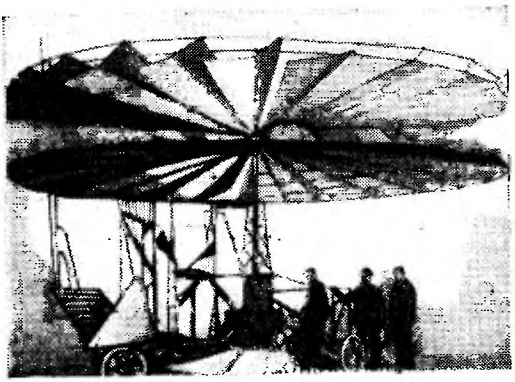
средств. Показательно, что вся бурная деятельность этих энтузиастов происходила при полном отсутствии у них каких-либо законченных проектов, при отсутствии теории винтов, когда опыты на моделях с паровыми двигателями ясно показали невозможность подняться в воздух с такими тяжелыми двигателями даже машине весом в несколько килограммов.

§ 1.2. ПЕРИОД НАКОПЛЕНИЯ ФАКТОВ И НАУЧНЫХ ЗНАНИЙ, СВЯЗАННЫХ С ПРОБЛЕМОЙ ВЕРТОЛЕТА

Многочисленные попытки решить проблему вертолета путем изобретательства без научной основы ни к чему не привели. Ряд построенных примерно в 1907—1920 гг. за границей вертолетов (в натуру) не мог летать; лишь нескольким из них удалось оторваться от земли на несколько секунд на высоту нескольких метров.

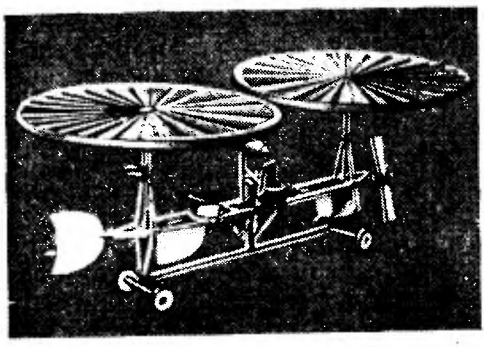
У нас за этот период были построены большие вертолеты по различным схемам: К. А. Антоновым (в 1907 г.) —по соосной схеме (фиг. 1.12), Н. И. Сорокиным (в 1913 г.) — по двухвинтовой продольной схеме с гребным винтом (фиг. 1.13), В. В. Татариновым (в 1909 г.) — по четырехвинтовой схеме с гребным винтом и т. д. Но все эти вертолеты также не могли отделиться от земли, так как конструкторы их пытались обойтись без теории и предварительных опытов. Их неуспех, таким образом, был совершенно закономерным.

Продолжение ряда исследований, начатых М. В. Ломоносовым, выпало на долю отца русской авиации проф. Н. Е. Жуковского и его учеников. Целый ряд работ Н. Е. Жуковского посвящен проблеме вертолета (геликоптера). Он уже в 1890 г. в работе «К теории летания» рассмотрел простейший несущий винт и получил формулы для его тяги и мощности. Некоторые формулы были им получены на много лет раньше, чем их вывели за границей. Так, одночленная формула тяги, часто называемая формулой Сисинга (Sissingh), на самом деле получена на сорок с лишним лет ранее Н. Е. Жуковским.



Фиг. 1.12. Вертолет соосной системы К. А. Антонова (1907 г.). Летать не смог.

После этого Н. Е. Жуковский выпускает целый ряд работ, посвященных теории винта и вертолета. Большой интерес представляет его работа 1904 г. «О полезном грузе, поднимаемом геликоптером», где он доказывает возможность полета вертолетов с большим грузом.



Фиг. 1.13. Вертолет продольной схемы с пропеллером Н. И. Сорокина (1908 г.). Летать не смог.

В работе 1907 г. «Гребной винт с большим числом лопастей» он выводит современного вида формулы тяги и мощности (формулы подобия) и обосновывает теоретически так называемую формулу тяги со степенью $^2/_3$. Эту формулу часто называют формулой австрийского профессора Велльнера, но это неправильно, так как Н. Е. Жуковский вывел ее теоретически на несколько лет раньше.

В 1906 г. была напечатана знаменитая работа Н. Е. Жуковского «О присоединенных вихрях», лежащая теперь в основе всей прикладной аэродинамики. Там выведена известная во всем мире «теорема Жуковского о подъемной силе».

В 1909 г. он первый исследовал теоретически вопрос о влиянии горизонтальной скорости полета вертолета на работу несущего винта. Эта работа называется «Опыт теоретического определения эффекта ветра, дующего в плоскости гребного винта». В ней он показал, что в этих условиях на винт действуют три силы и три опрокидывающих момента. Эта работа показала, что вопросы балансировки и управления вертолетом требуют большого внимания. Долгое время эта работа была единственной по этому вопросу. Лишь в 1928 г., т. е. через 19 лет, она была повторена и развита далее англичанами Локком и Глауертом, которые ввели в эту теорию маховое движение лопастей и индуктивную скорость потока.

В 1910 г. студенты Г. Х. Сабинин и Б. Н. Юрьев, прослушав курс «Теоретические основы воздухоплавания», впервые прочитанный Н. Е. Жуковским в Московском Высшем Техническом Училище, разработали импульсную теорию винтов, в которой впервые было предложено «уравнение связи», позволившее учесть в теории винтов скорость подсасываемого самим винтом воздуха. До разработки этой теории получила распространение во всем мире теория С. К. Джевецкого, разработанная в своих основах еще в 1892 г. Это была первая инженерная теория винтов, дающая возможность по форме винта вычислять его тягу и потребляемую им мощность. Она основана на вырезании из винта отдельных элементов лопасти и определении суммарного эффекта путем интегрирования полученных выражений по всей лопасти. Теория С. К. Джевецкого стала в настоящее время классической и ссылки на нее встречаются во всех книгах, излагающих теорию воздушных или морских винтов. Она дает достаточно точные результаты для гребных винтов и вентиляторов, но в применении к несущим винтам вертолетов она оказалась совершенно несостоятельной, так как она совершенно не учитывает скорость подсасываемого винтом воздуха. Поэтому целый ряд построенных в старое время вертолетов, рассчитанных по теории С. К. Джевецкого, не смог подняться в воздух. В этом отношении теория С. К. Джевецкого нанесла огромный вред делу развития вертолетостроения.

Импульсная же теория использует, как и все позднейшие теории винтов, предложенный С. К. Джевецким прием разбивки винта на элементы, но вводит в расчет скорость подсасывания (индуктивную скорость). Сделанная в 1910 г. опытная проверка этой теории показала, что она дает вполне достаточную точность.

Теория эта весьма понравилась Н. Е. Жуковскому и он включил ее в 1911 г. под названием «теория Сабинина и Юрьева» в свой знаменитый литографированный курс «Теоретические основы воздухоплавания». Эта теория была углублена помощником Н. Е. Жуковского студентом В. П. Ветчинкиным и профессором Г. А. Ботезатом. Последний в 1917 г. выпустил книгу, озаглавленную «Исследование явления работы лопастного винта» (главный

аэродром УВВФ, Петроград). В ней он излагает импульсную теорию, не упоминая об ее авторах, хотя в то время она уже была доложена на двух всероссийских воздухоплавательных съездах и была напечатана Н. Е. Жуковским в его курсе. Эмигрировав после революции в Америку, Ботезат опубликовал в 1919 г. в американских «репортах» NACA и других изданиях импульсную и вихревую теории, неизвестные тогда в Америке, не указав авторов этой теории и вскользь упомянув Н. Е. Жуковского[1]. Широкое распространение американских «репортов» привело к тому, что вихревая и импульсная теории стали хорошо известны за границей и начали излагаться в различных работах по теории винтов и вертолетов во всевозможных модификациях.

В 1910 г. ученик Н. Е. Жуковского студент Г. В. Сорокоумовский впервые исследовал режим авторотирующего спуска вертолета и показал, что вертолет может при остановке двигателя благополучно спуститься на землю. Работа эта была включена Н. Е. Жуковским в его курс.

Все это привело к тому, что к концу 1910 г. у учеников Н. Е. Жуковского возникла мысль, что настало время для реального решения проблемы вертолета. Действительно, к этому времени (1910 г.) Н. Е. Жуковскому удалось создать в Москве **три** аэродинамических лаборатории: Кучинский Аэродинамический институт, лаборатория при Московском университете и Аэродинамическая лаборатория при МВТУ. Последняя была в те годы самой мощной лабораторией в мире и имела большой актив студентов-энтузиастов, учеников Н. Е. Жуковского. Эта лаборатория, начиная с 1910 г., стала тем центром, в котором развивалась под руководством Н. Е. Жуковского наша научная и конструкторская мысль. В этой лаборатории в те годы работали добровольцами почти все современные деятели авиации: академики — Герой Социалистического Труда А. Н. Туполев, Б. С. Стечкин, Герой Социалистического Труда А. А. Микулин, Б. Н. Юрьев, действительный член Академии артиллерийских наук, покойный В. П. Ветчинкин, Герой Социалистического Труда А. А. Архангельский, доктора наук — К. А. Ушаков, Г. Н. Мусинянц, Г. Х. Сабинин, первый пилот на вертолетах проф. А. М. Черемухин, заслуженный пилот СССР Б. И. Россинский и многие другие.

В 1912 г. исследования по теории воздушных винтов завершились разработкой проф. Н. Е. Жуковским вихревой теории винтов, ставшей ныне классической. Она более точно, чем теория Г. Х. Сабинина и Б. Н. Юрьева, оценила давления в струе, создаваемой винтом, и была пригодной для больших осевых относительных скоростей движения. Эта теория охватила единым анализом все случаи работы винтов: гребного и несущего винтов, вет-

[1] Ботезат, NACA, Технический репорт № 29, 1919.

ряного двигателя и вентилятора. Н. Е. Жуковский написал четыре больших работы, посвященных вихревой теории винтов, а его ученик В. П. Ветчинкин разработал основанные на ней методы инженерных расчетов винтов различного назначения. В. П. Ветчинкин же впервые предложил считать циркуляцию скорости изменяющейся по радиусу винта и ввел в вихревую теорию безразмерные величины. Таким образом, в течение нескольких лет в нашей стране теория винтов приняла вполне законченную форму.

К этому времени вполне окрепла Аэродинамическая лаборатория МВТУ и около нее создался дружный коллектив студентов, умевших не только проектировать приборы и развивать теории, но и могущих своими руками строить сложные приборы и аппараты.

Все это и побудило уже в 1910 г. «Воздухоплавательный кружок студентов МВТУ» заняться разработкой реального проекта вертолета. Была создана комиссия, председателем которой был избран автор этой книги. Учениками Н. Е. Жуковского было изучено очень много различных схем вертолетов как путем их расчета, так и испытаний их моделей. В результате этих исследований в 1910 г. была предложена студентом Б. Н. Юрьевым одновинтовая схема вертолета поперечного типа, а в 1911 г.— одновинтовая продольная схема. На фиг. 1. 14 изображен вертолет по патентной заявке № 45212 1910 г. На фиг. 1. 15 приведен чертеж, взятый из литографированной листовки, датированной 5 мая 1911 г.

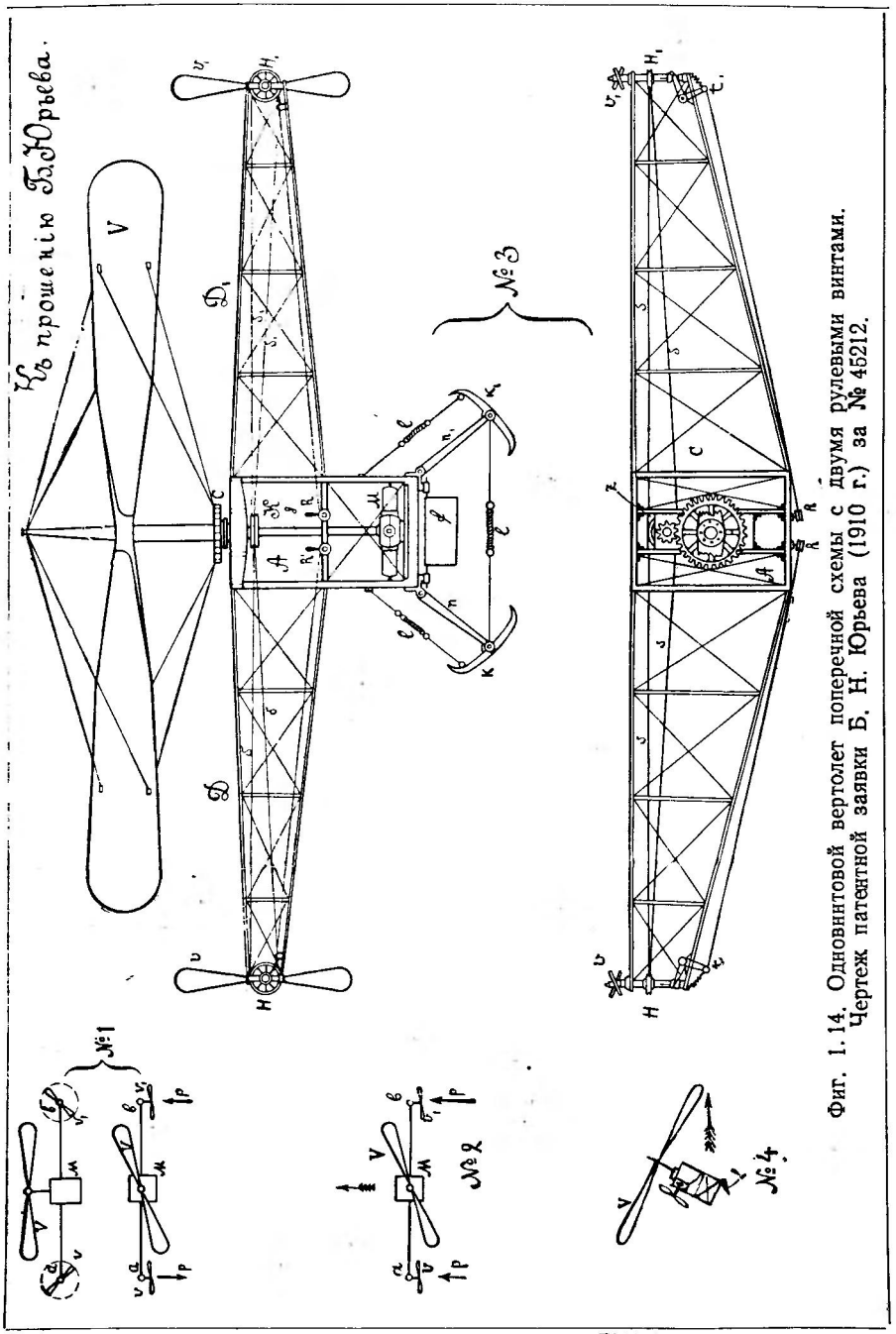
В начале 1911 г. был изобретен автором автомат-перекос (фиг. 1. 16), решивший окончательно вопрос об управлении вертолетами. Принципы работы этих машин будут подробно рассмотрены в гл. 4 «Аэродинамические схемы вертолетов».

На Первом всероссийском воздухоплавательном съезде, состоявшемся в 1911 г. в Петербурге, Б. Н. Юрьевым был сделан доклад: «Критика прежних систем геликоптеров и описание нового типа геликоптера системы автора».

Все это привело к законченной схеме вертолета, и воздухоплавательный кружок с помощью «Общества содействия изобретателям» («Леденцовское общество») решил построить небольшой вертолет системы Б. Н. Юрьева своими силами.

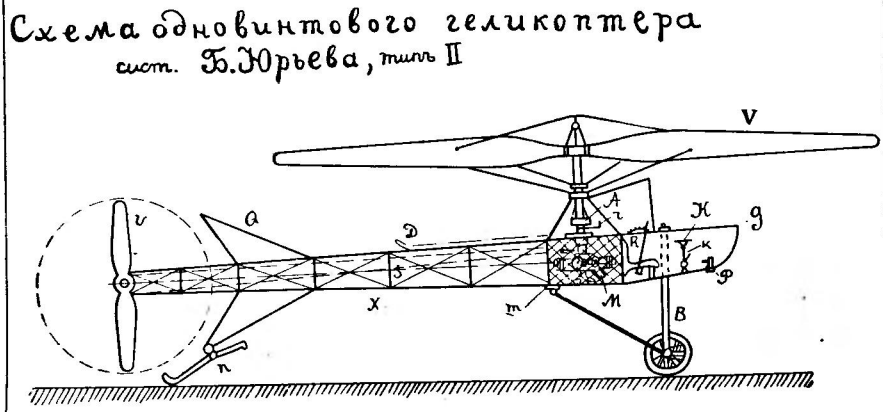
Этот вертолет был построен под мотор «Анзани» с эффективной мощностью в 32 *л. с.* (25 *л. с.* номинальных). Денег у кружка на эти работы не хватало и было решено построить сначала машину без автомат-перекоса и вести первые опыты с привязанным к земле аппаратом.

Этот аппарат был показан на «Международной выставке автомобилизма и воздухоплавания», устроенной в Московском манеже в 1912 г. К этой выставке был приурочен и Второй всероссийский воздухоплавательный съезд, где ученики Н. Е. Жуковского выступали с научными докладами. Среди них был и доклад студента Б. Н. Юрьева — «Геликоптер собственной конструкции».

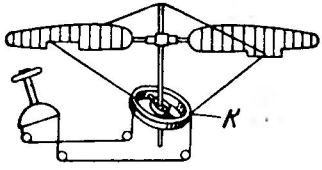


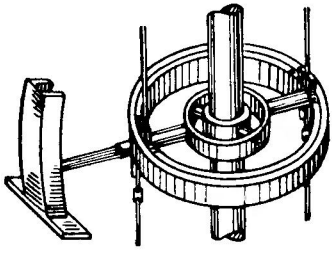
Фиг. 1.14. Одновинтовой вертолет поперечной схемы с двумя рулевыми винтами. Чертеж патентной заявки Б. Н. Юрьева (1910 г.) за № 45212.

БИБЛИОТЕКА Уфимского Авиационного Института



Фиг. 1.15. Одиовинтовой вертолет продольиой схемы с рулевым виитом и автоматом-перекосом.
Чертеж взят из листовки Б. Н. Юрьева, датированной 5 мая 1911 г. Прообраз современиых одиовиитовых вертолетов.

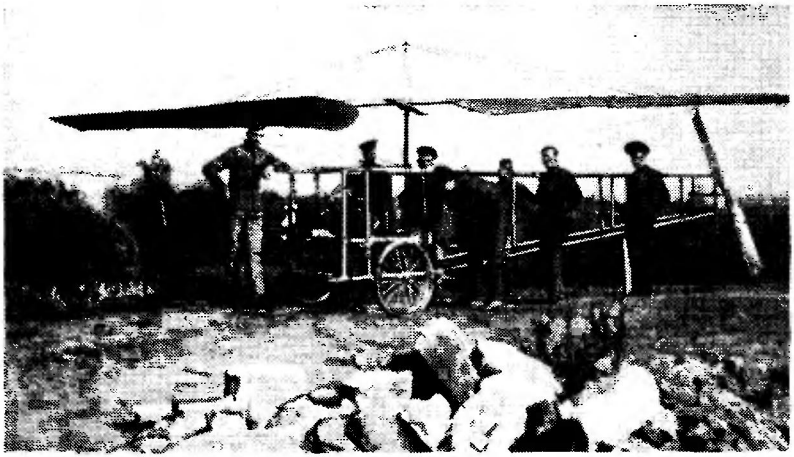




Фиг. 1.16. Схема автомата-перекоса.
Наклон кольца *K* вызывает циклическое изменение угла установки лопастей, что создает моменты управления.

Вертолет Б. Н. Юрьева привлек большое внимание и на выставке около него всегда толпился народ. Студенты-кружковцы давали пояснения и раздавали желающим литографированную листовку с описанием этой системы.

Жюри выставки присудило Б. Н. Юрьеву малую золотую медаль «За прекрасную теоретическую разработку проекта геликоптера». Однако, несмотря на усилия проф. Н. Е. Жуковского, царское правительство никакой поддержки делу вертолетостроения не оказало, считая развитие авиации «делом частной инициативы».



Фиг. 1.17. Испытания одновинтового вертолета системы Б. Н. Юрьева во дворе МВТУ (1912 г.).

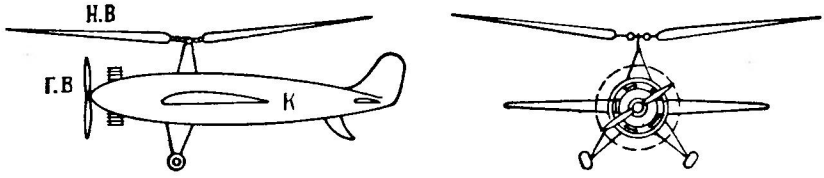
Начатые после выставки опыты с этим вертолетом (фиг. 1.17) вскоре пришлось прекратить, так как произошла поломка главного вала из-за крайне неравномерного хода трехцилиндрового четырехтактного двигателя «Анзани». Денег на продолжение работ у кружка не было и Б. Н. Юрьев с другими товарищами переключился на разработку многовинтового вертолета. Предполагалось сначала отработать один элемент такой машины, построить небольшой специальный двигатель и лишь тогда начать строить машины с 8-ю и 12-ю элементами. Эти работы были неоднократно подробно описаны в нашей литературе[1]. В разгар этих работ началась первая мировая война, кружковцы были мобилизованы на фронт, и все начатые работы надолго прекратились.

[1] Интересующимся рекомендуем ознакомиться с работами А. М. Изаксона, Н. И. Камова, Н. Д. Анощенко, В. А. Попова и др.

Автожиры

Уже в 1910 г. проф. Н. Е. Жуковскому и его ученикам было известно, что авторотирующий винт может обеспечить безопасный спуск вертолета. Модели одновинтового вертолета системы студента Б. Н. Юрьева хорошо планировали. Однако идея установки на вертолет гребного винта была тогда отвергнута, так как пропульсивный метод приведения вертолета в движение был проще и давал хорошие результаты.

В 1919 г. испанский инженер Сиерва предложил делать у самолета вместо крыльев несущий винт (фиг. 1. 18) («ветряную мельницу») и назвал такой аппарат **автожиром** (т. е. автомати-



Фиг. 1. 18. Схема автожира.
Несущий винт не имеет привода и вращается набегающим потоком воздуха.

чески вращающимся). В 1922 г. начались после ряда предварительных опытов летные испытания автожира. К несущему винту никакой мошности не подводилось и он вращался от встречного потока воздуха.

Первые же опыты показали, что машина стремится опрокинуться набок. Очевидно, Сиерва ничего не знал о работах Н. Е. Жуковского и Кучинского института, где этот вопрос был изучен в 1909 г. Для борьбы с этим неприятным явлением он предложил делать шарнирную подвеску лопастей, при которой машущее движение лопастей уничтожит этот момент. Надо заметить, что винт с шарнирной подвеской лопастей был известен ранее: у Н. Е. Жуковского в Московском университете был станок для испытания винтов с карданной втулкой еще в 1910 г. На выставке в манеже в 1912 г. фирма Бреге выставила самолет, имевший гребной винт с шарнирными лопастями.

При установке шарнирных лопастей, а вскоре и дополнительного крыла автожиры начали успешно летать. Их преимуществом по сравнению с самолетом была малая посадочная скорость. При небольшом встречном ветре они могли делать вертикальные посадки. Однако получалось это за счет большого снижения остальных летных качеств, так как несущий винт работал значительно хуже обычного крыла.

Автожиры привлекли внимание многих конструкторов и во всех странах было построено много таких машин. У нас над автожирами успешно работали инженеры Н. И. Камов, В. А. Кузнецов, Н. К. Скржинский, М. Л. Миль и др.

Автожиры помогли изучить у винтокрылых машин спуск на авторотации и разработать конструктивно втулки несущих винтов с машущими лопастями.

В целом же они не были решением задачи о вертикальном взлете и потому их перестали строить после того, как появились хорошо летающие вертолеты. В настоящее время некоторые конструкторы пытаются использовать на вертолетах режим авторотации, т. е. холостого вращения несущего винта, для повышения скорости горизонтального полета. Однако, как увидим в гл. 16, заметного выигрыша при этом обычно не получается, почему в современном вертолетостроении и господствует пропульсивный метод приведения вертолета в горизонтальное движение как более простой и оправдавший себя на практике. В отдельных случаях установка на вертолете гребных винтов может принести некоторую пользу, о чем мы скажем в § 16.3 и § 16.4.

§ 1.3. СОЗДАНИЕ ЛЕТАЮЩИХ ВЕРТОЛЕТОВ В СССР

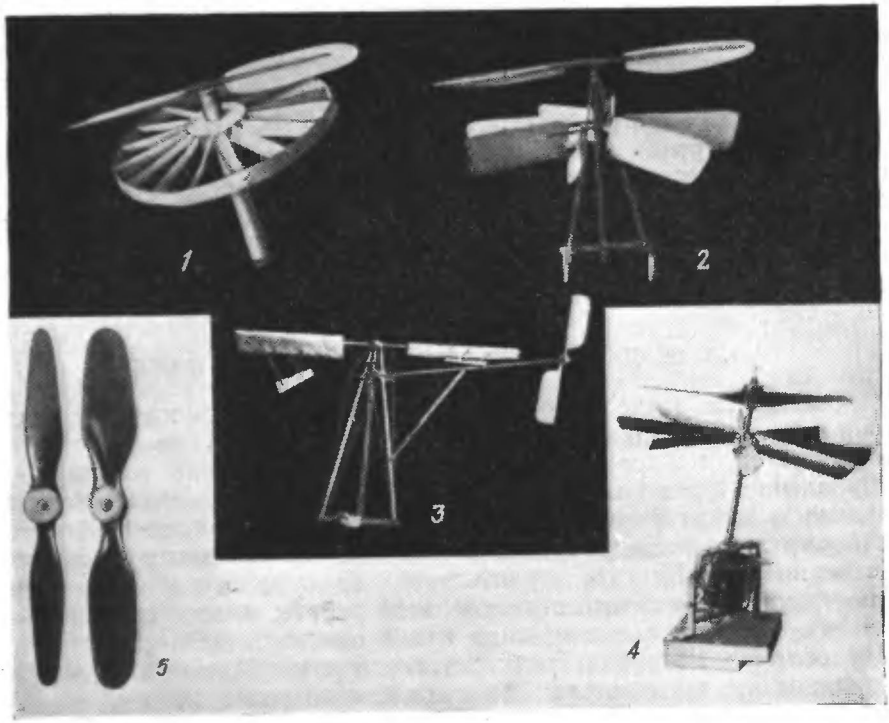
Описанные выше работы заложили крепкий фундамент для дальнейших работ по вертолетам: у нас были созданы новые теории винтов, найдены рациональные схемы, решена задача об управлении такими машинами. Одновременно выяснилось, что эта задача в целом очень трудна и требует гораздо более глубокого лабораторного исследования и постановки дорогих конструкторских экспериментов. Царское правительство, преклонявшееся перед всем иностранным, не захотело помочь этой работе: многие царские чиновники боялись авиации, видя в ней опасность для государства. Черносотенный депутат Государственной думы Марков 2-й сказал однажды крылатые слова: «Прежде чем позволить летать обывателям, надо научить летать полицию».

Чиновники из Военно-инженерного управления предпочитали покупать самолеты и двигатели за границей и с презрением отвергали предложения русских конструкторов и изобретателей.

Совсем по-другому пошло дело после Великой Октябрьской социалистической революции. С первых же дней установления советской власти проф. Н. Е. Жуковский и его многочисленные ученики начали работать над созданием отечественной авиации. И во всех своих начинаниях они получили полную поддержку. Однако проблемой вертолета удалось заняться не сразу. Нужно было сначала создать научную базу и подготовить кадры авиационных инженеров и исследователей. Без этого невозможно было создать необходимые для защиты нашей Родины мощные военно-воздушные силы.

Поэтому ученики Н. Е. Жуковского в первые годы советской власти были заняты строительством исследовательских институтов (ЦАГИ и др.), созданием авиационных учебных институтов (ВВИА, МАИ, ХАИ и др.), написанием учебников и разработкой важнейших вопросов авиационной науки.

Лишь в 1927 г. после постройки лабораторий ЦАГИ удалось вплотную заняться проблемой вертолетов. Были построены много-

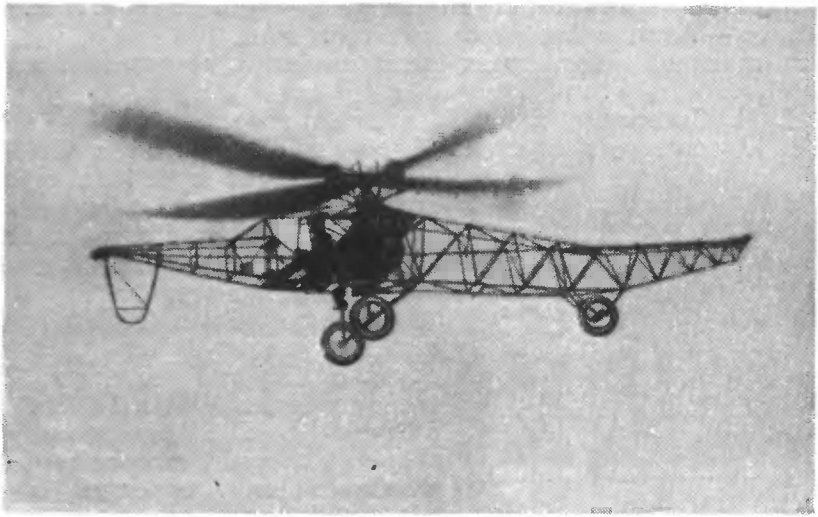


Фиг. 1.19. Различные модели, испытывавшиеся в ЦАГИ.

численные сложные модели вертолетов для опытов в аэродинамических трубах. Велись опыты и с летающими моделями (фиг. 1.19). Был построен большой стенд для опытов с несущими винтами с диаметром в 6 *м*, с двигателем в 120 *л. с.*

На этих моделях и на стенде изучалась работа автомат-перекоса, причем иногда определялось до шести компонентов сил и моментов, действующих на винт. Особое участие в работах принимали в этот период тт. А. М. Черемухин, А. Л. Леймер, И. П. Братухин, А. М. Изаксон, И. Н. Виноградов, К. К. Бункин и др.

Скоро наметились наиболее рациональные направления в вертолетостроении и было решено приступить к постройке экспериментального аппарата № 1 (1-ЭА) по одновинтовой схеме. Эта машина неоднократно описывалась в нашей литературе. В основу ее была положена схема Б. Н. Юрьева с одним несущим винтом, управляемая с помощью автомат-перекоса (фиг. 1.20). Для более спокойного взлета на основании опытов с летающими моделями



Фиг. 1.20. Вертолет ЦАГИ 1-ЭА.
Первый вертолет, начавший свободно летать. Вертолет летал под управлением проф. А. М. Черемухина.

было решено сделать двойные рулевые винты, поместив их и спереди и сзади. Для безопасности полета на ней были установлены два мотора «Рон» мощностью в 120 *л. с.* каждый. Особенно большое участие в ее разработке принимал инж., ныне докт. техн. наук проф. А. М. Черемухин. Он же был и первым пилотом этой машины (см. фиг. 1.20). Уже первые полеты, состоявшиеся в 1930 г., показали, что мы были на правильном пути. Машина уверенно отрывалась от земли, легко поднималась на высоту нескольких сот метров и свободно описывала в воздухе восьмерки и другие сложные фигуры. Для оценки этого успеха следует вспомнить, что за границей в то время вертолеты еще не летали, а лишь делали прыжки в воздух на короткое время. Если они иногда и держались несколько минут в воздухе, то это происходило вблизи земли (на

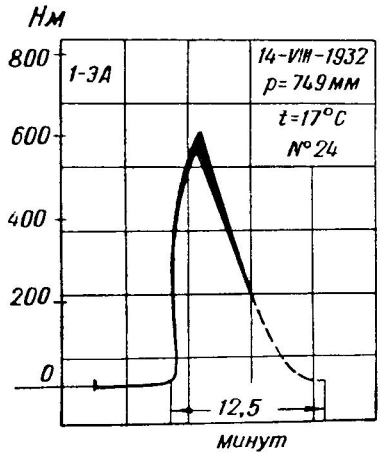
высоте 2—3 *м*), где машина поддерживалась над землей лишь благодаря эффекту так называемой «воздушной подушки».

На фиг. 1.21 приведена одна из барограмм, полученных А. М. Черемухиным в 1932 г. Высота полета доходила до 620 *м*. К этому времени за границей оставались на уровне результатов 1930 г., когда на вертолете «Асканио» была достигнута высота полета лишь 18 *м*.

Таким образом, датой первых настоящих полетов вертолетов нужно считать осень 1930 г. и первым человеком, овладевшим управлением этими сложными машинами,— ученика проф. Н. Е. Жуковского — Алексея Михайловича Черемухина.

За границей одновинтовая схема появилась значительно позже, в 1941 г.

И. И. Сикорский, хорошо знавший работы учеников проф. Н. Е. Жуковского и слушавший доклады Б. Н. Юрьева в 1911 и 1912 гг., начал с 1941 г. строить вертолеты в точности по нашей схеме, особенностями которой являются: один несущий винт, хвостовой винт и автомат-перекос [1].



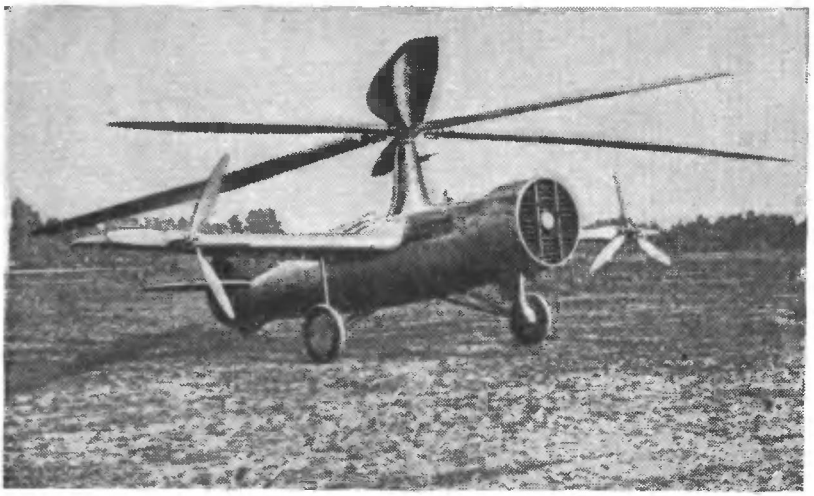
Фиг. 1.21. Барограмма полета А. М. Черемухина на вертолете 1-ЭА 14 августа 1932 г.

Вслед за 1-ЭА в СССР был построен с учетом уже накопившегося опыта ряд других вертолетов. Это были аппараты 3-ЭА и 5-ЭА. В последнем И. П. Братухиным был применен несущий винт со свободно взмахивающими лопастями и отдельный винт с автоматом-перекосом для управления машиной. Подобное выделение функции управления стало применяться за границей лишь начиная с 1948 г. (Каман, Хиллер и др.).

Особенно интересной является машина 11-ЭА, построенная в ЦАГИ в 1938 г. И. П. Братухиным (фиг. 1.22). В ней использована поперечная схема вертолета Б. Н. Юрьева (см. фиг. 1.14) со значительным усовершенствованием: консоли заменены крыльями, что улучшило летные характеристики вертолета, приблизив их к самолетным. Это был первый в мире крылатый вертолет: взлетая как обычный вертолет, он при горизонтальном полете обращался в автожир. При горизонтальном полете несущий винт мог вращаться на авторотации, а вся мощ-

[1] В настоящее время можно насчитать за границей до 20 фирм, занимающихся постройкой вертолетов по нашей схеме. Среди построенных к концу 1953 г. в Америке вертолетов, около 70% построено по нашей одновинтовой схеме.

ность передавалась на два винта, превращавшихся на этом режиме в гребные винты. Несмотря на явный наш приоритет, за границей все время делаются попытки патентовать наши старые схемы вертолетов. В частности, английская фирма Фэрри запатентовала и строит машины типа ЭА-11. Ряд других фирм усиленно разрабатывает идею крылатых вертолетов.



Фиг. 1.22. Вертолет ЦАГИ 11-ЭА конструкции И. П. Братухина. Первый реально построенный крылатый вертолет. За границей ряд фирм начал разрабатывать в последние годы эту схему.

В настоящее время советские конструкторы строят любые типы вертолетов и для любых заданий. И. П. Братухин построил ряд вертолетов по поперечной схеме (фиг. 1.23), Н. И. Камов неоднократно показывал на парадах исключительно маневренные машины соосной схемы (фиг. 1.24), М. Л. Миль полностью овладел одновинтовой схемой и строит машины на любые задания (фиг. 1.25). А. С. Яковлев создал тяжелые двухмоторные вертолеты (фиг. 1.26).

Все эти машины рассчитаны по нашим собственным теориям и изучались в наших мощных, прекрасно оборудованных лабораториях.

На этом мы заканчиваем историческое введение в курс Аэродинамики вертолетов.

В дальнейших главах мы будем указывать на отдельные исторические факты, связанные с излагаемыми в них вопросами.



Фиг. 1.23. Двухвинтовой и двухмоторный вертолет поперечной схемы «Омега» конструкции И. П. Братухина.



Фнг. 1.24. Легкий вертолет соосной схемы конструкции Н. И. Камова.
Морской вариант с поплавками.



Фиг. 1.25. Одновинтовые вертолеты конструкции М. Л. Миля на авиационном празднике в Тушино.



Фиг. 1.26. Двухвинтовой вертолет продольной схемы конструкции А. С. Яковлева.

Глава 2

ОСНОВНЫЕ ТЕРМИНЫ И ОБОЗНАЧЕНИЯ, ПРИНЯТЫЕ В КНИГЕ

§ 2.1. ОБЩИЕ УКАЗАНИЯ И ПОЯСНЕНИЯ

При изучении сложных явлений, происходящих при работе вертолета, весьма важно иметь хорошо разработанную систему терминов и математических обозначений. Это могло бы значительно облегчить изучение теории вертолета.

К сожалению, у нас нет вполне установившейся терминологии в винтостроении и вертолетостроении. Наряду с весьма совершенной системой обозначений, применявшейся еще проф. Н. Е. Жуковским, у нас пользуются также французскими и немецкими обозначениями, греческими и латинскими терминами, а в последнее время стали применяться еще и англо-американские обозначения.

Несмотря на то, что по теории воздушных винтов и вертолетов мы имеем большую научную литературу, в математических обозначениях основных величин у нас нет единой системы. Достаточно сказать, что у нас встречается четыре типа основных аэродинамических коэффициентов, отличающихся в сущности лишь постоянными множителями. Точно так же наряду с весьма удобными «относительными скоростями», введенными в науку проф. Н. Е. Жуковским и В. П. Ветчинкиным еще в 1912 г., встречаются англо-американские обозначения этих скоростей, например μ и x, причем x имеет обратный знак относительной скорости потока в плоскости винта. Такое произвольное установление знаков величин вызывает большую путаницу и ведет к различным ошибкам.

Создание новой, рациональной, терминологии в области авиации, как показала работа Комитета по Технической терминологии Академии Наук СССР,— дело весьма трудоемкое и Академия Наук смогла рекомендовать только основные термины и их определения, воздержавшись пока от рекомендации математических символов и обозначений [1].

---

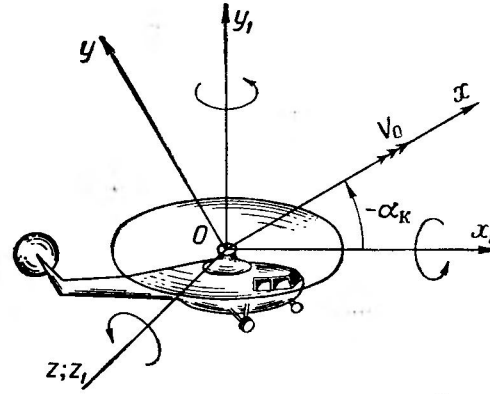
[1] Терминология воздушных винтов и вертолетов, Академия Наук СССР. Комитет Технической терминологии, вып. 20, 1954.

Автор всюду придерживался этих новых терминов, применяя старые лишь в исторических справках. Некоторые греко-латинские термины, имевшие широкое применение в нашей обширной классической литературе по винтам и вертолетам, приводятся в соответствующих местах текста в скобках.

Здесь мы будем строго придерживаться следующих общих правил:

а) Оси координат выбираются такие же (фиг. 2.1), как это принято в теории самолета (стандарт СР-49). Подробнее см. § 2.3, пункт 4.

б) Силовые коэффициенты у винтов обозначаются прописными буквами C, а моменты буквами m с соответствующими индексами. В теории крыла силовые коэффициенты, как известно, обозначаются с помощью строчных букв c. Все новейшие работы по теории самолета используют у нас коэффициент момента, обозначаемый через m.



Фиг. 2.1. Оси координат у вертолета: $Oxyz$ — скоростные; $Ox_1y_1z_1$ — связанные.

в) Тягу винта мы будем обозначать, как правило, буквой T, а буквой P будем пользоваться для обозначения тяги дополнительных винтов и т. п. Работу и мощность, потребляемую винтами, мы будем обозначать буквами L *кгм/сек* и N *л. с.*, как это принято теперь во всех наших курсах термодинамики и теории тепловых двигателей.

г) Знаки у компонентов сил и моментов всегда берутся в соответствии с осями координат.

д) Знаки скоростей тел (вертолета, его лопастей и т. д.) берутся в соответствии с осями координат. На чертежах мы будем их обозначать оперенными стрелками. Компоненты относительной скорости воздуха всегда берутся положительными, когда они направлены против положительно направленных осей координат. На чертежах мы будем их обозначать простыми стрелками.

е) Знаки углов всегда берутся в соответствии со стандартными осями координат.

ж) Все безразмерные скорости получаются делением именованных скоростей на скорость вращения внешнего конца лопасти $U=R\omega$ *м/сек* и обозначаются теми же буквами, как

и именованные, но с чертой сверху, например $\overline{V}_0=\frac{V_0}{R\omega}$; $\overline{W}=\frac{W}{R\omega}$ и т. д. Этот прием был введен в теорию винтов проф. Н. Е. Жуковским и В. П. Ветчинкиным.

з) Скорости потока, отнесенные к характеристической скорости несущего винта $v_{1в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}U$, обозначаются теми же буквами, что и именованные, но с волнистой чертой сверху.

и) Некоторые устаревшие обозначения мы будем приводить в тех случаях, когда имеется справочная литература, написанная в этих обозначениях.

§ 2.2. ПОЯСНЕНИЯ К НЕКОТОРЫМ ТЕРМИНАМ

Вертолет — летательный аппарат, поднимающийся в воздух с помощью тянущих его вверх одного или нескольких винтов, приводимых во вращение двигателем.

Международное греческое название — **геликоптер** (винтокрыл).

Автожир — летательный аппарат, несущий винт или винты у которого вращаются в полете от набегающего на них потока встречного воздуха и движение которого обеспечивается гребным винтом (пропеллером), работающим от двигателя.

Винт — общее название винтов любого назначения.

Несущий винт — винт, специально приспособленный для получения подъемной силы у вертолетов и автожиров. Устаревший термин — ротор.

Гребной винт — винт, специально предназначенный для приведения в горизонтальное движение летательных аппаратов. Устаревший термин — пропеллер.

Рулевой винт — винт изменяемого шага, устанавливаемый на некотором плече (хвостовой балке, консоли) и служащий для уравновешивания реактивного момента несущего винта и для создания момента, поворачивающего вертолет в желаемом для летчика направлении.

Крылатый вертолет — аппарат смешанного типа, имеющий крылья и несущие винты и могущий взлетать вертикально.

Конвертоплан — аппарат, взлетающий по принципу вертолета и превращающийся в воздухе в самолет путем складывания или перестановки лопастей.

Главный редуктор — редуктор, передающий мощность двигателя непосредственно к несущему винту.

Корпус вертолета — состоит из фюзеляжа или кабины, мотогондол (если они имеются), хвостовой балки, консолей и шасси, оперения, верхнего кабана и т. д.

Горизонтальный полет — такой полет, когда вертикальная скорость вертолета равна нулю.

Полет с горизонтальной скоростью — такой полет, когда имеется горизонтальная скорость; при этом вертикальная скорость не равна нулю.

Висение вертолета в воздухе — такой режим, когда вертолет не имеет ни вертикальной, ни горизонтальной скорости относительно воздуха. Иногда пользуются термином «парение» вертолета, что неправильно, так как парящая птица всегда быстро движется, обычно по кругам.

Висение вертолета над землей — такой режим полета, когда вертолет не имеет ни вертикальной, ни горизонтальной скорости относительно земли. При этом он движется относительно воздуха со скоростью ветра.

Парашютирование вертолета — вертикальный спуск на авторотации несущего винта при выключенном двигателе.

Планирование вертолета — наклонный к горизонту спуск вертолета на авторотации при выключенном двигателе.

Конструктивная плоскость вращения несущего винта перпендикулярна к оси втулки.

Угол атаки несущего винта берется по конструктивной плоскости вращения, т. е. по втулке.

Конус — поверхность, описываемая шарнирно подвешенными лопастями.

Маховое движение лопастей — колебательное движение лопастей около горизонтального шарнира.

Качание лопастей — происходит около вертикального шарнира.

§ 2.3. СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

1. Общие обозначения

D — диаметр винта;

R — радиус винта;

b — хорда сечения лопасти;

c — толщина сечения лопасти;

$U = R\omega$ — окружная скорость конца лопасти;

n — число оборотов в минуту;

$n_s = \frac{n}{60}$ — число оборотов в секунду;

$\omega = \frac{\pi n}{30} = 2\pi n_s$ — угловая скорость вращения;

r — радиус сечения лопасти;

$\bar{r} = \frac{r}{R}$ — относительный радиус сечения винта;

$\bar{c} = \frac{c}{b}$ — относительная толщина профиля;

$\bar{b}=\frac{b}{R}$ — относительная ширина профиля;

$\sigma=\frac{kb}{\pi R}=\frac{k\bar{b}}{\pi}$ — местный коэффициент заполнения на любом радиусе: $\sigma=f(\bar{r})$;

$\bar{b}_7$ — относительная ширина на характерном радиусе $\bar{r}=0{,}7$;

$\sigma_7=\frac{kb_7}{\pi R}$ — коэффициент заполнения винта;

k — число лопастей;

z — число несущих винтов, приходящихся на один двигатель;

$A=\frac{dc_y}{d\alpha_e}$ — наклон кривой $c_y=f(\alpha_e)$ для профиля при бесконечном удлинении;

N — мощность винта в *л. с.*;

$N_м$ — мощность двигателя в *л. с.*;

L — мощность винта в *кгм/сек*;

$F=\frac{\pi D^2}{4}=\pi R^2$ — площадь, ометаемая винтом;

ξ_1 — относительный радиус неработающей части лопасти у втулки;

ξ_2 — относительный радиус неработающей части лопасти у ее внешнего конца.

2. Правило знаков для углов
(фиг. 2.2)

Все без исключения углы берутся в соответствии со стандартными осями координат.

ψ — азимут лопасти, отсчитываемый от заднего (флюгерного) положения лопасти в сторону правого вращения;

β — угол взмаха лопасти, отсчитываемый от конструктивной плоскости вращения;

α — угол атаки крыла у крылатых вертолетов;

α_e — угол атаки элемента лопасти $\alpha_e=f(\bar{r})$;

α_7 — угол атаки характерного элемента лопасти, лежащего на $\bar{r}=0{,}7$;

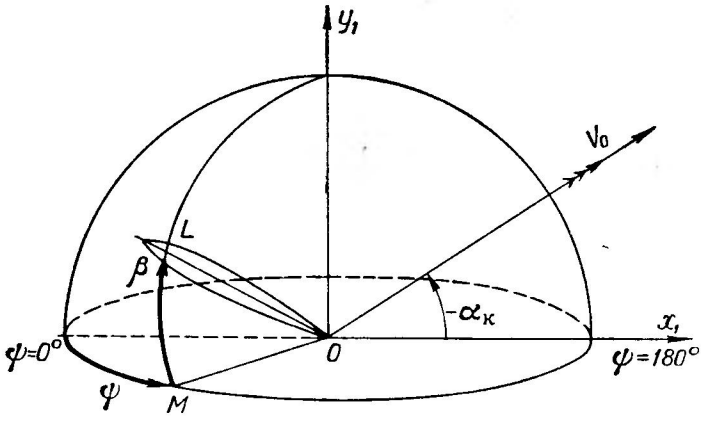
$\alpha_к$ — угол атаки несущего винта, взятый по конструктивной плоскости вращения, т. е. по плоскости, перпендикулярной к оси втулки;

β_e — угол притекания потока к элементу лопасти;

β_7 — угол притекания потока на характерном радиусе;

φ_e — угол установки аэродинамической хорды сечения (элемента) лопасти по отношению к конструктивной плоскости вращения;

a — скорость звука;
a_0 — угол конусности лопастей несущего винта;
a_1 — угол завала назад оси конуса, описываемого лопастями;
ε — скос потока;
ε_i — средний индуктивный скос потока у несущего винта;
ε_p — отклонение полной силы тяги T назад от добавления профильного сопротивления;



Фиг. 2.2. Углы азимута ψ и взмаха лопасти β при маховом движении.
Ось Oy_1 идет по оси втулки. Конструктивный угол атаки $\alpha_к$ на этой схеме отрицателен, что соответствует вертолетному режиму.

$\delta_x = \varepsilon_i + \varepsilon_p$ — полное отклонение тяги T от оси вращения Oy_1;
$\delta_{АП}$ — отклонение силы T, вызванное действием автомат-перекоса;
$\delta_Б$ — угол балансировочный, образуемый полной силой тяги с конструктивной осью вращения Oy_1;
τ — угол, образуемый полной силой тяги со скоростной осью Oy (т. е. с перпендикуляром к скорости полета в плоскости симметрии);
θ — угол взлета, т. е. угол траектории с горизонтом;
ϑ — угол тангажа, т. е. угол, образуемый конструктивной плоскостью вращения с горизонтом;
$\vartheta_ф$ — угол тангажа фюзеляжа;
$^\circ$ — значок, указывающий, что угол взят в градусах.

3. Правило знаков для скоростей

Знаки для компонентов скоростей т е л всегда берутся в соответствии с осями координат и изображаются на чертежах оперенными стрелками.

Знаки для скоростей потока воздуха всегда считаются положительными, когда они направлены против положительного направления осей координат и изображаются на чертежах простыми стрелками.

Безразмерные скорости получаются делением именованных скоростей на $U=R\omega$ и обозначаются теми же буквами, как именованные, но с чертой сверху.

Отвлеченными скоростями называются скорости, разделенные на характеристическую скорость винта, равную $v_{1_в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}\,U$ (см. далее), и обозначаются теми же буквами, как именованные, но с волнистой чертой сверху.

V_0 — скорость полета и скорость невозмущенного потока;

V_x — горизонтальная скорость;

V_y — вертикальная скорость;

V_A — скорость протекания — компонент скорости набегающего на несущий винт потока в направлении, обратном силе тяги T;

V_T — скорость скольжения — компонент скорости набегающего на несущий винт потока в направлении, перпендикулярном к силе тяги T, лежащий в плоскости симметрии;

V_a — аксиальная скорость — компонент скорости набегающего на несущий винт потока в направлении, обратном направлению конструктивной оси вращения Oy_1;

V_t — тангенциальная скорость — компонент скорости набегающего на несущий винт потока в направлении, обратном оси Ox_1;

$U=R\omega$ — окружная скорость конца лопасти;

v_1 — индуктивная средняя скорость в плоскости диска (скорость подсасывания);

v_2 — индуктивная средняя скорость в сжатом сечении струи винта (скорость отбрасывания);

v_i — средняя индуктивная скорость для нескольких несущих винтов;

$V_1=V_0+v_1$ — средняя скорость воздуха в плоскости диска при осевом движении несущего винта;

$V_2=V_0+v_2$ — средняя скорость воздуха в плоскости сжатого сечения струи при осевом движении несущего винта;

V_1 — полная средняя скорость воздуха в плоскости диска при косой обдувке несущего винта;

V_7, v_7 и т. д. — скорости в плоскости диска винта на радиусе $\bar{r}=0{,}7$;

$v_{1_в}$ — характеристическая скорость винта, т. е. средняя индуктивная скорость в плоскости винта на режиме висения (индекс «в»);

$v_{7в} \approx v_{1в}$ — индуктивная скорость потока в плоскости несущего винта на режиме висения на $\bar{r}=0{,}7$;

W_x — окружной компонент скорости потока относительно элемента лопасти;

W_y — осевой компонент скорости потока относительно элемента лопасти;

W — полная скорость потока, набегающего на элемент лопасти.

Индексы

в — обозначает «висение»; втулка;
i — индуктивный или идеальный;
p — профильный;
c — элемента;
э — экономический;
н — наивыгоднейший;
р — располагаемый;
п — потребный;
ср — средний.

В тех случаях, когда в тексте сделана соответствующая оговорка или когда путаница невозможна, мы эти индексы ставить не будем.

4. Оси координат

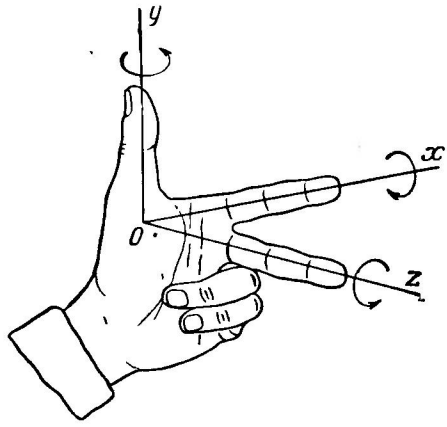
(см. фиг. 2.1)

Связанная с вертолетом. Правая прямоугольная система, в которой ось Oy_1 направлена по оси втулки, т. е. по конструктивной оси несущего винта, ось Ox_1 направлена вперед и лежит в плоскости симметрии и ось Oz_1 идет вправо от летчика.

Скоростная система. Правая прямоугольная система, в которой ось Oy лежит в плоскости симметрии и образует с осью Oy_1 угол атаки $\alpha_к$, ось Ox направлена по скорости полета вертолета V_0 и ось Oz идет вправо, образуя правую систему с осями Ox и Oy.

Общее правило знаков

Все компоненты векторных величин и углы всегда берутся у нас в соответствии с указанными осями координат. Скорости потока воздуха берутся всегда в обратную сторону. Для запоминания правила знаков можно пользоваться «правилом левой руки» (фиг. 2.3). Если направить указательный палец по ско-



Фиг. 2.3. Правило левой руки для получения осей у правой системы координат.

рости полета (ось Ox), то большой покажет направление оси Oy, а средний укажет положение оси Oz.

5. Силы, моменты и их аэродинамические коэффициенты

T — сила тяги несущего винта;

P — запасное обозначение для тяги, например, тяга гребного винта у вертолета;

Q_p — профильное сопротивление несущего винта в целом;

$Q_{вр}$ — вредное сопротивление ненесущих частей вертолета;

$\sigma_{вр}$ — эквивалентная вредная пластинка;

X, Y, Z — компоненты полной силы тяги в скоростных осях координат;

X_1, Y_1, Z_1 — компоненты полной силы тяги в связанных осях координат;

M_x, M_y, M_z — компоненты полного аэродинамического момента, действующего на несущий винт, в скоростных осях;

M_{x1} — момент крена, т. е. компонент по оси Ox_1 полного аэродинамического момента;

$-M_{y1}=M_к$ — момент рысканья, он же крутящий момент с обратным знаком. Это — компонент полного момента около оси Oy_1;

M_{z1} — момент тангажа, т. е. компонент полного аэродинамического момента около оси Oz_1.

Аэродинамические коэффициенты

Силовые в связанных осях

$$X_1 = C_{x_1} \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2;$$

$$Y_1 = C_{y_1} \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2 \quad \text{или} \quad T = C_T \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2;$$

$$Z_1 = C_{z_1} \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2.$$

Моментные в связанных осях

$$M_{x_1} = m_{x_1} \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^2;$$

$$M_{y_1} = m_{y_1} \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^2 \quad \text{или} \quad M_к = m_к \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^2;$$

$$M_{z_1} = m_{z_1} \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^2.$$

Мощность несущего винта

$$L = M_к \omega = m_к \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^3.$$

Часто пишут: $U = R\omega$ и тогда получают

$$T = C_T \frac{\rho U^2}{2} F;$$

$$M_к = m_к \frac{\rho U^2}{2} RF;$$

$$L = m_к \frac{\rho U^3}{2} F.$$

Формулы в скоростных осях пишутся так же, но без индекса «1».

Коэффициенты полезного действия

$\eta = \dfrac{TV_0}{L}$ — винтовой к. п. д.;

$\eta_{\text{о}}$ — относительный к. п. д.;
η_a — аксиальный к. п. д.;
η_i — идеальный к. п. д.;
η_u — окружной к. п. д.;
$\eta_м$ — механический к. п. д.;
ζ — коэффициент использования мощности.

6. Крыловые и самолетные аэродинамические коэффициенты и др.

(пишутся, как обычно, с помощью строчных букв по правилам экспериментальной аэродинамики).

$Q = -X = c_x \frac{\rho V^2}{2} S$ — лобовое сопротивление;

$Y = c_y \frac{\rho V^2}{2} S$ — подъемная сила;

$Z = c_z \frac{\rho V^2}{2} S$ — боковая сила;

c_{xi} — коэффициент индуктивного сопротивления;
c_{xp} — коэффициент профильного сопротивления;

$K = \frac{c_y}{c_x}$ — качество крыла бесконечного удлинения;

$\mu = \frac{c_x}{c_y}$ — обратное качество крыла бесконечного удлинения;

$e = \frac{c_{xp}}{\sqrt[3]{c_y^2}}$ — экономический коэффициент профиля;

$p = \frac{T}{F}$ — нагрузка на ометаемую площадь;

$q = \frac{T}{N}$ — нагрузка на 1 *л. с.* мощности на валу винта;

$q_м = \frac{T}{N_м}$ — нагрузка на мощность двигателя;

$E = q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}$ — энергетическое качество несущего винта;

$E_м = q_м\sqrt{\frac{p}{\Delta}}$ — энергетическое качество вертолета;

G — полетный вес вертолета;
$G_к$ — вес конструкции вертолета;
$G_н$ — вес нагрузки вертолета (с горючим);
$G_л$ — вес лопастей вертолета;
$G_э$ — эксплуатационная (коммерческая нагрузка);
Γ — циркуляция скорости;

$\bar{\Gamma} = \frac{k\Gamma}{4\pi R^2\omega}$ — относительная циркуляция скорости около профиля;

S — площадь крыла;
$S_{г.о}$ — площадь горизонтального оперения;
$S_{в.о}$ — площадь вертикального оперения;

$L_{г.\,о}$ — плечо от ц. т. аппарата до центра горизонтального оперения;

$L_{в.\,о}$ — плечо от ц. т. аппарата до центра вертикального оперения.

Сокращения

ГШ — горизонтальный шарнир;
ВШ — вертикальный шарнир;
АП — автомат-перекос;
РВ — регулятор взмаха;
«ц. т.» — центр тяжести;
«ц. к.» — центр качания.

7. Устаревшие обозначения, ссылки на которые встречаются в настоящей книге

Французские

$\lambda = \frac{V_0}{Dn_s}$ — коэффициент скорости винта;

$(\lambda = \pi \overline{V}_0)$

$\bar{\alpha} = \frac{T}{\rho D^4 n_s^2}$ — коэффициент тяги $\left(\bar{\alpha} = \frac{\pi^3}{8} C_T\right)$;

$\bar{\beta} = \frac{75N}{\rho D^5 n_s^3}$ — коэффициент мощности $\left(\bar{\beta} = \frac{\pi^4}{8} m_к\right)$.

Англо-американские

$\mu = \frac{V_t}{R\omega}$ — характеристика режима ($\mu = \overline{V}_t$ — безразмерная тангенциальная скорость воздуха в плоскости диска);

$\lambda = -\frac{V_a}{R\omega}$ — „коэффициент протекания“ ($\lambda = -\overline{V}_a$ — аксиальная скорость воздуха с обратным знаком).

Глава 3

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВОЗДУШНЫХ ВИНТАХ РАЗНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

§ 3.1. ВОЗДУШНЫЕ ВИНТЫ И ИХ НАЗНАЧЕНИЕ

Определение. Воздушными винтами в узком смысле называются аппараты, состоящие из втулки, надетой на вращающийся вал, и прикрепленных к ней крылообразных лопастей, действующих на окружающий воздух и создающих силу тяги.

Однако винты используются не только для получения силы тяги. Их применяют в качестве осевых вентиляторов, ветряных двигателей, контрвинтов. Как показал Н. Е. Жуковский, все эти случаи применения винтов охватываются едиными формулами и единой теорией. В последнее время и колеса турбин и осевых компрессоров стали рассчитывать по винтовым формулам.

Поэтому в настоящее время нередко применяют ко всем этим случаям единое название: осевой лопаточный аппарат.

В авиации встречаются следующие типичные винты:

1) Гребные винты (пропеллеры). Эти винты предназначены для сообщения аппаратам, на которых они установлены, поступательного движения со скоростью V_0 в направлении или совпадающем или близком к направлению оси их вращения (фиг. 3. 1).

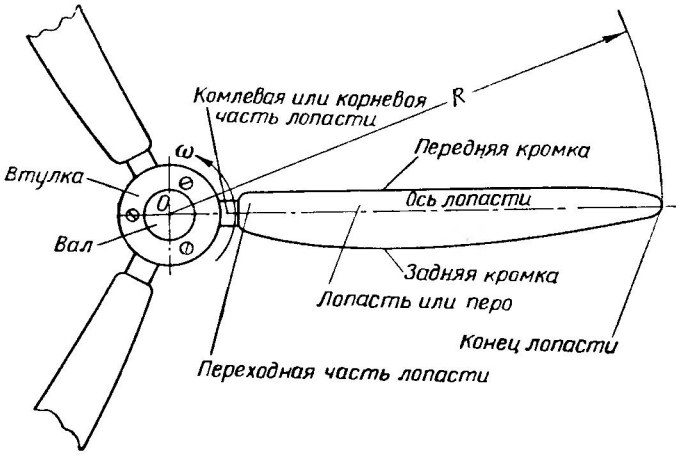
На вращение винта затрачивается мощность L *кгм/сек*, а сила тяги T *кг* производит полезную работу, равную за секунду TV_0. За меру совершенства винта принимают его к. п. д. η, определяя его как отношение полезной секундной работы к затраченной мощности, т. е.

$$\eta = \frac{TV_0}{L} = \frac{TV_0}{75N}. \qquad (3.1)$$

Этот коэффициент достигает у винтов значения 0,9, но обычно находится в пределах 0,75÷0,85. Мощность, поглощаемая такими винтами, изменяется от нескольких лошадиных сил у авиэток до нескольких тысяч лошадиных сил у тяжелых самолетов. В соответствии с этим и диаметры таких винтов весьма различны: от 1 до 8 *м*.

На некоторых типах вертолетов устанавливаются гребные винты для увеличения скорости их полета.

2) Несущие винты (роторы вертолетов). Эти винты предназначены в основном для получения направленной вверх силы тяги, которая может уравновесить и преодолеть вес вертолета.



Фиг. 3.1. Названия частей винта.

Совершенство несущих винтов оценивается, как это будет разъяснено в § 7.3, особым, относительным, к. п. д.

$$\eta_0 = \frac{T^{\frac{3}{2}}}{L\sqrt{2\rho F}}. \qquad (3.2)$$

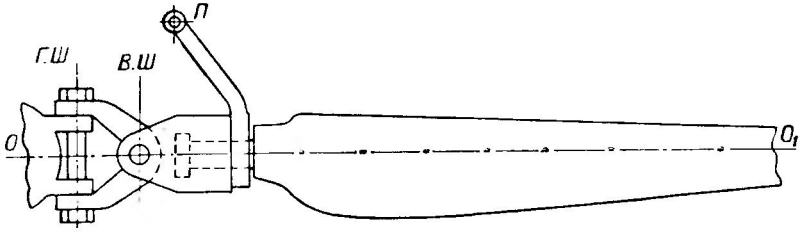
Эта величина у хороших несущих винтов достигает значения 0,65÷0,75.

Обычный к. п. д. $\eta = \frac{TV_0}{L}$ у несущих винтов при висении вертолета равен нулю, так как $V_0 = 0$ и он работы продвижения не производит.

Требование получить большую тягу заставляет конструкторов применять у таких винтов очень большие диаметры, доходящие до 37 *м* (обычно 12÷25 *м*) и делать у них очень узкие лопасти (фиг. 3.2).

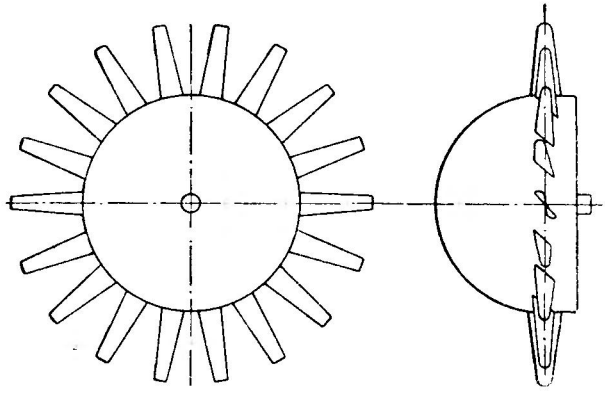
Несущий винт служит на большинстве вертолетов и для сообщения последним горизонтальной скорости, так как при наклоне оси его вращения вперед тяга несущего винта T наклоняется вперед и дает горизонтальную проекцию — тянущее усилие, приводящее вертолет в движение.

Несущие винты обычно имеют сложную втулку, позволяющую лопасти делать взмахи около горизонтального (Г. Ш) и вертикального (В. Ш) шарниров (см. фиг. 3. 2). Лопасть может поворачиваться около продольной оси OO_1 с помощью поводка П.



Фиг. 3. 2. Схема подвески лопасти вертолета.
П — поводок. Г.Ш и В.Ш — горизонтальный и вертикальный шарниры.

3) Вентиляторы. Назначение этих винтов, называемых осевыми или винтовыми вентиляторами, заключается в том, чтобы перемещать заданные объемы воздуха в нужные места, преодолевая местные аэродинамические сопротивления. Эти вентиляторы являются неотъемлемой частью всех вертолетов с поршневыми двигателями, где они служат для охлаждения двигателя и главного редуктора, отнимая в среднем 5% от всей мощности двигателя.



Фиг. 3. 3. Вентилятор охлаждения двигателя.

Вентиляторы обычно имеют очень широкую втулку и много лопастей (фиг. 3. 3).

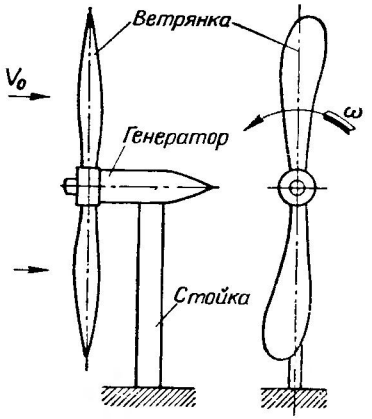
Совершенство вентиляторов оценивается их к. п. д., определяемым из формулы

$$\eta = \frac{TV_1}{75N}, \qquad (3.3)$$

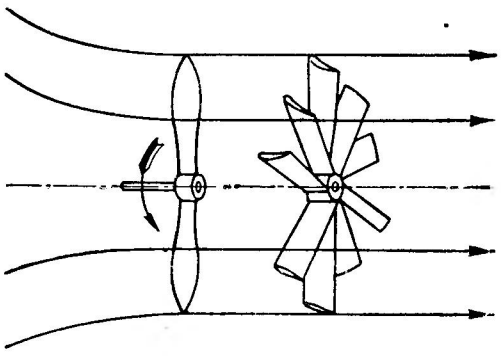
где V_1 — скорость воздуха в плоскости вентилятора и T — его тяга.

4) Ветряные двигатели. Описанные в пп. 1, 2 и 3 винты поглощали мощность вращающего их двигателя.

Ветряные двигатели (ветрянки, ветряки) служат для получения мощности от воздушного потока. В теории винтов затрачиваемая мощность считается положительной, а получаемая — отрицательной. Сила тяги здесь обращается в сопротивление, которое тормозит самолет или вертолет и отнимает мощность TV_0. Коэффициентом полезного действия ветряного двигателя называется



Фиг. 3.4. Авиационная ветрянка.



Фиг. 3.5. Контрвинт для спрямления струи, отбрасываемой винтом.

отношение полученной на валу отрицательной мощности к мощности торможения TV_0, т. е. величина

$$\eta_{\text{ветр}} = \frac{L}{TV_0}. \qquad (3.4)$$

Эта величина обратна к. п. д. винта

$$\eta_{\text{ветр}} = \frac{1}{\eta}. \qquad (3.5)$$

Маленькие ветрянки применяются в авиации иногда для приведения в действие небольших электрогенераторов, масляных насосов, распылителей ядов для борьбы с сельскохозяйственными вредителями, механизма фотоаппаратов и т. п. (фиг. 3.4).

Несущий винт при спуске с остановленным двигателем вертолета также работает как ветряной двигатель. В этом случае получаемая несущим винтом небольшая мощность затрачивается на преодоление трения в подшипниках главного вала, на вращение рулевого винта, на масляный насос и т. д.

5) Контрвинт (фиг. 3.5). В некоторых случаях за несущим винтом устанавливают неподвижный многолопастный винт, уничтожающий вращение в отбрасываемой несущим винтом струе воз-

духа. В этом случае можно полностью уничтожить действие реактивного момента на корпус аппарата. Контрвинт часто называют также направляющим аппаратом. В авиации контрвинты применялись лишь в опытных машинах; в морском и речном судостроении их применяют иногда на буксирных судах.

6) Роторы и статоры газовых турбин и многоступенчатых компрессоров также являются многолопастными винтами: статоры — это направляющие аппарата, или контрвинты, а роторы — вентиляторы, или ветряки.

* * *

Таким образом, воздушные винты находят самое различное применение в авиации. Мы в этой книге не будем подробно рассматривать конструкцию и технологию винтов и несущих винтов вертолетов и ограничимся лишь описанием их основных схем, уделив главное внимание аэродинамическому расчету винтов и вертолетов.

Отметим еще, что некоторым винтам приходится работать в весьма различных условиях или, как принято говорить, на разных режимах полета.

Так, гребной винт при начале разбега самолета работает на режиме вертолета, так как у него $V_0=0$. Если он работает в качестве воздушного тормоза, то он ведет себя как вертолет на спуске с работающим двигателем.

У вертолета на подъеме несущий винт работает на режиме гребного винта; при спуске с остановленным двигателем он работает как ветряная мельница, преодолевая различные сопротивления. В дальнейшем мы подробно изучим такие режимы работы винтов.

§ 3.2. ГЕОМЕТРИЯ И КИНЕМАТИКА ВИНТОВ

Форма лопастей винта бывает весьма различной. Если около оси винта мысленно построить цилиндр с радиусом r (фиг. 3.6), то он пересечет лопасти и на его поверхности получится цилиндрическое сечение лопасти. Если этот цилиндр развернуть на плоскость, то получится крылообразный контур, так называемый профиль лопасти на радиусе r (фиг. 3.7). На этом профиле можно провести его хорду AB, как это делается обычно у крыльев, т. е. нужно взять наибольшую по длине хорду профиля. Длина хорды b называется шириной лопасти. Точка B дает переднюю кромку сечения, а точка A — заднюю. Наибольшая толщина профиля c характеризует толщину лопасти на радиусе r. Наклон этой хорды к плоскости вращения винта называется углом установки профиля на радиусе r и обозначается через φ.

Для удобства расчетов пользуются безразмерной или относительной шириной лопасти $\bar{b}$, определяя ее формулой

$$\bar{b}=\frac{b}{R}, \tag{3.6}$$

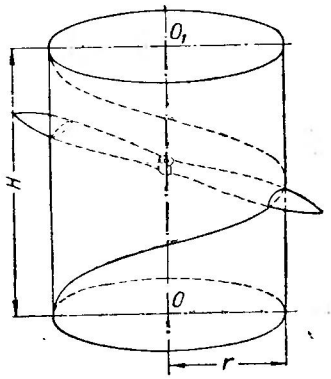
где R — радиус винта, т. е. расстояние от оси вращения до наиболее удаленного от нее кончика лопасти.

Применяется также относительная толщина профиля $\bar{c}$, определяемая формулой

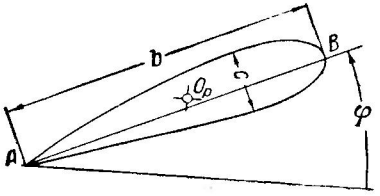
$$\bar{c}=\frac{c}{b}, \tag{3.7}$$

или

$$\bar{c}=\frac{c}{b}100\%. \tag{3.8}$$



Фиг. 3.6. Цилиндрическое сечение винта.



Фиг. 3.7. Профиль сечения лопасти и его характеристики.

Последняя формула дает относительную толщину в процентах от хорды.

На профиле нужно отмечать след оси лопасти — точку O_p. Продольной осью лопасти обычно называется ось, около которой лопасть может поворачиваться в том гнезде, куда вставляется корень (шип) лопасти. Большинство винтов в настоящее время имеет поворотные лопасти; в тех случаях, когда лопасти не могут поворачиваться, ось лопасти проводят произвольно.

В общем случае ширина сечений лопасти $\bar{b}$ и их наклон φ различны на различных радиусах лопасти. Удобно пользоваться безразмерным или относительным радиусом, определяемым формулой

$$\bar{r}=\frac{r}{R}. \tag{3.9}$$

Впервые он был введен в расчет винтов проф. В. П. Ветчинкиным. Пользуясь им, можно написать

$$\bar{b}=f_b(\bar{r}); \tag{3.10}$$

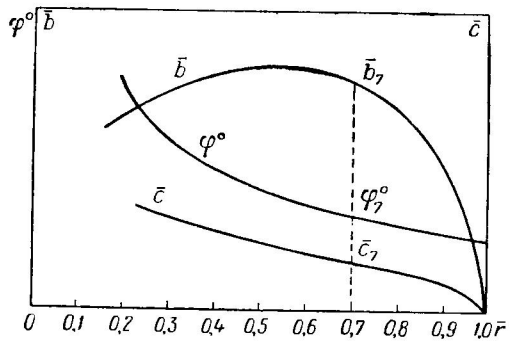
$$\varphi = f_\varphi(\bar{r}); \tag{3.11}$$

$$\bar{c} = f_c(\bar{r}). \tag{3.12}$$

Величину φ часто дают в градусах и тогда

$$\varphi^\circ = \frac{360}{2\pi}\varphi = 57{,}3\varphi.$$

Эти три зависимости характеризуют форму лопасти и их очень часто изображают в виде графика (фиг. 3.8). Обычно радиус винта делят на десять частей и проводят через них сечения. Тогда получают следующие радиусы: $\bar{r}=$ $=0{,}1$; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0 и получают столько же профилей винта. Особенно большое значение в расчетах имеет так называемое характерическое сечение, лежащее на $\bar{r}=$ $=0{,}7$. Мы условимся отмечать сечение номером, соответствующим безразмерному радиусу. Таким образом, мы будем писать $\bar{b}_7$ и это будет означать, что относительная хорда взята на радиусе $\bar{r}=0{,}7$.



Фиг. 3.8. Изменение $\bar{b}$, $\bar{c}$ и φ° вдоль лопасти винта.

В некоторых случаях для упрощения расчетов берут сечения, лежащие не через 0,1 радиуса, а через 0,15 и тогда получают радиусы

$$\bar{r}=0{,}25;\ 0{,}40;\ 0{,}55;\ 0{,}7;\ 0{,}85;\ 1{,}0.$$

У воздушных винтов применяются узкие лопасти и поэтому на практике обычно проводят не цилиндрические сечения, а плоские.

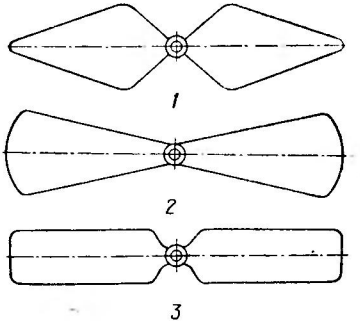
Коэффициент заполнения σ

При расчете винтов часто пользуются понятием «заполнение» или «покрытие ометаемой площади винта лопастями». Это понятие пришло в авиацию из судостроения, где под коэффициентом покрытия понимают отношение площади всех лопастей к площади ометаемого винтом диска, т. е.

$$\sigma = \frac{F_{\text{лоп}}}{F} = \frac{kb_{\text{ср}}R}{\pi R^2} = \frac{kb_{\text{ср}}}{\pi R} = \frac{k\bar{b}_{\text{ср}}}{\pi}, \tag{3.13}$$

где k — число лопастей, $b_{\text{ср}}$ — средняя хорда лопастей. Однако такое определение имеет мало смысла, так как, например, у изобра-

женных на фиг. 3. 9 трех винтов покрытие одинаково, но совершенно очевидно, что их аэродинамические или гидродинамические свойства будут различными. У первого винта вся площадь у лопастей сосредоточена у втулки, где скорость вращения мала, у второго она сосредоточена на конце лопастей, где эта скорость велика, и третий винт занимает промежуточное положение.



Фиг. 3.9. Три винта разной формы с одинаковой величиной коэффициента заполнения $\sigma=\frac{kF_{лоп}}{\pi R^2}$.

Поэтому правильнее считать величину σ функцией радиуса и подставлять в выведенную формулу не среднюю, неопределенную, ширину лопасти, а ширину на данном радиусе и писать

$$\sigma=\frac{k\bar{b}}{\pi}=f(\bar{r}). \qquad (3.14)$$

Для общей оценки покрытия винта мы будем брать сечение на радиусе $\bar{r}=0{,}7$ и писать для него

$$\sigma_7=\frac{k\bar{b}_7}{\pi}=\frac{kb_7}{\pi R}; \qquad (3.15)$$

будем называть σ_7 коэффициентом заполнения винта. Отметим еще, что нередко характерное сечение выбирают на радиусе $\bar{r}=3/4=0{,}75$; однако современные теории, как увидим далее, дают для него величины, близкие к 0,7 (около $2/3$), и мы будем строго придерживаться указанных определений σ.

В сущности σ отличается от $\bar{b}$ лишь множителем $\frac{k}{\pi}$, но при введении σ в сложные формулы теории винтов последние упрощаются, что и оправдывает применение в расчетах этой величины.

Шаг винта и связанные с ним понятия

Понятие о шаге винта заимствовано из морской терминологии, где прежде рассматривали работу винта как процесс его «ввинчивания» в жидкую гайку. При шаге винтовой поверхности, равном H, винт должен был бы за один оборот продвигаться в гайке на расстояние H *м*, и если бы он делал в секунду n_s оборотов, то он должен был бы продвигаться вперед с «теоретической» скоростью

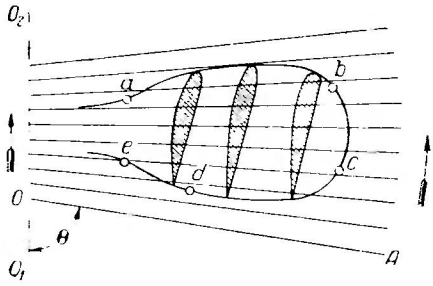
$$V_t=Hn_s. \qquad (3.16)$$

Однако вследствие податливости жидкой гайки он фактически проходит за один оборот лишь путь H_a, так называемую поступь, и движется со скоростью

$$V_0=H_an_s. \qquad (3.17)$$

Величина $H—H_a$ называлась скольжением винта, а разность $V_t—V_0$ — скоростью скольжения.

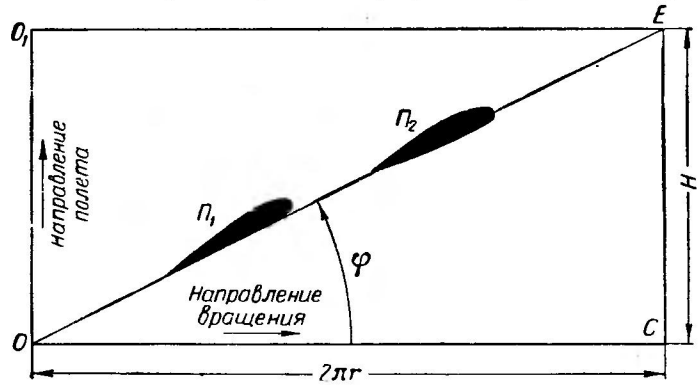
Все эти соображения весьма примитивны и совершенно не отражают всей сложности явлений, происходящих в воздухе около работающего винта. В современных теориях совершенно не применяется понятие шага винта и для характеристики наклона сечений лопастей достаточно знать закон изменения угла их установки φ.



Фиг. 3.10. Вырезание контура лопасти из геометрической винтовой поверхности.

Однако термин «шаг винта» весьма прочно вошел в авиационную литературу и практику, поэтому мы должны его разъяснить более подробно.

Понятие о шаге винта связано с геометрической винтовой поверхностью (фиг. 3.10), которая является линейчатой поверхностью, получающейся от движения прямой линии OA (образующей), одновременно вращающейся около оси винта O_1O_2 и движущейся поступательно вдоль той же линии. Образующая может составлять с осью O_1O_2 угол θ; обычно он равен 90°. Если вырезать из получившейся винтовой поверхности некоторый контур *abcde* и установить на нем крылообразные профили на различных радиусах,



Фиг. 3.11. Профили лопасти на развертке цилиндрического сечения.

то, заполнив материалом промежутки между ними, мы и получим форму лопасти.

Шагом винтовой поверхности называется то расстояние, которое пройдет поступательно образующая за один оборот.

Если провести через ось O_1O_2 цилиндрическое сечение радиуса r, то на его развертке (фиг. 3.11) след винтовой поверхности

представится наклонной прямой линией OE. Сечение лопасти представится крылообразным профилем: у старых винтов применялись профили с плоской нижней поверхностью и хорда такого профиля $П_1$ обычно совпадала с винтовой поверхностью, а у новейших двояковыпуклых профилей $П_2$ с винтовой поверхностью совпадает лишь хорда сечения.

Из фиг. 3.11 видно, что угол наклона лопасти связан с H и r соотношениями

$$\operatorname{tg}\varphi=\frac{H}{2\pi r}, \tag{3.18}$$

$$H=2\pi r\operatorname{tg}\varphi. \tag{3.19}$$

Если винт построен строго по описанному правилу, то он имеет постоянную величину шага на всех радиусах и тогда наклон сечений φ сильно, по гиперболическому закону, возрастает ко втулке, так как

$$\operatorname{tg}\varphi=\frac{\text{const}}{r}. \tag{3.20}$$

На практике в настоящее время винты изготовляют на основании точных расчетов, и величина φ изменяется по другому закону. Тогда шаг винта будет различным на разных радиусах, т. е.

$$H=f_H(\bar{r}). \tag{3.21}$$

Имея чертеж винта и зная закон изменения $\varphi=f_\varphi(\bar{r})$, можно по формуле (3.19) вычислить H и построить график (фиг. 3.12), дающий $H=f_H(\bar{r})$. В этих случаях шагом винта называют его величину на $\bar{r}=0{,}7$. Мы будем обозначать его через H_7. Очень часто пользуются относительным шагом, определяемым из соотношения

$$h_7=\frac{H_7}{D}. \tag{3.22}$$

Иногда при изучении гребных винтов берут характерное сечение на $\bar{r}=3/4$ и тогда

$$h_{3/4}=\frac{H_{3/4}}{D}. \tag{3.22'}$$

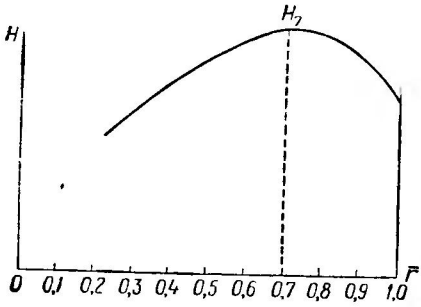
Легко найти величину $\varphi_{3/4}$ для случая, когда в опытах дана величина $h_{3/4}$. Действительно, тогда

$$H_{3/4}=h_{3/4}D \quad \text{и} \quad r_{3/4}=\frac{3}{4}R=\frac{3}{8}D,$$

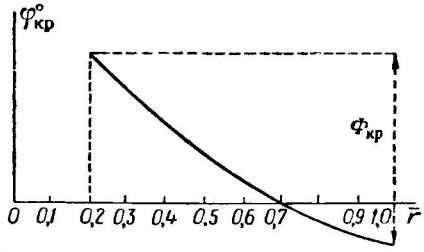
а следовательно,

$$\operatorname{tg}\varphi_{3/4}=\frac{H_{3/4}}{2\pi r_{3/4}}=\frac{h_{3/4}D}{2\pi\frac{3}{8}D}=\frac{4}{3\pi}h_{3/4}=0{,}423h_{3/4}. \qquad (3.23)$$

У гребных винтов величина φ в среднем равна 30÷45°, а у быстроходных самолетов доходит до 60÷70°. У несущих винтов она значительно меньше и обычно лежит в пределах 8÷15°.



Фиг. 3.12. Средний шаг лопасти на относительном радиусе $\bar{r}=0{,}7$.



Фиг. 3.13. Диаграмма закрутки винта. Полная закрутка равна $\Phi_{кр}$.

Разность между углом установки лопасти φ на некотором радиусе r и углом φ_7, т. е. величина $\varphi-\varphi_7$ называется закруткой этого сечения относительно характерного, лежащего на $\bar{r}=0{,}7$ (или $\bar{r}=3/4$). Эту разность часто изображают графически (фиг. 3.13). Полной закруткой лопасти называют разность $\varphi_{центр}-\varphi_R$, т. е.

$$\Phi_{кр}=\varphi_{центр}-\varphi_R, \qquad (3.24)$$

где $\varphi_{центр}$ — угол установки первого (у центра винта) сечения и φ_R — угол на конце лопасти, на радиусе R. Эта закрутка у вертолетов бывает иногда равной нулю и несущий винт тогда имеет так называемую плоскую лопасть, без закрутки, у которой $\varphi=\text{const}$. Обычно у лопастей несущих винтов закрутка равна 5÷10° и редко больше.

Современные винты имеют поворотные лопасти, которые могут во время работы поворачиваться как целое на некоторый угол. Обычно их поворот задается углом $\varphi_7{}^\circ$ (или $\varphi^\circ{}_{3/4}$) и тогда, если у винта и был постоянный по радиусу шаг, он станет переменным, так как в выражение (3.19) угол φ входит под знак тангенса, а добавочный угол поворота $\Delta\varphi$ будет для всех радиусов постоянным.

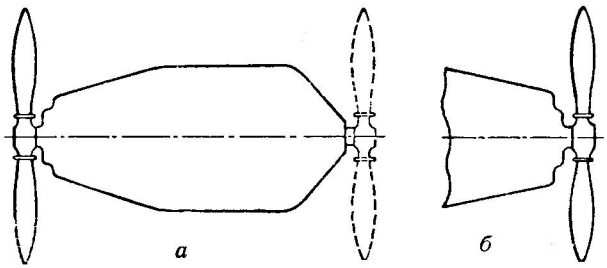
Когда поворот $\Delta\varphi$ положителен, то шаг винта возрастает, когда он отрицателен, то уменьшается. Поэтому винты с поворотными

лопастями часто называют винтами с изменяемым шагом (ВИШ), а винты с неизменным или фиксированным шагом называют сокращенно ВФШ.

Правый и левый винты

В соответствии с существующими правыми и левыми винтовыми поверхностями различают правые и левые винты. Никакими поворотами нельзя сделать правый винт левым и наоборот.

Правый винт движется вперед, если его вращать по часовой стрелке, смотря на него с тыльной стороны. Так движутся обычный буравчик и штопор. Левый — для того, чтобы он двигался вперед, нужно вращать против часовой стрелки. Попутно следует вспомнить, что вращение авиадвигателей считается правым, когда оно совершается по часовой стрелке, если смотреть из картера двигателя на его втулку. В общем машиностроении вращение считается правым в том случае, если, смотря снаружи на ось машины, видят ее вращающейся по часовой стрелке. Поэтому при заказах вентиляторов, приводимых во вращение электродвигателями, нужно на чертеже точно задавать направление вращения.



Фиг. 3.14. Толкающий и тянущий винты.

Различают толкающие и тянущие винты. Это, однако, не касается лопастей, так как их форма определяется направлением вращения двигателя, но может сказываться на их втулке, что понятно из фиг. 3.14. Если бы можно было ставить винты и спереди и позади двигателя, то лопасти получались бы одинаковые у толкающего и у тянущего винтов, как это ясно по указанному пунктиром положению винта. Однако у двигателя винты можно устанавливать лишь на его носке, а задняя часть коленчатого вала не рассчитана на такую работу. Поэтому в случае толкающего винта приходится переставлять двигатель носком назад и тогда знак вращения винта изменится на обратный, и винт, например, правый (фиг. 3.14,*а*), должен быть заменен левым (фиг. 3.14,*б*).

Чертеж винта

Полное техническое описание винта может быть сделано лишь с помощью чертежа. Обычно дается вид винта в плане и в боковой проекции. На плане отмечаются передняя и задняя кромки и делаются сечения на указанных уже радиусах $\bar{r}=0{,}2$; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9, 1,0. Эти сечения совмещают с плоскостью чертежа. На фиг. 3. 15 приведен чертеж лопасти моноблочного винта.

В общем случае винт может иметь саблевидную форму (фиг. 3. 16) и отгиб лопасти вперед. На сечениях винта нужно обязательно указывать след оси лопасти.

Нужно непременно указывать, какой винт изображен на чертеже, правый или левый, так как иначе в производстве может быть ошибочно изготовлен «зеркальный» винт не того, какое нужно, направления вращения.

Применяют иногда весьма компактное изображение винта по способу совмещенных сечений (фиг. 3. 17). Недостаток такого чертежа — это необходимость вычерчивать сечения цветной тушью, так как иначе они плохо различимы.

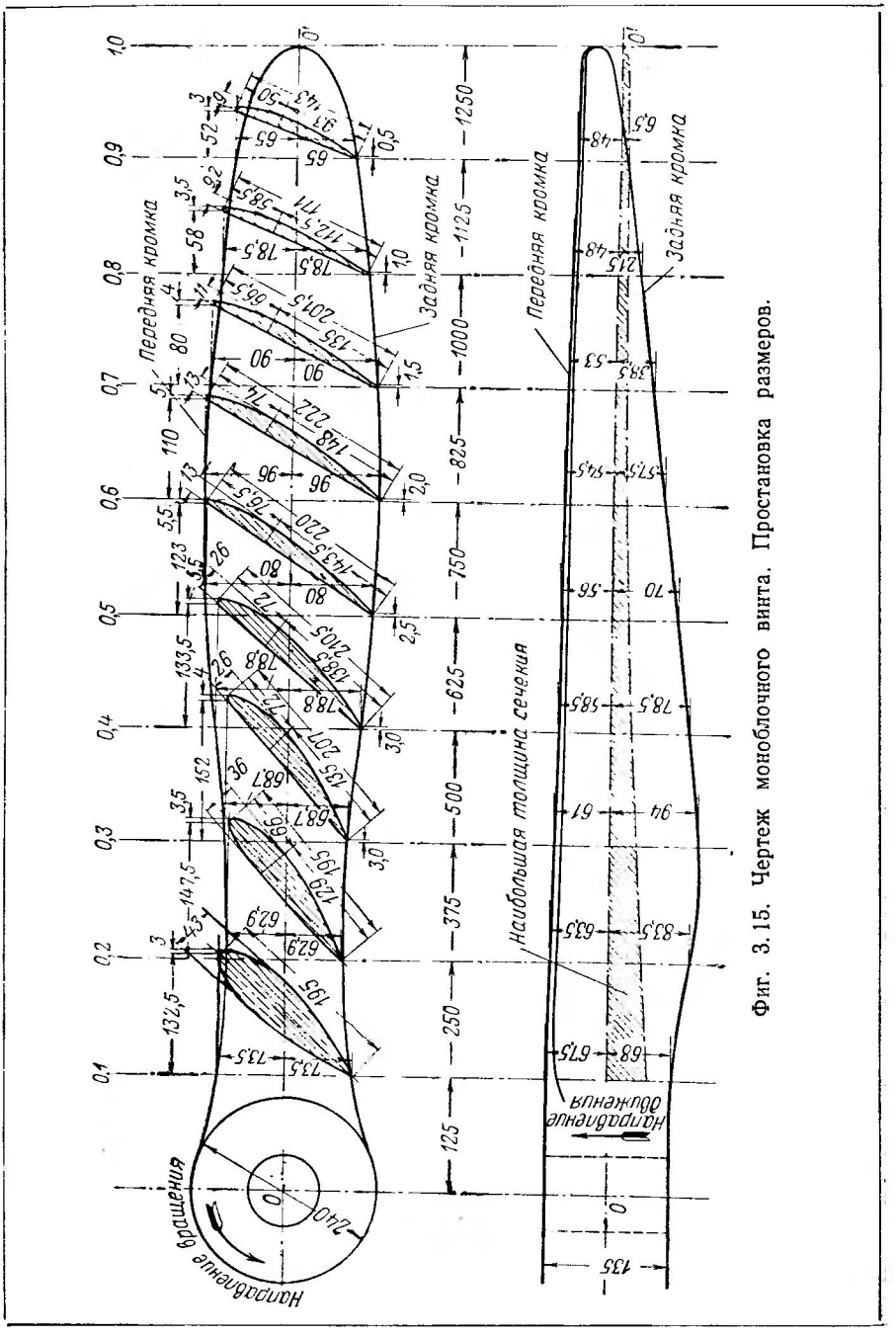
Очень удобны так называемые эпюры С. К. Джевецкого, в которых весьма легко получить направление движения каждого профиля винта. Для их построения сечения винта располагаются так, как показано на фиг. 3. 18, т. е. каждое ставится на своем радиусе и наклон к линии Or берется равным углу установки лопастей φ.

Если винт имеет постоянный шаг (фиг. 3. 19), то отрезок $\overline{OB}$, отсекаемый продолжением хорды сечения на оси вращения винта OO_1, будет равен

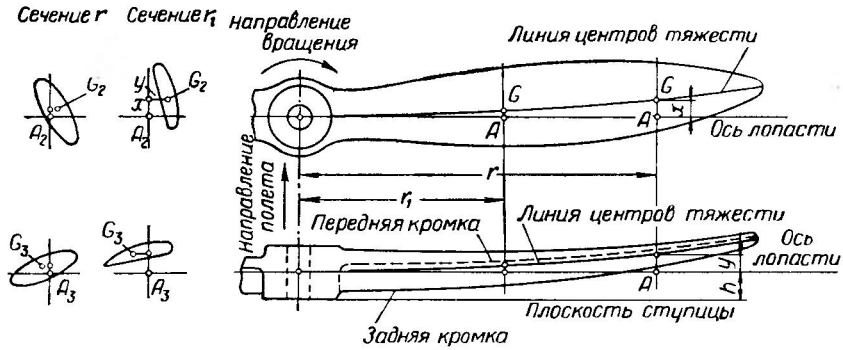
$$\overline{OB}=r\operatorname{tg}\varphi=r\frac{H}{2\pi r}=\frac{H}{2\pi}, \qquad (3.25)$$

т. е. один и тот же на всех сечениях. Это позволяет очень легко строить эпюру Джевецкого для винтов постоянного шага H; отложив на оси OO_1 отрезок $\overline{OB}=\frac{H}{2\pi}$ и соединив конец его с соответствующим радиусом, мы получим наклон сечения $\varphi°$ на этом радиусе.

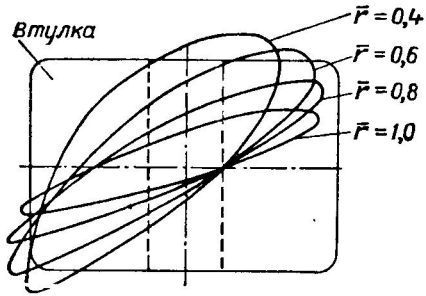
Эпюра Джевецкого позволяет построить направление движения сечений винта при его работе. Каждое сечение вращается со скоростью $r\omega$ и движется поступательно со скоростью полета V_0; складывая геометрически эти скорости, мы получим скоростной треугольник винта (фиг. 3. 20), у которого угол β_0 будет углом, определяющим направление движения профиля. Если разделить стороны этого треугольника на угловую скорость вращения $\omega=2\pi n_S=\frac{\pi n}{30}$, то получим $\frac{V_0}{\omega}$ и r. Величину $M=\frac{V_0}{\omega}$ Джевецкий



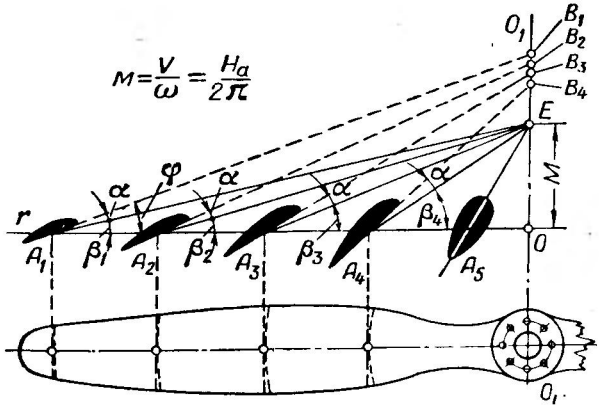
Фиг. 3.15. Чертеж моноблочного винта. Простановка размеров.



Фиг. 3.16. Размещение проекций и показ стреловидности и отгиба лопасти.



Фиг. 3.17. Чертеж винта, сделанный по способу совмещенных проекций.

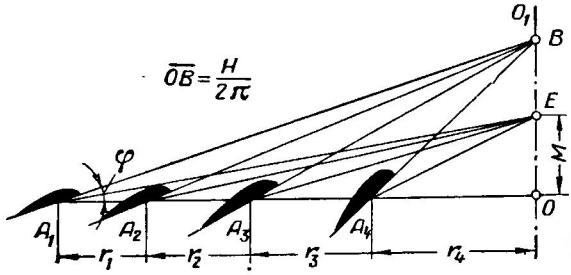


Фиг. 3.18. Эпюра винта по С. К. Джевецкому.

назвал модулем винта; его размерность линейная. Такой треугольник легко построить на эпюре (см. фиг. 3.18), отложив по оси OO_1 величину модуля

$$M=\frac{V_0}{\omega} \qquad (3.26)$$

и соединив его конец прямой линией с соответствующими радиусами сечений; угол EA_1O будет, очевидно, равен β_0.



Фиг. 3.19. Эпюра винта постоянного шага.

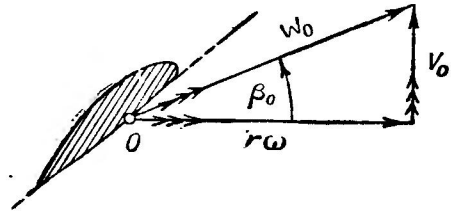
Такое же построение сделано и на фиг. 3.19, изображающей винт постоянного шага.

Джевецкий думал, что разность между углами $\varphi-\beta_0$ и есть угол атаки сечения; таким образом, он построил свою знаменитую теорию винтов. Однако, на самом деле, винт вызывает в потоке дополнительные индуктивные скорости и вместо скоростного треугольника получается скоростной многоугольник (фиг. 3.21). К относительным скоростям потока V_0 и $r\omega$ прибавится индуктивная скорость (скорость струи воздуха) w_1, которую можно разложить на осевую индуктивную скорость v_1 и окружную u_1. Угол атаки сечения равен

$$\alpha=\varphi-\beta, \qquad (3.27)$$

причем

$$\beta=\operatorname{arc\,tg}\frac{V_0+v_1}{r\omega-u_1}. \qquad (3.28)$$



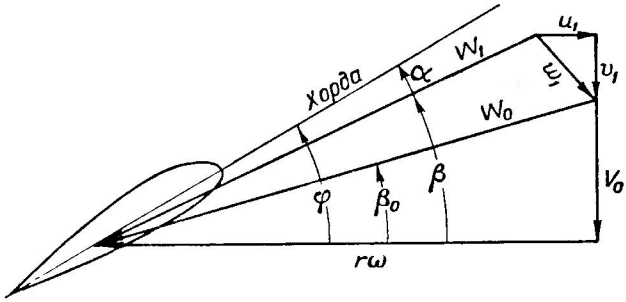
Фиг. 3.20. Скоростной треугольник винта по С. К. Джевецкому. Нет индуктивной скорости.

Джевецкий полагал, что наивыгоднейший угол атаки лопастей равен 2°, а так как в его теории для работы винта на месте, когда $V_0=0$, получалось, что $\alpha=\varphi$, то он и рекомендовал этот угол $\varphi=2°$ для вертолетов.

Это было принято многими строителями вертолетов за бесспорную истину и построенные ими вертолеты не могли еще и по

этой причине подняться в воздух. В настоящее время несущие винты имеют $\varphi = 8 \div 15°$.

Таким образом, теория Джевецкого, бывшая положительным явлением в теории гребных винтов, нанесла огромный вред развитию вертолетов.



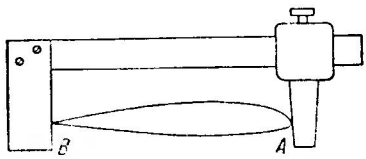
Фиг. 3.21. Истинный многоугольник скоростей воздуха у винта. Имеется индуктивная скорость w_1.

Индуктивные скорости впервые были введены в теорию винтов в 1910 г. в импульсной теории, разработанной студентами Г. Х. Сабининым и Б. Н. Юрьевым,— учениками проф. Н. Е. Жуковского.

Обмер винтов

На заводах при изготовлении винтов применяются многочисленные приборы и станки, предназначенные для придания винтам правильной формы и обеспечивающие им балансировку.

Однако и в условиях эксплуатации приходится иногда проверять правильность формы винта. Это требуется делать потому, что винты, особенно деревянные, могут коробиться с течением времени, иногда винты деформируются после аварии и т. п. Поэтому мы изложим здесь простейшие методы обмера винтов. Наиболее важным фактором, влияющим на аэродинамику винта, являются правильные углы установки сечений лопастей φ. Поэтому в первую очередь нужно проверить эти углы.



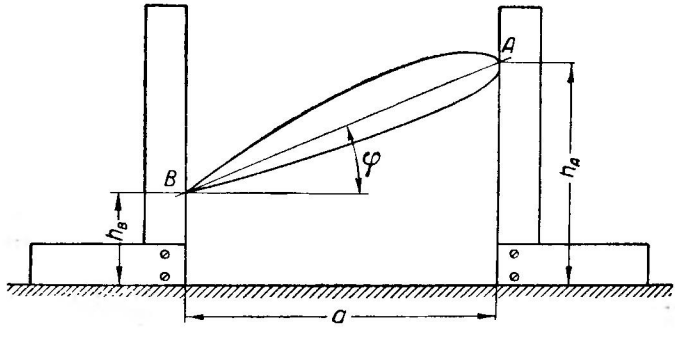
Фиг. 3.22. Нахождение хорды сечения лопасти.

Если винт имеет малый диаметр и имеется стол или разметочная плита достаточных размеров, то определить углы очень легко. Некоторую трудность представляет нахождение передней кромки винта. Для ее нахождения нужно иметь или штангенциркуль или деревянную рамку, как показано на фиг. 3.22. Задняя кромка у винтов обычно острая, и, установив штангенциркуль в точке B,

нужно, качая его вверх и вниз около этой точки, найти точку A, лежащую на наибольшем расстоянии от точки B. Тогда линия AB и дает хорду сечения. Точку A нужно отметить на передней кромке лопасти мелом или карандашом. Уложив винт на столе так, что плоскость его вращения будет параллельной поверхности стола, нужно с помощью угольников измерить отрезки h_B, h_A и a (фиг. 3.23).

Тогда, очевидно,

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{h_A - h_B}{a}. \tag{3.29}$$



Фиг. 3.23. Определение угла установки φ и шага сечения винта.

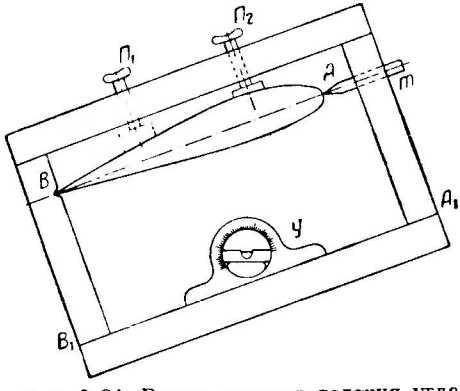
Такие обмеры нужно сделать на ряде значений радиуса. Если требуется определить шаг винта H, то на основании формулы (3.19) получим

$$H = 2\pi r \operatorname{tg}\varphi = 2\pi r \frac{h_A - h_B}{a}. \tag{3.30}$$

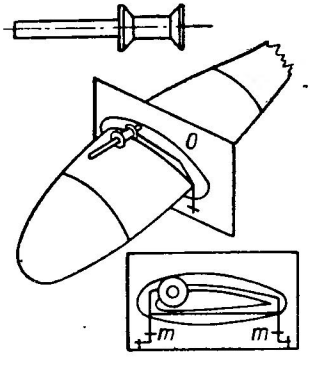
Указанный способ удобен для малых винтов. У несущих винтов вертолетов диаметры велики и уложить их можно лишь на специальном длинном стапеле, что в полевых условиях невозможно. Поэтому здесь удобнее пользоваться уровнем с лимбом, применяя простую рамку (фиг. 3.24). Точка B фиксируется зарубкой, сделанной в рамке; точка A устанавливается по выдвижной метке m. Удерживается рамка на лопасти с помощью установочных винтов $П_1$ и $П_2$ и прокладок. Нижняя планка рамки имеет грань A_1B_1, строго параллельную линии AB, и, положив на нее уровень с лимбом, мы отсчитаем угол φ, образуемый хордой сечения с горизонтом. Проще всего обмеры получаются у винтов с плоской нижней поверхностью, так как тогда вместо рамки можно пользоваться простой линейкой, прикладываемой снизу к лопасти и укрепляемой с помощью струбцинок.

Иногда приходится проверять правильность контура профиля. Проще всего «снять» профиль с помощью метода обкатки. Для

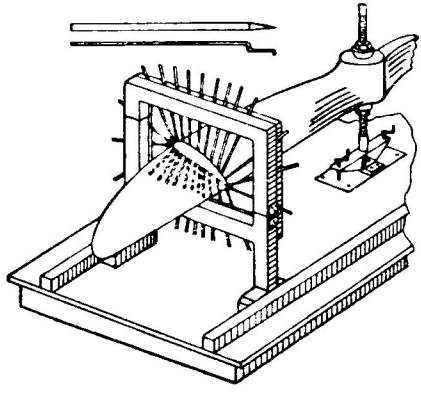
этого намечают на лопасти места сечений и обводят их мелом. Затем для выбранных сечений делаются из толстого картона грубые разъемные шаблоны, охватывающие эти сечения. После этого пользуются простым, самодельным чертежным инструментом, состоящим из карандаша или штифта, продетого в катушку из-под ниток или в какую-нибудь шайбу (фиг. 3.25). Обводя сечение лопасти этим инструментом, плотно прижатым к сечению, мы заставляем карандаш вычертить на шаблоне обводный контур *О*. Если после этого снять шаблон с винта, снова аккуратно сложить его по метки *mm* и наложить его на лист бумаги, то при обводке катушкой по контуру *О* мы заставим карандаш вычертить на бумаге контур сечения. При аккуратной работе таким способом можно получить вполне удовлетворительный результат; нужно лишь все время держать карандаш строго перпендикулярно к шаблону.



Фиг. 3.24. Рамка для определения угла φ у лопасти вертолета на стоянке.



Фиг. 3.25. Съемка профиля винта с помощью шаблона и катушки.



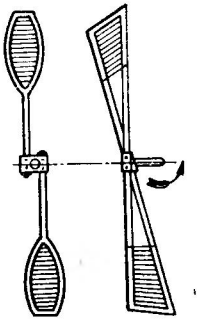
Фиг. 3.26. Прибор проф. А. М. Черемухина для обмера винтов.

В тех случаях, когда требуется часто делать съемку профилей винтов, можно рекомендовать изготовление прибора проф. А. М. Черемухина. Он состоит из разъемной рамки (фиг. 3.26), снабженной выдвижными штифтами. Эти штифты приводятся в соприкосновение с поверхностью лопасти в избранном сечении ее. После

этого рамка раскрывается, снимается с винта и снова складывается и накладывается на лист бумаги. Штифты имеют форму острых крючков и при наложении на бумагу делают на ней проколы; места проколов соединяют карандашом и получают контур сечения.

§ 3.3. ГРЕБНЫЕ ВИНТЫ (ПРОПЕЛЛЕРЫ)

Наибольшее распространение в авиации имели до последнего времени гребные винты. Лишь в последние годы они начали уступать место у быстроходных самолетов реактивным двигателям.

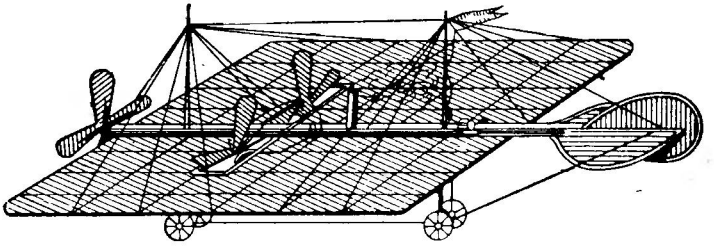


Фиг. 3.27. Винты с металлической рамкой.

Идея гребного винта очень стара. Уже первые строители управляемых аэростатов применяли воздушные винты и делали их в виде рам, затянутых материей (фиг. 3.27).

В патентном описании самолета А. Ф. Можайского (1881 г.) предлагалось также использовать огромные винты дирижабельного типа диаметром до 8 *м*. Однако после проведенных им точных опытов, произведенных на летающих моделях его самолета и на изобретенной им аэродинамической тележке, А. Ф. Можайский изготовил для самолета винты из деревянных планок, весьма близкие по форме к современным (фиг. 3.28).

Долгое время форма лопастей винтов была весьма разнообразной (фиг. 3.29), что объясняется отсутствием в прежние годы разработанной теории винтов. В настоящее время эта форма в значительной мере стабилизировалась и на практике встречаются три основные формы лопастей винта, приведенные на фиг. 3.30: лопасти постоянной ширины

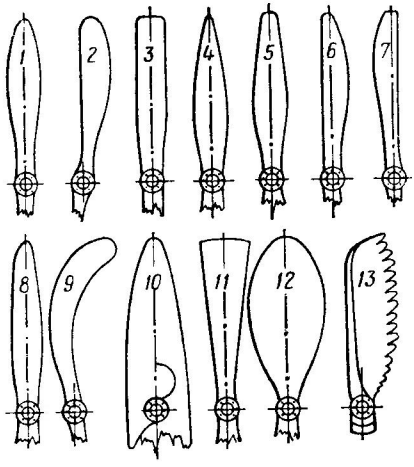


Фиг. 3.28. Винты на самолете А. Ф. Можайского. (Фото из доклада Спицина 1883 г.).

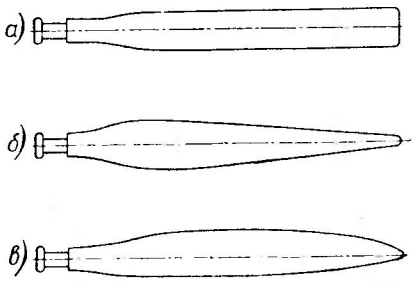
(фиг. 3.30,*а*), расширяющиеся ко втулке (фиг. 3.30,*б*), и овальной формы (фиг. 3.30,*в*). В дальнейшем мы покажем, как находится путем расчетов правильная форма лопасти.

Гребные винты чаще всего имеют две или три лопасти; применяются и четырехлопастные винты. Делались опыты с однолопастными и многолопастными винтами.

Первые опыты по изучению влияния числа лопастей на работу винтов были проведены в Кучинском аэродинамическом институте в 1907—1909 гг. под руководством проф. Н. Е. Жуковского. Некоторые изобретатели применяли винты со многими десятками лопастей.



Фиг. 3.29. Разнообразные формы лопастей винтов различных конструкторов и изобретателей.



Фиг. 3.30. Современные формы лопасти.

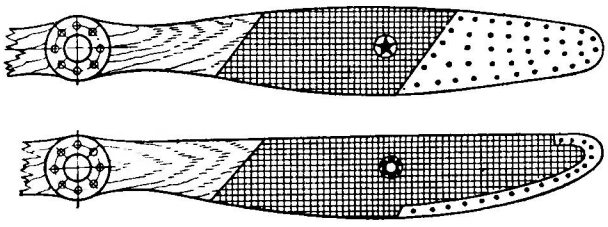
а — постоянной ширины, *б* — сильно сужающаяся к концу, *в* — овальной формы.

Материал, из которого изготовляются лопасти винтов, бывает самым различным. Встречаются деревянные, дуралюминовые, электронные, стальные и пластмассовые винты. Чаще всего современные гребные винты имеют дуралюминовые лопасти и стальную втулку. Изготовление лопастей — дело очень трудное, так как требуется придать им очень точную форму и обеспечить правильные весовую и инерционную («динамическую») их балансировки. Эти вопросы мы здесь разбирать не будем, так как они излагаются в курсах авиационной технологии.

Типичные конструктивные схемы гребных винтов

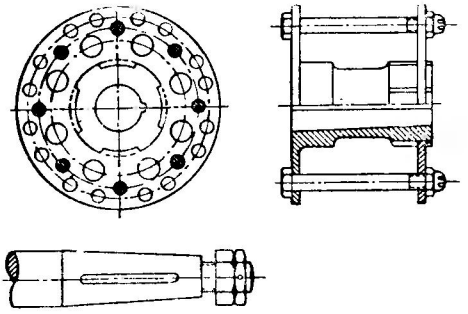
Простейшей конструктивной формой обладают так называемые моноблочные винты, сделанные из одного куска материала и в готовом виде представляющие собой одну деталь. Лопасть и ступица у них неразъемные (фиг. 3.31). Такие деревянные винты встречаются теперь лишь на учебных и маломощных самолетах. Их изготовляют во избежание коробления их лопастей из тонких дощечек, склеенных в одно целое. Их тщательно обрабатывают,

оклеивают полотном, окрашивают и лакируют. Иногда их переднюю кромку усиливают с помощью медной оковки, прикрепленной шурупами.



Фиг. 3.31. Моноблочные винты. Оковка латунью концов лопастей у деревянных винтов.

Делают их также из листовой стали, сваривая две отштампованные половины вместе. Для установки моноблочного винта на носке двигателя в его ступицу вставляют на болтах стальную втулку, состоящую из корпуса втулки и надеваемой на него шайбы (фиг. 3.32).



Фиг. 3.32. Типичная втулка для деревянных винтов.

Недостатком моноблочных винтов является то, что их нельзя «подогнать» под работу двигателя, так как они имеют зафиксированную, неизменную форму. Деревянные моноблочные винты легко деформируются от сырости, коробятся и тогда становятся совершенно не пригодными для работы.

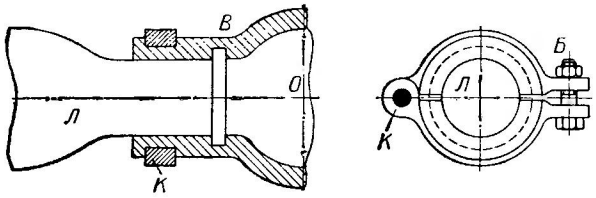
Винты со вставными лопастями или винты фиксируемого шага (ВФШ)

Такие винты впервые предложил в 1911 г. ученик проф. Н. Е. Жуковского, студент М. Ф. Адамчик. Сейчас они весьма распространены (фиг. 3.33). У этих винтов лопасти и втулка изготовляются отдельно. Лопасти имеют точеную корневую или комлевую часть, снабженную буртиками, а втулка имеет гнезда, в которые можно вставлять различные лопасти и их закреплять, «фиксировать» под заданным углом к плоскости вращения с помощью различных зажимов. В этом случае нужно иметь к каждому типу двигателя одну втулку и ряд лопастей различного диаметра. При таком устройстве легко подобрать для любого двига-

теля и самолета наиболее эффективные лопасти. На земле можно изменять угол установки лопастей по отношению к плоскости вращения в соответствии с характером предстоящего полета: дальнего, скоростного, высотного и т. д. В случае повреждения одной лопасти нет надобности выбрасывать весь винт, а достаточно сменить поврежденную лопасть.

Лопасти у таких винтов делаются из самых различных материалов, чаще всего из дуралюмина. Втулка обычно изготовляется из стали.

Недостаток винтов моноблочной системы и ВФШ заключается в том, что их шаг нельзя изменять в полете, а расчеты и опыты



Фиг. 3.33. Втулка винта фиксированного шага.
Л — лопасть, *В* — втулка, *К* — разрезное кольцо, *Б* — зажимной болт.

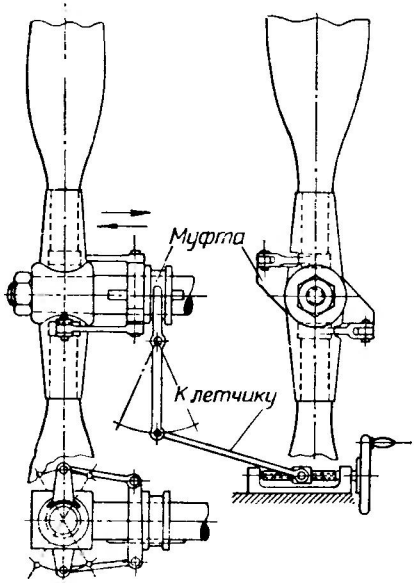
показывают, что при взлете и при полете на больших высотах нужно иметь меньший наклон лопастей к плоскости вращения, чем при полете с большими скоростями.

В морском флоте уже давно на малых судах применялись винты с поворотными лопастями, иначе называемые винтами изменяемого шага (ВИШ). В авиации в настоящее время, как правило, применяются такие винты. Втулка их устроена таким образом, что летчик может переставлять во время полета лопасти из одного положения в другое.

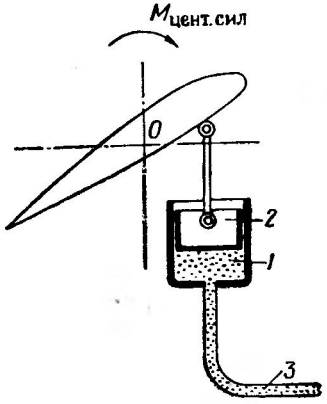
При малых мощностях такая перестановка может производиться самим летчиком. Схема такого винта приведена на фиг. 3.34. Однако при мощности двигателя в несколько сот лошадиных сил у летчика уже не хватает силы для ручного перевода лопастей. Центробежная сила вызывает у таких винтов большие усилия в механизме поворота и приходится поворачивать лопасти с помощью добавочной энергии. Ранее делались винты с механическим приводом и мощность подводилась к поворачивающему механизму от двигателя с помощью различных трансмиссий, тормозных переключений и т. д. Однако такие винты оказались на практике хрупкими и ненадежными и их теперь не изготовляют.

Теперь пользуются, главным образом, винтами с гидравлическими втулками, работающими с помощью давления масла, и электрическими, поворот лопастей у которых совершается с помощью маленького электродвигателя, установленного во втулке.

Во всех случаях у таких винтов лопасти могут поворачиваться с малым трением около своих продольных осей; при этом, как увидим далее, центробежные силы стремятся поставить лопасть на малый угол наклона. Это стремление используется в так называемой обратной схеме втулок (фиг. 3.35): здесь цилиндр *1* с поршнем *2* может поворачивать лопасть винта около оси *O* на большой угол наклона, если в цилиндр подвести под давлением в 10÷20 *ат* масло по трубке *3*. Если давление масла уменьшить, то лопасть будет поворачиваться на



Фиг. 3.34. Схема простейшего винта изменяемого шага с ручным приводом.



Фиг. 3.35. Гидровтулка обратной схемы.
Давленне масла увеличивает шаг. *1*—цилиндр, *2*—поршень, *3*—маслопровод.

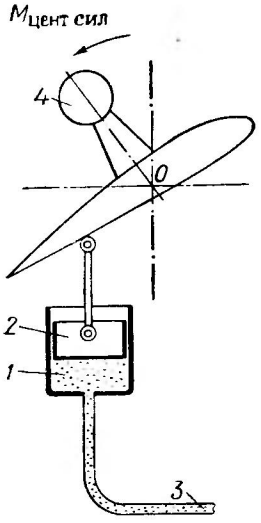
малый угол установки и вытеснять масло из цилиндра по трубке *3*. Таким образом, регулируя подвод масла к цилиндру, можно управлять наклоном лопастей, их шагом.

Существует прямая схема втулок, в которой на лопастях установлены специальные противовесы (контргрузы) *4* (фиг. 3.36), преодолевающие стремление самой лопасти встать на малый шаг и стремящиеся повернуть их на большой шаг. Масло, подводимое по трубке *3* в цилиндр *1*, поворачивает лопасть на малый шаг; выпуская масло, позволяют грузам *4* повернуть лопасть на большой шаг.

Ранее, когда не были разработаны надежные системы подвода масла, существовало опасение, что в обратной схеме при порче маслопровода винт под действием центробежных сил встанет на малый шаг, что не позволит продолжать полет на самолете на

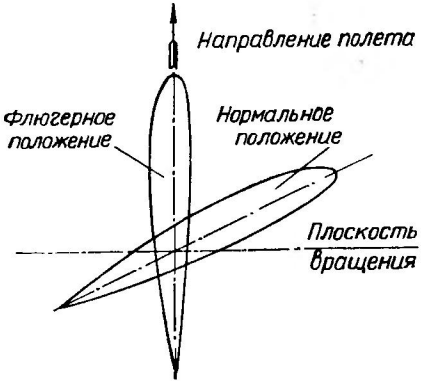
нормальной скорости вследствие раскрутки двигателя. Однако в настоящее время эти опасения устранены и обратная схема является господствующей. Иногда масло подводится в цилиндр не с одной стороны, а с двух сторон; такие втулки называются втулками с поршнем двухстороннего действия (в первом случае их называют втулками с поршнем одностороннего действия).

В случае аварийной остановки двигателя винт начинает вместо тяги давать большое сопротивление, вследствие чего сильно ухудшаются все аэродинамические



Фиг. 3.36. Гидровтулка прямой схемы.

Давление масла уменьшает шаг, контргруз *4* увеличивает шаг. *1*—цилиндр, *2*—поршень, *3*—маслопровод.



Фиг. 3.37. Флюгерное положение лопасти.

характеристики самолета. На одномоторных самолетах ухудшается планирование машины, а на многомоторных получается не только добавочное сопротивление, но и возникает момент, стремящийся повернуть самолет в сторону остановившегося двигателя. Для устранения этих весьма нежелательных явлений на новейших винтах делают устройства, позволяющие ставить лопасти во флюгерное положение (фиг. 3.37), при котором они испытывают минимальное сопротивление.

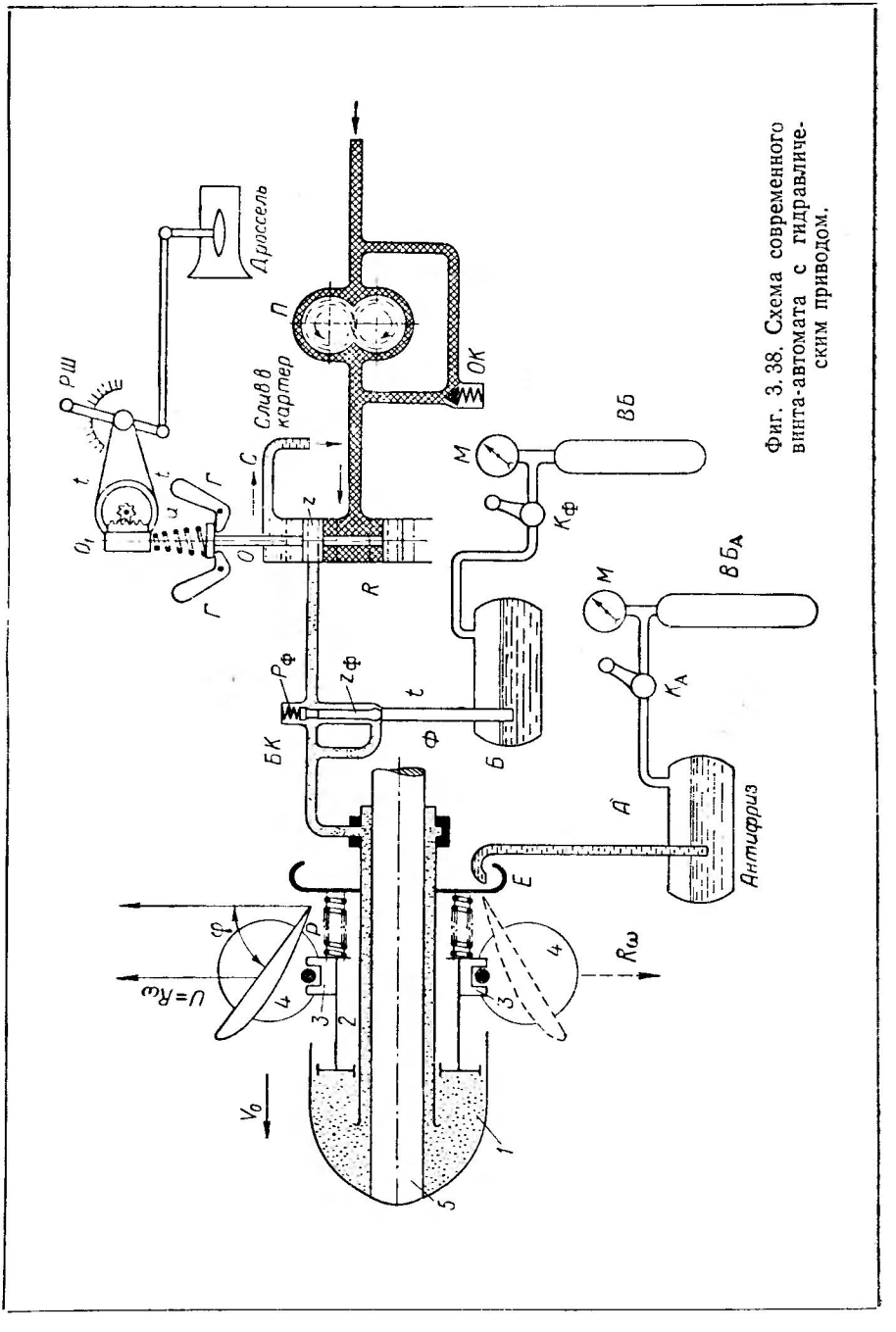
В некоторых старых системах втулок можно было лишь переключать винт с малого шага на большой. Такие винты назывались двухшаговыми. В настоящее время все современные винты изменяемого шага (ВИШ) делаются с автоматическим управлением, сохраняющим у винта постоянное число оборотов, отчего их иногда называют винтами постоянного числа оборотов. Мы будем их называть винтами-автоматами или ВИШ-автоматами.

Винты-автоматы

В настоящее время существует очень много различных типов винтов-автоматов. Некоторые из них имеют весьма сложную конструкцию. Мы здесь не будем их изучать, так как это не является задачей настоящей книги, а лишь приведем простейшую типичную схему таких гидравлических винтов-автоматов (фиг. 3.38).

Схема этого винта обратная. Цилиндр *1* выполнен в виде обтекателя. Поршень *2* имеет шлицы *3*, в которые входят шипы комлевой части лопастей *4*. При движении поршня вперед и назад эти шипы поворачивают лопасти. Поршень имеет пружины *P*, помогающие лопастям поворачиваться на малый шаг. Втулка винта обычно имеет в центре сквозной канал *5*, используемый у военных самолетов для установки в нем ствола пушки. Масло, служащее для управления винтом, поступает из двигателя под некоторым давлением и попадает в добавочный масляный насос П зубчатой системы, где давление масла повышается до 10÷20 *ат* в зависимости от типа винта. На нагнетающей части трубопровода устанавливается обратный клапан ОК, позволяющий маслу перетекать обратно в случае закрытия притока масла в регуляторе. Далее масло поступает в центробежный регулятор *R*, состоящий из грузиков Г, вращающихся около оси OO_1 и приводимых в движение от вала двигателя. Их расхождение в стороны зависит от числа оборотов двигателя: действующая на них центробежная сила уравновешивается пружиной *a*, сжатие которой может изменяться летчиком с помощью рычага РШ и передачи с помощью троса *tt*. Расхождение грузиков Г вызывает подъем и опускание золотника *z* с двумя буртиками. Масло поступает в выточку золотника и при его подъеме попадает в трубку, идущую к винту. При опускании золотника буртик открывает сверху выход маслу наружу и по трубке *C* оно идет обратно к двигателю. На фиг. 3.39 изображено три характерных положения золотника. В положении *1* число оборотов равно заданному летчиком и золотник верхним буртиком перекрывает отверстие, ведущее к винту. В положении *2* число оборотов возросло выше заданного, золотник поднялся вверх, и масло, поступая во втулку, увеличивает шаг винта, чем вызывается торможение последнего. В положении *3* обороты уменьшились и золотник, опустившись, выпускает масло из цилиндра, что вызывает уменьшение шага и разгон винта.

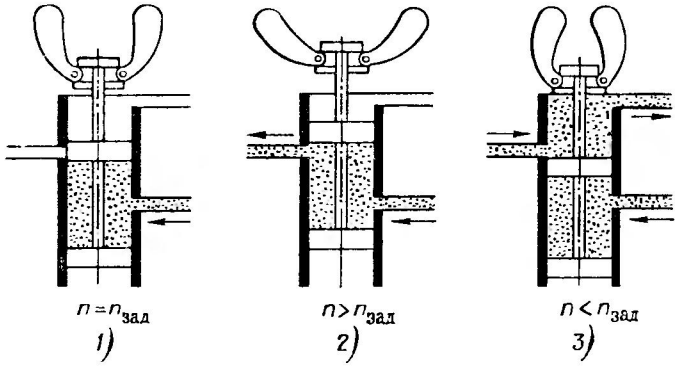
Для перевода лопастей винта во флюгерное положение служит устройство, обозначенное буквой Ф на фиг. 3.38. При остановке двигателя летчик поворачивает кран $К_ф$ и направляет сжатый воздух из воздушного баллона ВБ в бак Б с маслом. Масло вытесняется из баллона и по трубке *t* поступает в блокирующий клапан БК, состоящий из золотника $z_ф$ с пружиной $P_ф$. Масло поднимает золотник и тем, во-первых, отделяет центробежный регулятор от втулки винта и, во-вторых, открывает себе путь ко втулке. Оно



Фиг. 3.38. Схема современного винта-автомата с гидравлическим приводом.

отжимает поршень назад и тем поворачивает лопасти во флюгерное положение.

В винтах, предназначенных для полетов в зимних условиях применяется иногда антиобледенитель А, состоящий из воздушного баллона $ВБ_А$, крана $К_А$, баллона с антифризом и трубок, подводящих эту жидкость в кольцо Е, установленное на втулке винта. Антифриз попадает в канавку этого кольца и из нее через мелкие отверстия разбрызгивается вдоль лопастей. В случае обледенения или для предупреждения его можно с по-



Фиг. 3.39. Три положения золотника центробежного регулятора.

мощью такого устройства смазать работающие лопасти жидкостью, уничтожающей лед, и тем избежать опасной тряски винта и повреждения самолета срывающимися с лопастей осколками льда, имеющими скорость около 300 *м/сек*, т. е. скорость револьверной пули.

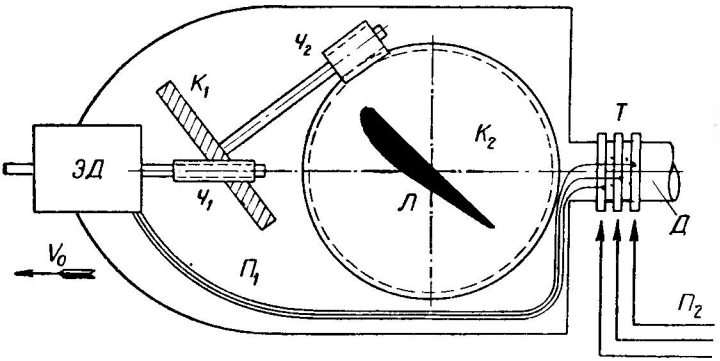
Описанная простейшая схема показывает, что современные винты являются довольно сложными агрегатами, требующими постоянного наблюдения и контроля.

В последнее время стремятся еще более облегчить летчику управление винтом и двигателем, для чего (в простейшем случае) соединяют ручку регулятора числа оборотов РШ с дросселем двигателя и тогда получают так называемый регулятор шага-газа. На фиг. 3.38 показано простейшее устройство, основанное на их кинематической связи. Иногда делают сложные автоматы с катодными лампами, с сервомоторами, в которых автоматически учитывается высота и скорость полета.

Электрические втулки
(фиг. 3.40)

По идее — это самые простые втулки. Электродвигатель, ток к которому подводится через контактные кольца, поворачивает лопасти с помощью ряда зубчатых колес и червячных передач. Одна-

ко передаточное отношение получается в этих случаях очень малое — порядка $\frac{1}{10\,000} \div \frac{1}{20\,000}$, что представляет немалые конструктивные затруднения. Флюгерное положение у таких винтов получается не столь быстро, как у гидравлических.



Фиг. 3.40. Схема втулки с электрическим приводом.

Т—токоподводящие кольца; *ЭД*—электродвигатель; $ч_1$ и $ч_2$—червяки; $К_1$, $К_2$—червячные колеса; *Л*—лопасть; *Д*—вал двигателя; $П_1$, $П_2$—провода.

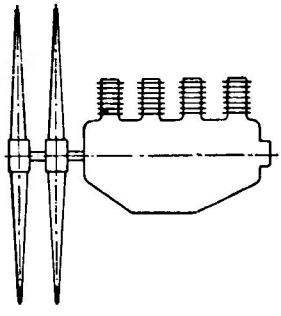
Электрические винты могут ставить лопасти в положение воздушного торможения, что весьма ценно для пикирующих бомбардировщиков и для корабельной авиации. В этом случае при посадке двигатель работает и винт дает большую отрицательную тягу, направленную по оси винта; это не вызывает у самолета стремления капотировать, что получается при торможении колес.

Соосные винты

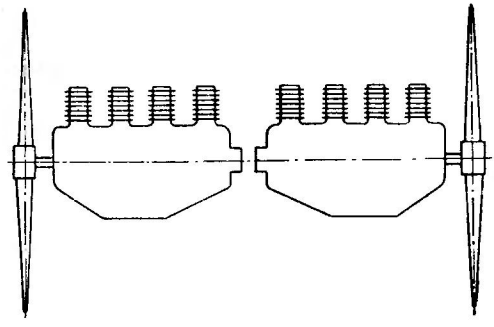
На некоторых самолетах ставят не один винт, а два, расположенных друг за другом так, что оси их вращения совпадают. Вращаются они в противоположных направлениях. Смысл установки таких винтов заключается, во-первых, в возможности использовать большую мощность при сравнительно малых диаметрах винтов и, во-вторых, в возможности полностью уничтожить реактивный момент, кренящий самолет.

Спаркой называют такую установку, когда винты находятся очень близко друг к другу и вал переднего винта проходит через полый вал заднего (фиг. 3.41). Для получения разного направления вращения таких винтов у двигателей приходится делать сложные редукторы. Такое устройство встречается в настоящее время у самолетов с газовыми турбинами, развивающими большую мощность.

В случае установки двух отдельных двигателей (фиг. 3.42) такую комбинацию называют тандемной установкой винтов.



Фиг. 3.41. Винт спарка.



Фиг. 3.42. Тандемная установка винтов.

При одинаковых двигателях задний винт вращается в противоположную сторону по отношению к переднему.

§ 3.4. НЕСУЩИЕ ВИНТЫ (РОТОРЫ)

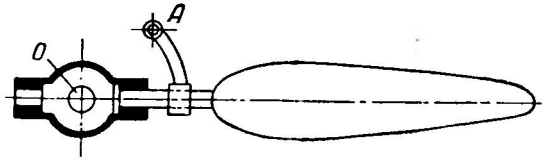
Мы не будем здесь рассматривать конструкцию таких винтов, так как это задача специальных курсов, и ограничимся рассмотрением лишь тех особенностей, которые необходимо учитывать при аэродинамическом расчете вертолетов.

Прежде всего отметим, что по сравнению с гребными винтами они имеют очень большой диаметр, доходящий до 37 *м*, и очень узкие лопасти с коэффициентом заполнения $\sigma \approx 0{,}06$, а иногда даже 0,03. Для уменьшения веса их обычно делают по типу самолетных крыльев, для чего на лонжерон надевают нервюры и покрывают его фанерой или дуралюминовыми листами. Полотняное покрытие применяется редко, так как при больших давлениях, получающихся при обтекании лопастей воздухом, оно провисает и тем нарушается правильная форма профиля лопастей.

Встречаются у малых вертолетов и цельнодеревянные лопасти, причем обычно из твердого дерева делаются внешние части лопастей, а внутренняя их часть заполняется или легким деревом, или пенистым заполнителем из пластмассы. Вследствие этого суммарный вес лопастей у современных вертолетов невелик и в среднем составляет около 5% от полетного веса машины.

Угол установки лопастей несущего винта или его шаг в полете должен изменяться, для чего конец лонжерона оформляется в виде упорного шипа, вставляемого в специальное гнездо, сделанное во втулке винта (фиг. 3.43). Для поворачивания лопасти около продольной оси к ней прикрепляется поводок (ручка лопасти), к точке A которого шарнирно прикрепляется штанга управления, идущая или вниз или вверх в различных системах вертолетов. Подъем и опускание точки A вызывают поворот лопасти.

Так как трение в гнезде получается у больших несущих винтов значительным из-за больших центробежных сил, то в гнезде применяют шариковые, роликовые и игольчатые подшипники. Иногда центробежную силу воспринимают с помощью тонкого стержня CD (фиг. 3.44), конец C которого укреплен во втулке, а другой конец D — на лопасти. Он воспринимает центробежную силу и легко закручивается, не мешая повороту лопасти.

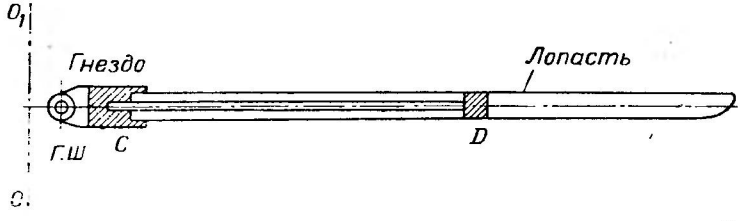


Фиг. 3.43. Несущий винт с жесткой лопастью.

Если лопасть не может делать взмаха, то говорят о несущих винтах с жесткой подвеской лопастей. Ось лопасти у них не изменяет угла, образуемого ею с осью вращения несущего винта.

У большинства современных несущих винтов применяется шарнирная подвеска лопастей. Применяются горизонтальный и вертикальный шарниры.

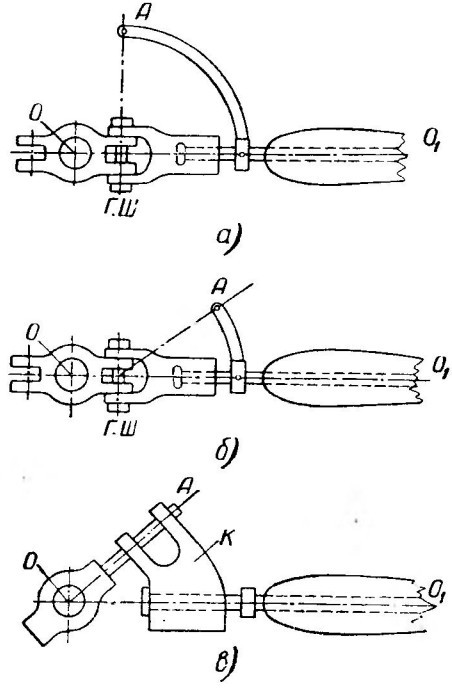
Горизонтальный шарнир (ГШ) позволяет лопасти делать взмахи вверх и вниз (фиг. 3.45,*а, б, в*). В гл. 17 и 18 мы подробно разберем получающееся при этом так называемое «маховое» движение лопастей. Если поводок лопасти устроен так, как показано на фиг. 3.45,*а*, т. е. точка A лежит на оси горизонтального



Фиг. 3.44. Подвеска лопасти ко втулке на крутильном стержне CD.

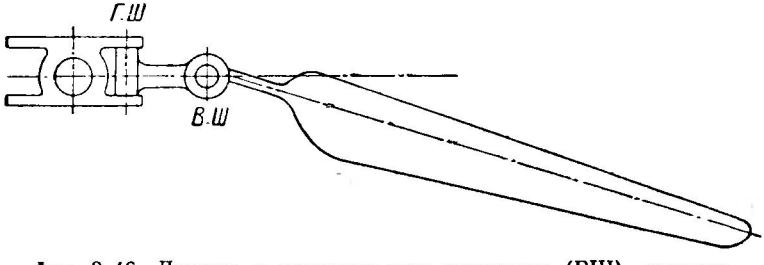
шарнира, то взмах лопасти не отражается никак на угле установки лопасти. Если же точка A не лежит на оси ГШ (фиг. 3.45,*б*), то взмах лопасти вверх вызывает уменьшение угла установки лопастей, а взмах вниз — его увеличение. В этом случае говорят, что несущий винт имеет регулятор взмаха. Точнее его следовало бы называть несущим винтом со связью взмаха и шага. При неподвижной точке A лопасть вращается при взмахе около оси Г. Ш—A.

Иногда, особенно у автожиров, применяют автодинамическую втулку (фиг. 3.45,*в*). При таком устройстве лопасть вставляется в промежуточную деталь, обойму К, а последняя может вращаться около оси *ОА*. При взмахе лопасть вращается около оси *ОА* и, следовательно, автодинамическая втулка вполне аналогична по своему эффекту регулятору взмаха. Однако такое устройство применяется обычно у лопастей с заранее установленным углом φ, так как если применить у нее для изменения шага поводковую систему, то отпадает надобность в устройстве обоймы и устройство по фиг. 3.45,*б* оказывается более простым.



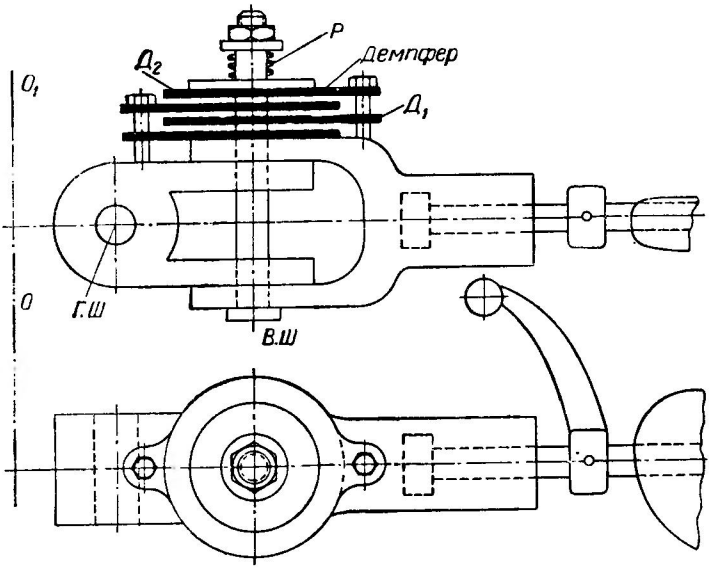
Фиг. 3.45. Схема взмахивающей лопасти.
а — без регулятора взмаха, *б* — с регулятором взмаха, *в* — автодинамическая втулка.

У большинства несущих винтов с машущими лопастями делается еще вертикальный шарнир ВШ, позволяющий лопасти делать небольшие колебания в плоскости вращения несущего винта (фиг. 3.46). Этим устройством пытаются уменьшить эффект кориолисовых сил, действующих на лопасть. Для того чтобы эти колебания не достигли большой величины, на лопасти устанавливают или фрикционный (фиг. 3.47) или гидравлический (см. фиг. 3.48) демпферы. Первый (см. фиг. 3.47) состоит из ряда дисков $Д_1$, связанных с лопастью, и дисков $Д_2$,



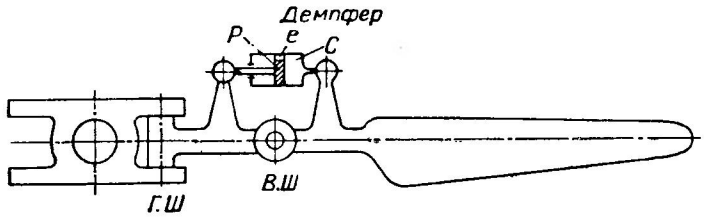
Фиг. 3.46. Лопасть с вертикальным шарниром (ВШ), которая может колебаться в плоскости вращения.

связанных с обоймой. Диски прижаты друг к другу пружиной P. При колебаниях лопасти возникает скольжение дисков друг по другу и трение успокаивает колебания.



Фиг. 3.47. Фрикционное демпфирование колебаний лопасти с ВШ.

Гидравлический демпфер (см. фиг. 3.48) состоит из цилиндра C и поршня P с малым отверстием e. Цилиндр заполнен маслом, которое при колебаниях лопастей перетекает через отверстие e в



Фиг. 3.48. Гидравлическое демпфирование колебаний лопасти с ВШ.

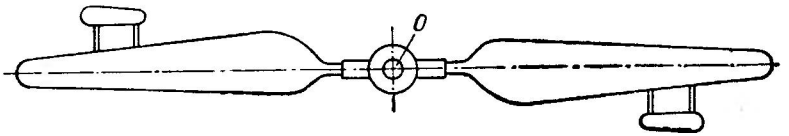
поршне с большой скоростью, что и вызывает большие гидравлические потери и тормозит колебание лопастей.

Несущие винты других типов

В настоящее время предложено много схем несущих винтов, отличающихся от наиболее распространенных и описанных в предыдущих параграфах. По мнению авторов этих предложений, та-

кие винты должны давать повышенную устойчивость вертолетам. Однако практика не позволяет вынести окончательное суждение, так как обычная схема все же до сих пор преобладает даже в новейших машинах.

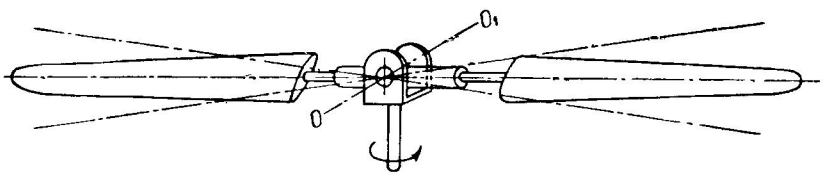
В свое время предлагалось делать у лопастей хвостовое оперение (фиг. 3.49) с рулем высоты, служащее для увеличения устойчивости лопасти, демпфирования крутильных колебаний и для по-



Фиг. 3.49. Лопасти со стабилизаторами.

ворота лопасти около ее продольной оси. Руль такого оперения (иногда все оперение) должен поворачиваться с помощью автомат-перекоса. Так как на поворот маленького руля требуются малые усилия, а на оперение может действовать большая сила, поворачивающая лопасть, то иногда такое устройство называют сервоорулем. Мы будем называть такие несущие винты винтами, имеющими лопасть с оперением.

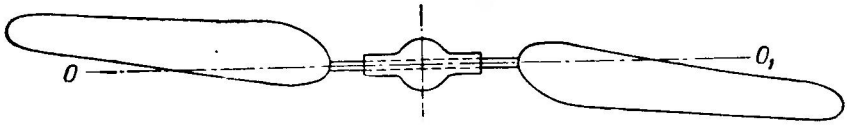
Иногда делают лопасти с жесткой втулкой, шарнирно прикрепленной к валу несущего винта (фиг. 3.50). Такие лопасти могут делать взмахи вверх и вниз, но угла конусности между осями лопастей не получится и они будут лежать на одной прямой линии. Обе лопасти будут качаться как одно целое.



Фиг. 3.50. Лопасть с жесткой качающейся втулкой.

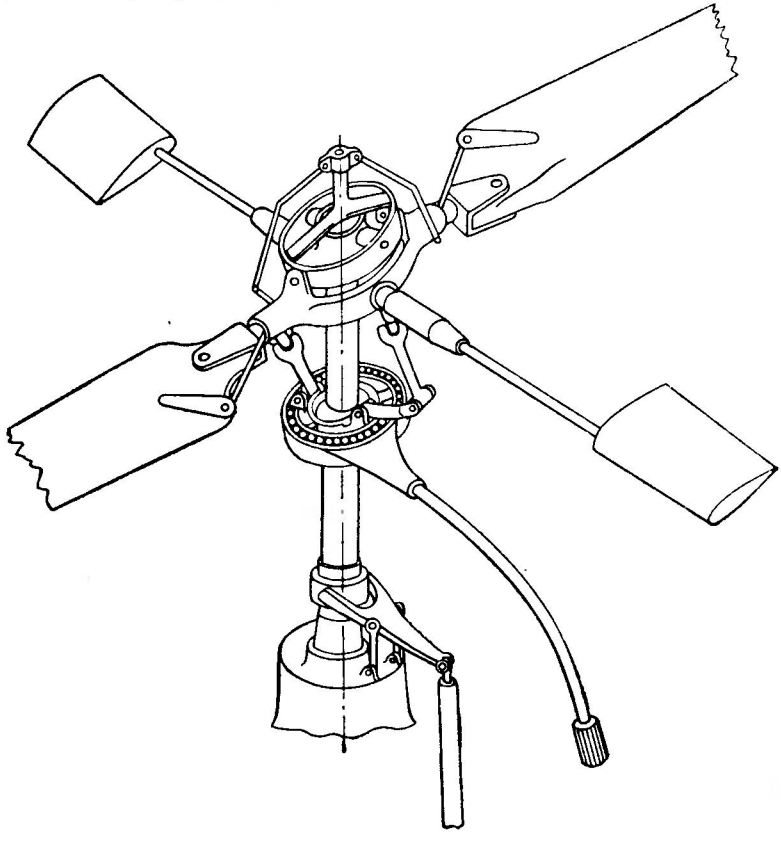
Предлагались еще схемы со сквозной лопастью, могущей колебаться около продольной оси вследствие разных усилий, получающихся при полете с горизонтальной скоростью (фиг. 3.51). Такие несущие винты пригодны в основном лишь для автожиров.

В последнее время некоторые конструкторы применяют карданную подвеску лопастей на валу несущего винта (фиг. 3.52). В такой схеме применяются обычно серворули, поворачивающие все лопасти как одно целое и изменяющие в противоположные стороны углы установки противоположных лопастей. Лопасти при



Фиг. 3.51. Лопасть, качающаяся около продольной оси.

таком устройстве могут делать лишь взмахи вверх и вниз и не могут колебаться в плоскости вращения, так как у них нет вертикальных шарниров.



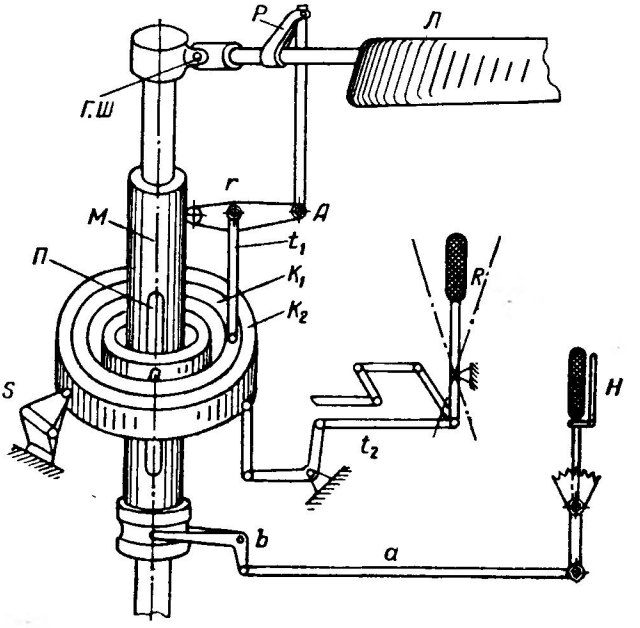
Фиг. 3.52. Несущий винт с карданиой подвеской и серворулями на лопастях (система Хиллера).

Существует еще много других типов несущих винтов, которые мы здесь рассматривать не будем. Более подробно мы остановимся на этих вопросах далее, в главах 15 и 17.

§ 3.5. АВТОМАТ-ПЕРЕКОС

Автомат-перекос служит для управления вертолетами. Он был предложен в 1911 г. автором настоящей книги. В настоящее время в различных конструктивных модификациях он встречается почти на всех вертолетах.

Вертолет в полете от порывов ветра может получать большие крены, а так как он, особенно при висении, мало устойчив, то



Фиг. 3.53. Схема автомата-перекоса.

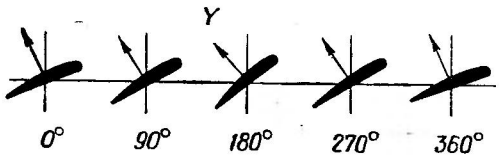
крен может оказаться опасным. Летчик должен иметь возможность управлять вертолетом, т. е. располагать средством поворачивать машину по своей воле, куда нужно.

Кроме того, как показал еще в 1909 г. проф. Н. Е. Жуковский теоретически и путем опытов, на движущийся вперед несущий винт действуют три силы и три момента, которые необходимо уравновесить. И, наконец, при переходе на режим авторотации необходимо уменьшать угол установки лопастей (шаг лопасти), так как для висения нужен угол установки $\varphi \approx 9 \div 12°$, а для спуска на авторотации он уменьшается до $2 \div 4°$.

Все эти функции и выполняет автомат-перекос. Проще всего понять его действие на несущем винте, считая жесткой подвеску лопастей (фиг. 3.53).

На валу несущего винта установлена муфта *М*, которая может передвигаться вверх и вниз; для ее передвижения служит р ы-

чаг шага H, соединенный с ней с помощью штанги a и качалки b. На этой муфте сделан вырез $П$, через который проходит ось карданной подвески, поддерживающей вращающееся вместе с валом кольцо K_1 автомата-перекоса. К этому кольцу прикреплены шарнирно тяги t_1, идущие к суммирующему рычагу r, к точке A которого прикреплены тяги, идущие к поводку лопасти P. Вращающееся кольцо K_1 охвачено невращающимся K_2, удерживаемым от вращения с помощью шлиц-шарнира S и могущего наклоняться в любую сторону по желанию летчика, для чего служат тяги t_2, идущие к ручке управления R. Отклоняя эту руч-



Фиг. 3.54. Циклическое изменение угла установки лопасти φ по азимуту ψ при действии автомата-перекоса.

ку, летчик поворачивает внутреннее кольцо K_1, которое приходит в гармоническое колебательное движение относительно вала несущего винта и заставляет колебаться и лопасти относительно их продольных осей. За один оборот вала лопасть совершает одно полное колебание. Если развернуть путь лопасти и изобразить углы ее установки, то получится картина, изображенная на фиг. 3.54. Такое движение лопастей называется циклическим. Одну часть окружности лопасть будет пробегать под бóльшим углом установки, чем другую, и, следовательно, тяга одной половины диска будет больше, чем другой. Это и создает момент управления вертолетом. Следовательно, автомат-перекос заменяет руль высоты и элероны обычного самолета. Самолетные органы управления, если бы их установить на вертолет, при висении его не действовали бы, так как они не обдувались встречной струей воздуха.

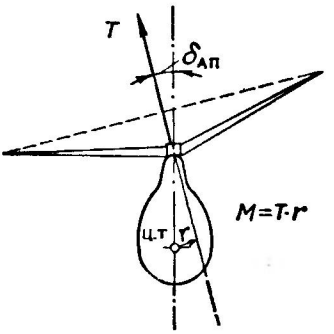
При повороте рычага шага H (см. фиг. 3.53) муфта M с установленным на ней суммирующим рычагом r изменила бы среднюю установку лопастей, не нарушая величины и характера колебательного движения лопастей. Это — механизм изменения общего шага несущего винта. Суммирующий рычаг r служит здесь для развязывания кинематических цепей циклического движения и общего шага. Модификаций этой системы можно предложить очень много и на практике встречаются весьма различные конструктивные решения автомата-перекоса. Мы их здесь рассматривать не будем, так как с точки зрения аэродинамики все они одинаковы: лопасть с их помощью получает циклическое ко-

лебательное изменение угла установки φ и общее изменение среднего угла φ_0.

На первый взгляд кажется, что такой метод управления вертолетом не применим для несущих винтов с шарнирной подвеской лопастей, так как шарниры не могут передавать момента от лопастей ко втулке вертолета. Классическая теория махового движения лопастей показывает, что и в этом случае автомат-перекос будет управлять машиной. Дело в том, что конус, описываемый лопастями, при отклонении автомата-перекоса тоже отклонится в сторону и полная тяга T уже не будет совпадать с конструктивной осью втулки, а отклонится на некоторый угол $\delta_{АП}$ (фиг. 3.55). При этом сила T не будет проходить через центр тяжести машины и получится момент управления, равный

$$M=Tr, \qquad (3.31)$$

где r — плечо силы T относительно центра тяжести машины.



Фиг. 3.55. Действие автомата-перекоса при шарнирно подвешенных лопастях.

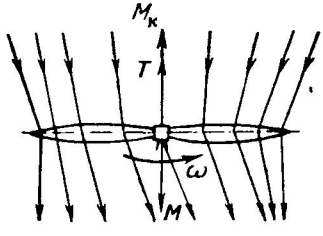
Следовательно, при шарнирной подвеске лопастей, автомат-перекос управляет машиной путем поворота в любую сторону вектора полной тяги T несущего винта на некоторый угол $\delta_{АП}$, а не путем изменения тяги одной и другой половин ометаемого лопастями диска, как это имеет место при жесткой подвеске лопастей. К теории автомата-перекоса мы вернемся в главах 15 и 17.

Глава 4

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ВЕРТОЛЕТОВ

§ 4.1. МЕТОДЫ КОМПЕНСАЦИИ РЕАКТИВНОГО МОМЕНТА НЕСУЩЕГО ВИНТА

В настоящее время существует очень много различных схем вертолетов. Многие из них были предложены еще в период зарождения авиации (1840—1912 гг.). Однако поиски новых схем не прекращаются, и ежегодно во всех странах мира публикуется много десятков новых патентов, являющихся в подавляющем большинстве повторением и развитием старых предложений.



Фиг. 4.1. На работающий несущий винт действует сила тяги T и реактивный момент $M=-M_к$. Отбрасываемая им струя закручена.

Классифицировать схемы вертолетов можно по самым различным признакам, например, по числу несущих винтов, по их расположению, по назначению машины и т. д. У нас вопросами классификации вертолетов занимались многие исследователи: А. М. Изаксон, Н. И. Камов, Н. К. Скржинский, Л. С. Вильдгрубе и др.

Удобнее всего при описании схем вертолетов исходить из метода компенсации реактивного момента несущего винта. Дело в том, что несущий винт, помимо действия силы тяги T, испытывает еще действие аэродинамического момента M, являющегося реакцией воздуха и равного $M=-M_к$, где $M_к$ — крутящий момент на валу несущего винта (фиг. 4.1). Этот момент стремится вращать корпус машины в сторону, обратную вращению несущего винта, а так как воздушное сопротивление несущего винта велико, а корпуса мало, то при указанной схеме будет вращаться не столько несущий винт, сколько корпус машины.

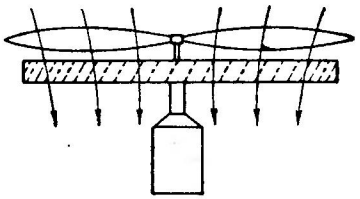
Вместе с тем, одновинтовая схема вертолета во многих случаях представляет интерес из-за ее компактности, простоты и коротких трансмиссий. Поэтому возникает вопрос о компенсации момента в одновинтовой схеме.

Для уничтожения этого момента применяются различные приемы: устройство малых винтов, использование специальных поверхностей в струе, отбрасываемой несущим винтом, и, наконец, переход к реактивным винтам.

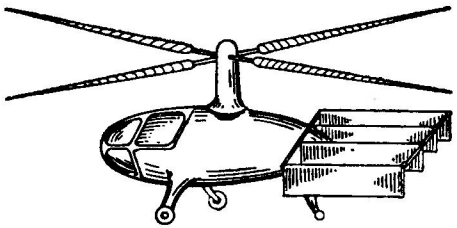
У двухвинтовых машин применяют или взаимную компенсацию моментов их несущих винтов или делают их с наклонными осями вращения. Об этом мы скажем далее, теперь же лишь отметим, что способ компенсации этих моментов налагает специфические черты на любую схему вертолетов.

§ 4.2. ОДНОВИНТОВАЯ СХЕМА

Для уничтожения реактивного момента несущего винта можно поставить в струю, отбрасываемую несущим винтом (см. фиг. 4.1), спрямляющий аппарат с лопатками, аналогичный такому же аппарату у турбин (фиг. 4.2). Воздух, набегая на эти лопатки, неподвижно скрепленные с корпусом машины, даст необходимый уравновешивающий момент. Для точного регулирования этого мо-



Фиг. 4.2. Уравновешивание реактивного момента несущего винта с помощью спрямляющего поток аппарата (контрвинта).



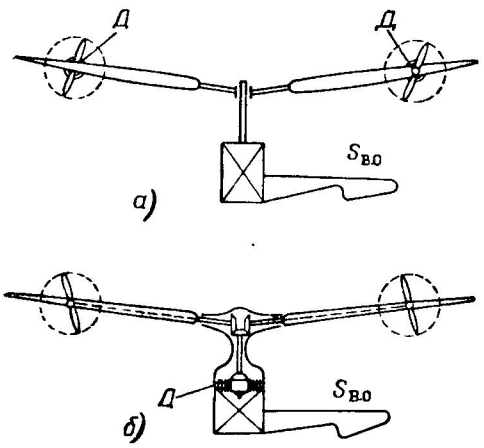
Фиг. 4.3. Вертолет со спрямляющим аппаратом малого сопротивления в виде оперения.

мента и для осуществления поворота машины (эффекта руля направления) эти лопатки должны делаться поворотными относительно их продольных осей и управляемыми летчиком.

Описанное устройство очень громоздко и создает большое сопротивление при полете с горизонтальной скоростью. Поэтому многие предлагают делать спрямляющий аппарат в виде хвостового оперения (фиг. 4.3) с расположенными вдоль линии полета поверхностями. Однако и здесь поверхности получаются большими и, кроме того, при переходе на вертикальный спуск на авторотации они начинают работать как руль направления, в обратную сторону.

Другим методом уничтожения этого момента является приведение несущего винта во вращение с помощью установленных на лопастях гребных винтов (фиг. 4.4). Эту систему предложил в 1910 г. австрийский профессор Г. Велльнер. Мы ее будем назы-

вать системой с приводом от малых гребных винтов. Эту систему «изобретали» много раз: она подкупает своей простотой. Однако, как увидим далее в § 4.7, она вызывает излишние потери энергии, почему она и не получила распространения. Кроме того, в этой системе получается очень большой гироскопический момент у гребных винтов, равный, как известно, $J\omega_1\omega_2$, где J — момент инерции гребного винта; ω_1 и ω_2 — угловые скорости вращения несущего и гребного винтов соответственно. Этот момент стремится поставить вектор ω_2 параллельно вектору ω_1 и его величина достигает значения 4÷8 тонно-метров, что является совершенно недопустимой нагрузкой для тонких вертолетных лопастей. Поэтому приходится применять на лопастях винты-спарки, у которых гироскопические моменты направлены в разные стороны и взаимно компенсируются, не нагружая лопасти несущего винта.

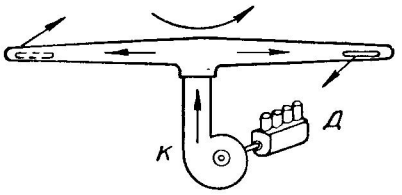


Фиг. 4.4. Несущий винт с гребными винтами на лопастях системы Г. Велльнера.

Предлагалась установка двигателей на самой лопасти и в фюзеляже машины. В первом случае (фиг. 4.4,*а*) двигателю Д приходится работать в поле больших центробежных сил и, кроме того, на движущиеся части двигателя будут действовать кориолисовы силы. Все это требует применения специальных двигателей.

На корпус такого вертолета действует небольшой момент трения вала несущего винта в подшипниках. Его легко компенсировать с помощью вертикального оперения $S_{в.о}$.

Во втором случае двигатель Д находится в фюзеляже (фиг. 4.4,*б*) и вращение передается к гребным винтам с помощью длинной трансмиссии. На корпус аппарата в этом случае действует момент реакции крутящего момента двигателя сравнительно небольшой величины. Его можно компенсировать с помощью вертикальной хвостовой поверхности $S_{в.о}$.



Фиг. 4.5. Несущий винт с пневмоприводом.

Простым способом избавиться от реактивного момента является применение пневмопривода несущего винта (фиг. 4.5).

Двигатель Д вращает компрессор К, нагнетающий воздух в полые лопасти несущего винта, на концах которых сделаны сопла. Вытекающий из сопел воздух дает реакцию и приводит во вращение несущий винт наподобие сегнерова колеса. Система получается очень легкая, но потери энергии велики. По этой системе за границей было построено несколько летавших экспериментальных машин, но до 1954 г. дальше экспериментов дело не пошло.

Реактивные винты по самому принципу их работы не дают реактивного момента, действующего на корпус машины, так как у них крутящий момент уравновешивается моментом сопротивления лопастей. Существует несколько типов таких винтов; все они имеют общий признак: топливо сжигается у них перед соплом или внутри лопасти или в специальном маленьком «движке», установленном на конце лопасти. Мы здесь не будем рассматривать теорию таких двигателей, так как она подробно излагается в курсах реактивных двигателей.

Идея реактивных вертолетов очень стара. Уже в 1906 г., как рассказывал академик Л. С. Лейбензон, в Кучинском аэродинамическом институте Н. Е. Жуковский и С. С. Неждановский делали опыты с реактивными винтами. В патентной литературе описано много еще более ранних предложений. Однако реально такие схемы были осуществлены лишь после создания самолетных реактивных двигателей.

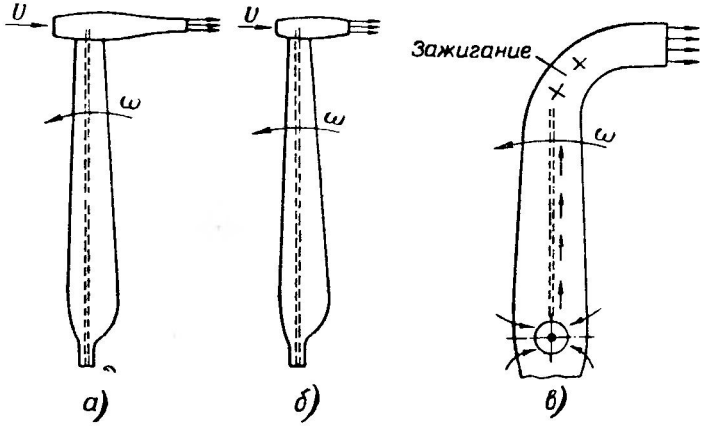
В настоящее время очень часто предлагают применять обычные турбокомпрессорные реактивные двигатели (ТКРД), устанавливая их на концах лопастей. Такие двигатели имеют хороший термический к. п. д. и эта схема по идее вполне рациональна. Однако при ее реализации встретились большие препятствия. На быстро вращающиеся роторы турбины и компрессора такого двигателя будет действовать очень большой гироскопический момент, стремящийся повернуть лопасть около ее продольной оси, как это получается и в системе с приводом от малых винтов (см. фиг. 4. 4). Двигатель будет находиться в поле больших центробежных и кориолисовых сил инерции, изгибающих лопатки. Мощность современных ТКРД слишком велика для вертолетов и для их использования нужно создать «движки» малой мощности. Этого до сих пор, несмотря на ряд попыток, еще не удалось осуществить.

Поэтому в реактивных вертолетах применяют простейшие движки: прямоточные и пульсирующие, имеющие очень низкие термические к. п. д., или же выносят компрессор и двигатель в фюзеляж вертолета. Заметим еще, что на корпус реактивного вертолета действует небольшой момент, вызванный трением вала несущего винта в его упорных подшипниках. Его легко компенсировать с помощью киля, малого винта и т. п.

Рассмотрим несколько типичных схем.

На фиг. 4. 6,*б* изображена лопасть с установленным на ее конце прямоточным реактивным двигателем. Такой несущий винт не

может начать работать самостоятельно и требуется его предварительная раскрутка с помощью вспомогательного двигателя. Изображенный на фиг. 4.6,*б* двигатель по аэродинамической схеме эквивалентен устройству, показанному на фиг. 4.6,*в*, где воздух поступает у втулки несущего винта в полую лопасть и сжимается внутри нее центробежной силой; в конце лопасти впрыскивается топливо и сжимается перед выходом смеси в сопло. Эквивалентность этих схем следует из равенства давлений, получающихся при



Фиг. 4.6. Схема лопасти несущего винта с реактивными двигателями.

а — с пульсирующим двигателем, *б* — с прямоточным двигателем, *в* — с подводом воздуха у втулки и сжиганием топлива в конце лопасти.

торможении воздуха в прямоточном сопле и в конце полой лопасти от центробежных сил, действующих на воздух.

Для увеличения термического к. п. д. цикла сгорания нужно, как известно, повышать степень сжатия воздуха. Однако в описанных схемах это связано с повышением окружной скорости конца лопасти, что аэродинамически очень невыгодно и приводит к малой величине удельной тяги винтов, т. е. $q = \frac{G}{N}$ *кг/л. с.*

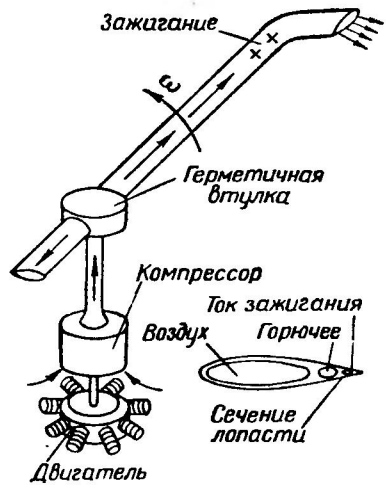
Для упрощения запуска несущих винтов и повышения их термического к. п. д. на них ставят пульсирующие реактивные двигатели (фиг. 4.6,*а*). Несущий винт с такими движками не требует раскрутки и при включении зажигания и подачи топлива начинает вращаться без посторонней помощи.

Для повышения к п. д. и улучшения запуска часто применяют компрессор и двигатель для предварительного поджатия воздуха, поступающего в несущий винт (фиг. 4.7). Эта схема оказалась вполне пригодной для использования на практике.

Все такие винты требуют решения ряда трудных конструктивных вопросов, связанных с подачей топлива, проводкой тока для зажигания, обеспечением герметичности втулки и т. д.

Основное преимущество всех таких двигателей — это устранение тяжелого двигателя и редуктора, а также отсутствие реактивного момента. Их основной недостаток — очень большой расход топлива. Особенно он велик у пульсирующих и прямоточных двигателей.

Реактивные вертолеты нашли пока (до 1955 г.) ограниченное применение. Однако то, что во всех странах теперь ведется исследовательская работа по их усовершенствованию, позволяет надеяться на более широкое их использование.



Фиг. 4.7. Реактивный винт с предварительным сжатием воздуха.

Одновинтовая схема с винтами-компенсаторами

Как мы указывали в гл. 1, в 1910—1911 гг. автором были предложены две схемы компенсации реактивного момента несущего винта: поперечная схема (фиг. 4.8) и продольная (фиг. 4.9).

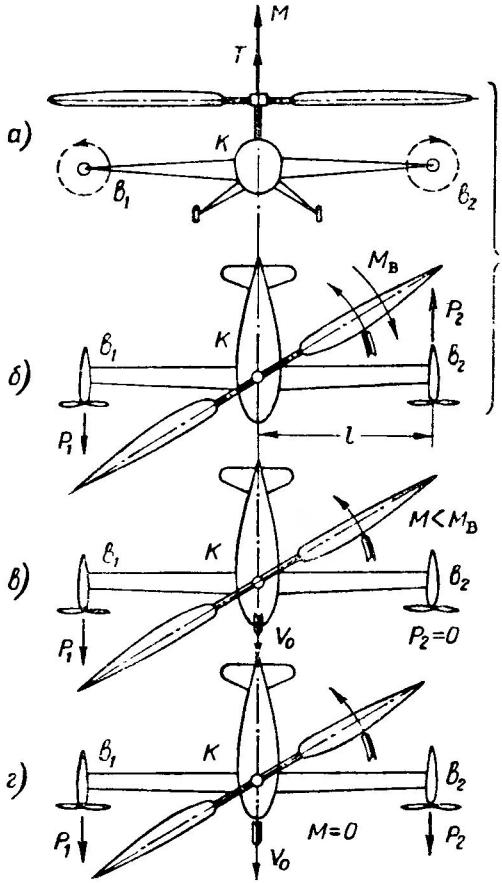
В поперечной схеме (см. фиг. 4.8) реактивный момент уравновешивается двумя малыми винтами $в_1$ и $в_2$, установленными на поперечных консолях и приводимых во вращение с помощью трансмиссии. На режиме висения (фиг. 4.8,*б*) один винт тянет вперед с силой P_1, а другой — назад с такой же силой P_2; от этих винтов возникает момент, равный

$$M=P_1l+P_2l=2Pl.$$

Этот момент, как показывают расчеты, получается с затратой на вращение малых винтов всего лишь 5÷7% мощности двигателя. Эти винты должны иметь механизм изменения их шага, что позволит летчику с их помощью поворачивать вертолет в ту или другую сторону, в зависимости от того, пересилит ли момент этих винтов реактивный момент несущего винта или будет меньше его. Следовательно, эти винты заменяют у такого вертолета руль направления.

Если, сохраняя величину момента M, заставить винт, тянущий машину вперед, работать сильнее, чем винт, тянущий назад, то машина получит горизонтальное движение. Можно заставить оба винта тянуть машину вперед (фиг. 4.8,*г*), доведя в пределе потребляемую самим несущим винтом мощность до нуля, т. е. заставить

последний работать на режиме авторотации. Промежуточным случаем может быть такой, когда один винт совсем не будет тянуть (фиг. 4.8,*в*) [1].



Фиг. 4.8. Поперечная одновинтовая схема, предложенная в 1910 г.

а—вид спереди;
б—вид в плане при висении $V_0=0$ и $P_1=-P_2$;
в—движение вперед для случая, когда $P_1=0$ и $P_2=0$;
г—оба винта тянут вперед и несущий винт может работать при $M=0$ на авторотации.

Эту систему можно обратить в крылатый вертолет, сделав у нее консоли в виде крыльев, что впервые осуществил И. П. Братухин в 1938 г. (см. гл. 1).

В продольной схеме вертолета (см. фиг. 1.15), предложенной в 1911 г., имеется лишь один малый винт, помещенный на конце хвоста машины и служащий для компенсации реактивного момента и получения эффекта руля направления.

Для компенсации силы тяги хвостового винта, тянущей машину вбок, достаточно отклонить направление тяги T несущего винта на малый угол φ, как показано на фиг. 4.9, справа. Этот угол получим из очевидной формулы

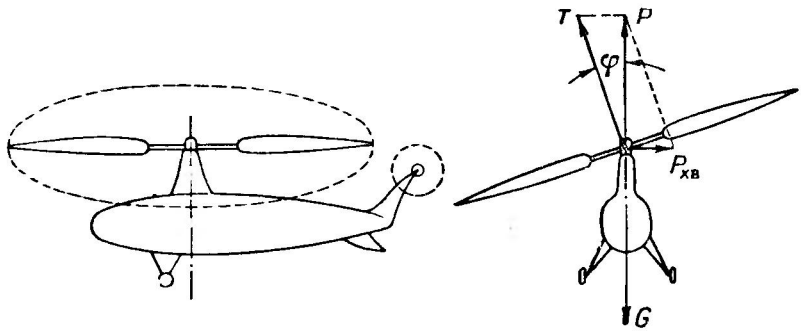
$$\varphi = \frac{P_{хв}}{T}.$$

В этом случае равнодействующая сил T и $P_{хв}$ будет вертикальной и у вертолета не будет боковой силы. Вместо этого можно сделать небольшую консоль впереди с малым винтом (фиг. 4.10). По такой схеме был построен в 1930 г. первый в мире вертолет, начавший свободно летать,— вертолет 1-ЭА ЦАГИ (см. гл. 1). В настоящее время одновинтовая схема является самой распространенной.

Делались многочисленные попытки упростить одновинтовую схему и обойтись в ней без хвостового винта. Для этого фюзеляж делался в виде трубы, в которую направлялась струя воздуха, от-

[1] Все это было описано в 1910 г. в патентной заявке Б. Н. Юрьева.

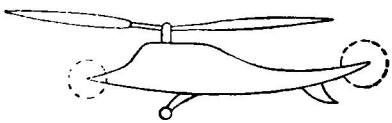
брасываемая вентилятором В, охлаждающим двигатель Д (фиг. 4.11). Выходя из сопла С, воздух дает силу реакции $P_{\text{в}}$,



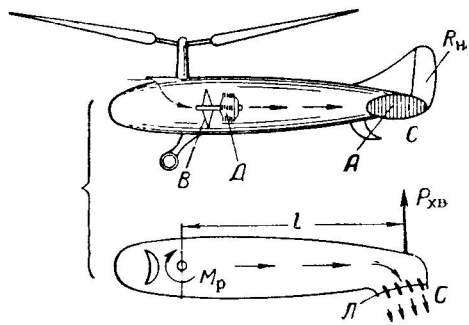
Фиг. 4.9. Продольная одновинтовая схема с одним малым винтом на хвосте.
Предложена в 1911 г. Компенсация боковой силы малого винта с помощью наклона оси несущего винта на угол φ.

действующую на конец фюзеляжа и создающую момент, равный $P_{хв}\,l$, уравновешивающий реактивный момент несущего винта. Для изменения величины $P_{хв}$ служат поворотные лопатки Л, связанные с педалями «руля направления» в кабине летчика.

Недостатком этой системы является ее большое сопротивление и зависимость момента $P_{хв}l$ от скорости полета. Кроме того, она не



Фиг. 4.10. Компенсация момента и боковой силы с помощью двух малых винтов, тянущих в разные стороны.

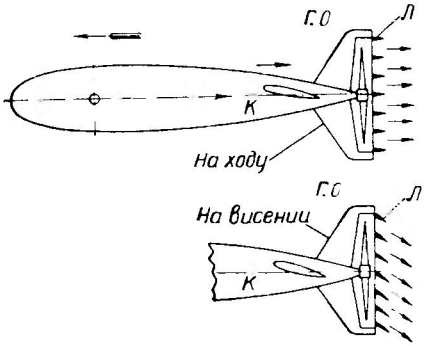


Фиг. 4.11. Одновинтовая схема с компенсацией момента реакцией струи, вытекающей из сопла.

действует при авторотации; поэтому в ней необходимо делать отдельный руль направления $R_{н}$.

Предлагалась еще система, в которой малый винт являлся гребным винтом, обдувавшим решетку, состоявшую из поворотных

лопастей Л (фиг. 4. 12). Боковое давление, возникавшее от обдувки этих лопастей, и создавало уравновешивающий момент.



Фиг. 4. 12. Схема одновинтового вертолета с гребным винтом на конце фюзеляжа, обдувающим решетку, состоящую из поворотных лопастей.

Поворачивая лопатки, можно получить рулевой эффект. При горизонтальном полете, когда скорость обдувки велика, эти лопасти могут иметь очень малый угол установки. Если сделать киль К, установленный под некоторым углом, как это показано на схеме, то лопатки эти могут быть поставлены под нулевым углом атаки и тогда они дадут минимальное сопротивление. Тяга же гребного винта при этом будет использована для увеличения скорости полета машины. Последние описанные здесь системы из-за их громоздкости не получили развития.

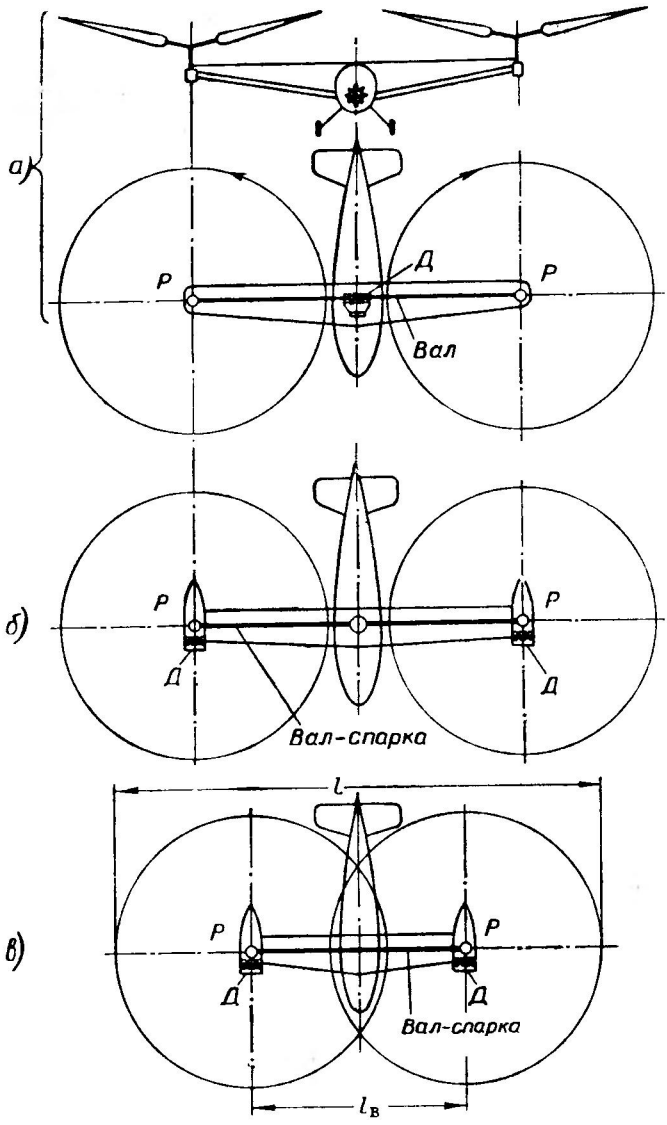
§ 4. 3. ДВУХВИНТОВЫЕ СХЕМЫ

Следующими по простоте схемами являются двухвинтовые. Имеются поперечная схема (фиг. 4. 13) и продольная (фиг. 4. 14). В этих схемах винты обычно вращаются в противоположные стороны, и реактивные моменты несущих винтов, действующие на корпус, взаимно уравновешиваются. Несущие винты могут получать мощность или от одного центрального двигателя (фиг. 4. 13,*а*) или от двух (фиг. 4. 13,*б*), установленных в мотогондолах на концах консолей. В последнем случае необходимо кинематически связывать несущие винты с помощью синхронизирующего вала-спарки, обеспечивающего равенство чисел оборотов у обоих винтов; иначе они могли бы начать вращаться с разными скоростями, что вызвало бы опрокидывание машины. Кроме того, в случае аварийной остановки одного двигателя, другой будет вращать оба несущих винта, доставляя им с помощью синхронного вала половинную мощность, что позволит машине сохранить управляемость и спокойно спуститься на землю.

Для увеличения компактности таких машин нередко делают у них расстояние $l_в$ между втулками несущих винтов, меньшим их диаметра (фиг. 4. 13,*в*). Такие вертолеты называют вертолетами, имеющими перекрытие несущих винтов, за меру которого принимают величину

$$\bar{l}_в = \frac{l_в}{R}. \qquad (4.1)$$

Консоли у таких вертолетов часто делаются в виде крыльев. Такие крылья увеличивают вес вертолета и дают при висении до-

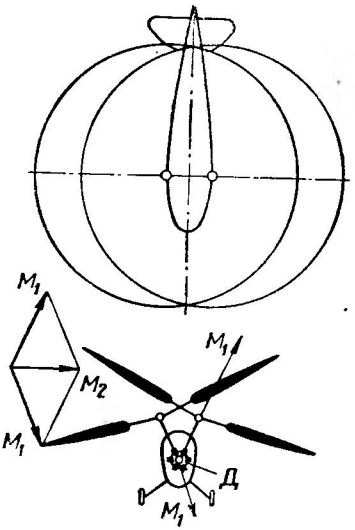


Фиг. 4.13. Двухвинтовые схемы вертолетов.

а — с одним двигателем, *б* — с двумя двигателями, вынесенными на крылья или консоли, *в* — с перекрытием несущих винтов. Иногда винты делаются поворотными на 90° и обращаются тогда в пропеллеры.

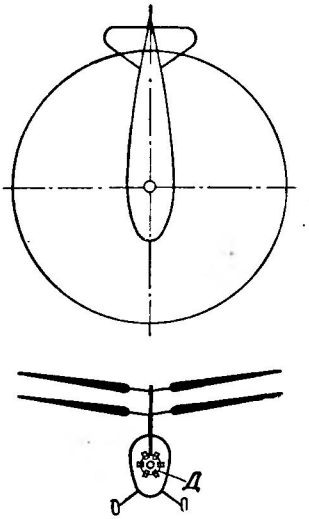
бавочные потери мощности от их обдувки, но при полете с горизонтальной скоростью значительно улучшают летные свойства машины.

Вертолет поперечной схемы напоминает летящую стрекозу. Действующие на него силы симметричны, что, как увидим далее, значительно упрощает многие расчеты и облегчает летчику управление такой машиной. Перекрытие несущих винтов дает при правильном выборе их параметров лишь небольшие потери в тяге и



Фиг. 4.14. Схема вертолета с пересекающимися несущими винтами.

Сложение крутящих моментов.

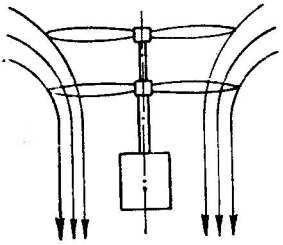


Фиг. 4.15. Схема вертолета с соосными несущими винтами.

вместе с тем уменьшает вредные сопротивления. При обычном устройстве сближенных несущих винтов, когда лопасти одного винта находятся в промежутках между лопастями другого, нельзя сблизить их оси на расстояние $l_в$, меньшее их радиуса R. Однако, если оси несущих винтов несколько наклонить по отношению друг к другу вбок и дать лопастям некоторый угол конусности, то можно оси винтов поставить очень близко друг к другу, как показано на фиг. 4.14. Получается вертолет с перекрещивающимися лопастями. По этой схеме строилось довольно много экспериментальных вертолетов, но получалась обычно довольно тяжелая система трансмиссий. В этой схеме моменты правого и левого винтов уравновешиваются не вполне и остается небольшой момент M_2.

Соосную систему вертолетов можно рассматривать как предельный случай двухвинтовой системы, когда оси обоих несущих винтов совпадают (фиг 4.15). У такой схемы вал

верхнего винта проходит через полый вал нижнего. В такой схеме несущие винты вращаются в разные стороны и при правильном выборе их параметров реактивные моменты взаимно уравновешиваются. Шаг у несущих винтов должен изменяться, приспособляясь к режиму полета машины. Кроме того, в соосной схеме можно изменять шаг дифференциально, т. е. увеличивать у одного несущего винта и уменьшать у другого, что вызовет избыток момента у одного винта по сравнению с другим, и тогда произойдет поворот всей машины в сторону избыточного реактивного момента. Следовательно, дифференциальное управление шагом заменяет у такого вертолета руль направления.



Фиг. 4.16. Добавочная струя воздуха, отбрасываемая соосным винтом.

Соосная схема обладает рядом аэродинамических преимуществ: она почти симметрична, достаточно компактна, фюзеляж у нее может быть сделан коротким и легким. Она хорошо использует ометаемую площадь, так как нижний винт подсасывает добавочный воздух сбоку (фиг. 4.16).

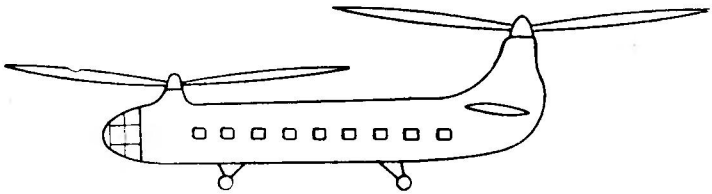
Однако при применении современных шарнирных лопастей приходится разносить оба несущих винта на большое расстояние, равное примерно $\frac{1}{10} D$, что удлиняет вал несущего винта и утяжеляет всю систему вертолета. У нее получается довольно сложная система управления. Схема эта успешно применялась для вертолетов малой мощности, но для тяжелых машин она пока не использовалась.

Продольная двухвинтовая схема

Эта схема известна очень давно (см. гл. 1). В последнее время она стала применяться очень широко, начиная от малых вертолетов и кончая самыми тяжелыми. В ней несущие винты помещены один за другим, почему ее часто называют системой «тандем» (фиг. 4.17). При висении в воздухе несущие винты очень мало влияют друг на друга. При горизонтальном полете задний несущий винт работает значительно хуже, чем передний, и для уменьшения этого эффекта его поднимают на $\frac{1}{8} D \div \frac{1}{10} D$ выше переднего. Для обеспечения устойчивости эту систему приходится снабжать большим хвостовым оперением. Эта система управляется с помощью автоматов-перекосов и шага несущих винтов. Несмотря на ухудшенную работу заднего несущего винта и малого «размаха» всей системы, аэродинамические свойства этой схемы хороши, так как у нее мало вредное лобовое сопротивление из-за отсутствия консолей. Рекорд скорости вертолетов до сих пор числится за этой

схемой. Она может осуществляться и с одним двигателем и с двумя, что увеличивает ее надежность. Несущие винты должны быть связаны кинематически с помощью синхронного вала.

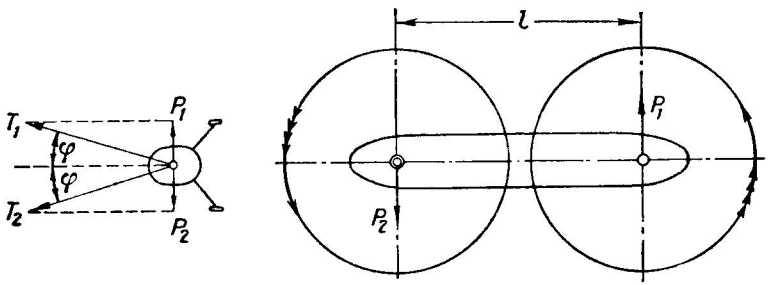
Обычно в этой схеме несущие винты вращаются в разные стороны, что обеспечивает уравновешивание моментов. Однако в ней



Фиг. 4.17. Нормальная продольная двухвинтовая схема вертолета.

можно применять и совершенно одинаковые несущие винты, вращающиеся в одну сторону (фиг. 4.18). Для уничтожения суммарного реактивного момента $M_р$ достаточно оси обоих несущих винтов повернуть в разные стороны на малый угол φ: получающиеся при этом проекции P_1 и P_2 сил тяги T_1 и T_2 дадут момент, уравновешивающий $M_р$, т. е.

$$M=(P_1+P_2)\frac{l}{2}=M_р. \qquad (4.2)$$



Фиг. 4.18. Продольная двухвинтовая схема вертолета с вращением несущих винтов в одну сторону.

При висении $T_1=T_2$ и тогда момент на режиме висения будет равен

$$M_в=P\cdot l=M_р. \qquad (4.3)$$

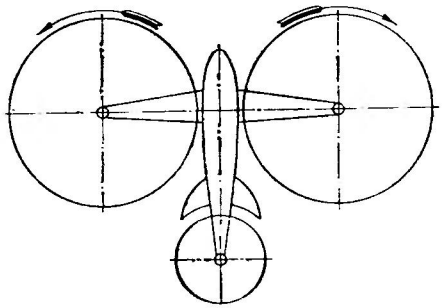
Угол необходимого наклона сил T, как видно из фиг. 4.18, будет равен

$$\varphi=\arcsin\frac{P}{T}=\arcsin\frac{M_р}{Tl}. \qquad (4.4)$$

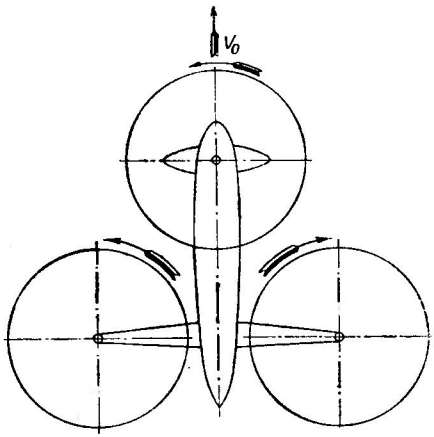
Однако при полете с горизонтальной скоростью этот угол приходится изменять, например, с помощью автомата-перекоса. Система эта менее симметрична, чем изображенная на фиг. 4.17, почему она и не получила распространения.

§ 4.4. МНОГОВИНТОВЫЕ СХЕМЫ

Для увеличения грузоподъемности вертолета приходится применять несколько несущих винтов, так как вес несущего винта очень быстро растет с увеличением его диаметра. Возрастают при этом и веса редуктора и трансмиссий. Еще проф. Н. Е. Жуковский в работе «О полезном грузе, поднимаемом геликоптером», напечатанной в 1904 г. в журнале «Воздухоплаватель», показал, что для получения вертолетов большой грузоподъемности выгодно делать



Фиг. 4.19. Трехвинтовая схема вертолета с малым хвостовым несущим винтом.



Фиг. 4.20. Трехвинтовая схема вертолета.

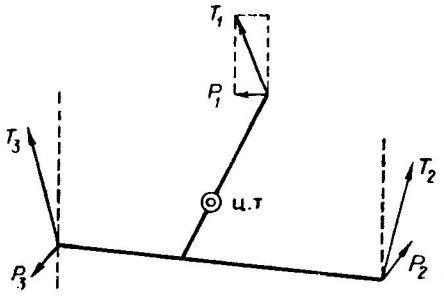
их со многими винтами. Получаются своего рода «ковры-самолеты».

Уже строились экспериментальные вертолеты с числом винтов 3, 4 и даже 20.

Трехвинтовая схема ((фиг. 4.19) не обладает полной симметрией. Ее осуществляют или с малым задним винтом, служащим и рулем высоты, и при наличии в нем автомата-перекоса—рулем направления. Поперечное управление в ней можно осуществить изменением шага несущих винтов. В сущности такая система является двухвинтовой с задним горизонтальным рулевым винтом. При трех равных несущих винтах (фиг. 4.20) ось непарного несущего винта нужно отклонять несколько вбок для компенсации его реактивного момента. В этой схеме можно применять также несущие винты одного направления вращения, для чего нужно несколько наклонить их оси вращения так, как показано на фиг. 4.21. Тогда горизонтальные составляющие P_1, P_2 и P_3 сил тяги T_1, T_2 и T_3 дадут относительно центра тяжести машины (ц. т.)

момент, уравновешивающий реактивный момент несущих винтов. Иногда такой вертолет компонуется так, что он летит вперед третьим винтом, тогда получается схема «утки» (см. фиг. 4.20).

Четырехвинтовая схема является типичной многовинтовой схемой (фиг. 4.22). Еще на заре развития авиации был построен ряд экспериментальных машин этого типа (Бреге, Омишен, Ботезат, Татаринов и др.). Они обладают большой грузоподъемностью и целым рядом аэродинамических ценных качеств. Мы здесь не будем касаться вопросов их конструкции и остановимся лишь на некоторых их аэродинамических преимуществах.



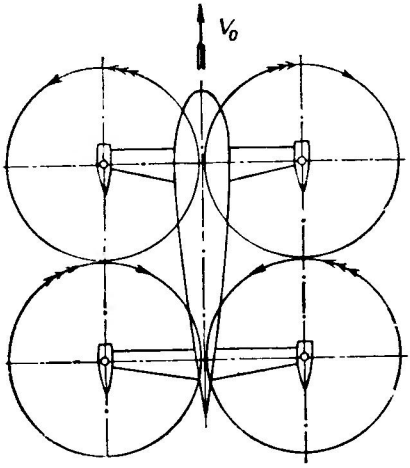
Фиг. 4.21. Уравновешивание реактивного момента в трехвинтовой схеме с помощью отклонения осей вращения несущих винтов.
Все несущие винты вращаются в одну сторону.

Схема эта вполне симметрична, что весьма облегчает управление ею, так как можно не делать у ее несущих винтов автоматов-перекосов, а ограничиться лишь изменением шага. Реактивные моменты у нее всегда взаимно уравновешиваются. Консоли можно сделать в виде крыльев, чем можно улучшить ее летные данные. Эту схему можно выполнить более компактной, сделав несущие винты взаимно перекрывающимися (фиг. 4.23). Это мало уменьшает ее грузоподъемность.

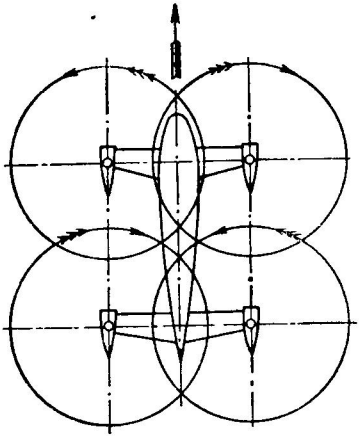
Четырехвинтовая схема может осуществляться в самых различных вариантах, с различным числом двигателей, крыльев и гребных винтов. Развитию этих машин препятствует некоторая их громоздкость и дороговизна. В ней необходима синхронизация числа оборотов винтов.

Предлагались вертолеты с еще бо́льшим числом несущих винтов, но реальных успехов с такими машинами еще не достигнуто. В качестве примера таких схем приводим проект автора, разработанный им еще в 1913 г. (фиг. 4.24). Он неоднократно опубликовывался в нашей литературе. Вертолет состоит из рамы, на которой установлены отдельные «элементы», состоящие из двигателя, редуктора и несущего винта. Таких элементов предполагалось применять от восьми до нескольких десятков. Тягу каждого элемента при этом проектировалось регулировать путем изменения числа оборотов двигателей.

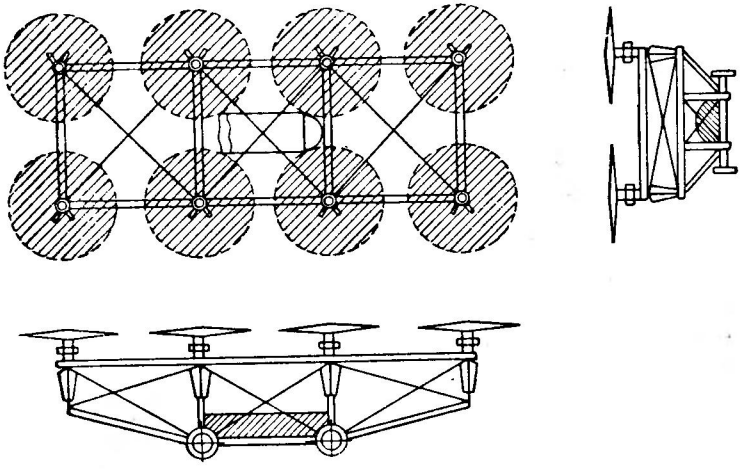
Для управления двигателями предусматривалась ручка (фиг. 4.25), к которой были подведены гибкие шнуры t, идущие к дроссельной заслонке двигателя K. При движении рычагом r пластинка поднималась или опускалась, что вызывало вытягивание



Фиг. 4.22. Четырехвинтовая схема вертолета. Винты должны иметь синхронные валы.

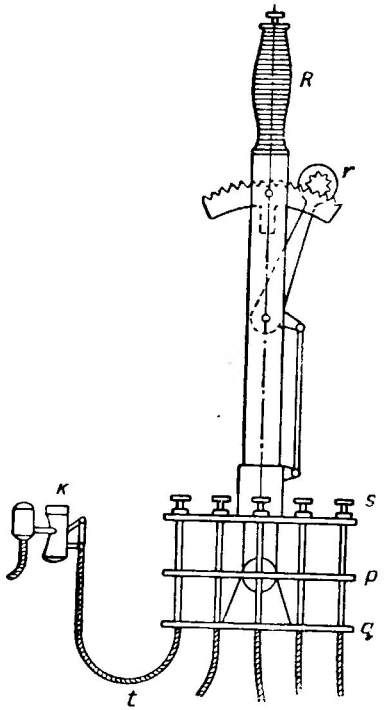


Фиг. 4.23. Уплотненная четырехвинтовая схема вертолета. Несущие винты имеют перекрытие.



Фиг. 4.24. Многовинтовой вертолет с восемью элементами. Проект 1913 г.

или ослабление тросов и одинаковую и одновременную перестановку дросселей у всех двигателей. Следовательно, рычаг r регулирует общую тягу двигателей. При наклоне ручки R вперед или назад пластинка p поворачивалась в соответствующую сторону, а так как пластинка q была неподвижной, то это вызывало, с одной стороны, натяжение тросов, а с другой — их ослабление, вследствие чего двигатели с одной стороны начинали работать на бо́льшей мощности, а с другой — на меньшей, что и давало момент, наклоняющий машину в нужную сторону. Такой же эффект получался и при движении ручки R в правую или левую стороны: при этом возникал кренящий машину момент нужного направления. Поворот предполагалось осуществлять или с помощью поверхностей, поставленных в струе винтов, или с помощью рулевого винта.



Фиг. 4.25. Управление многоэлементным вертолетом с помощью универсальной ручки.

**
*

Здесь были описаны лишь основные схемы вертолетов. Существует множество схем, являющихся сочетанием основных.

Все это свидетельствует о большом интересе широких кругов изобретателей к проблеме вертолета и о непрекращающихся поисках новых форм для них.

Более подробные описания конструкций вертолетов можно получить из книг А. М. Изаксона, Н. И. Камова, В. А. Попова и И. П. Братухина.

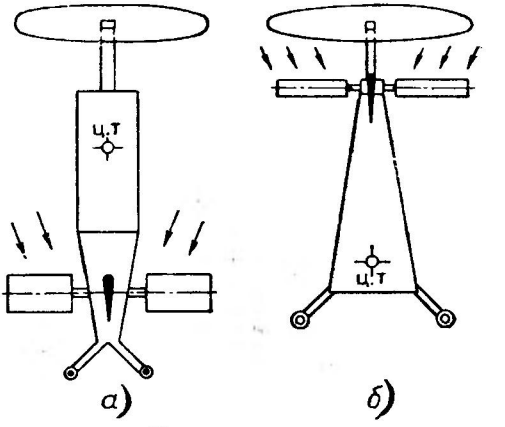
§ 4.5. УПРАВЛЕНИЕ ВЕРТОЛЕТАМИ И СООБЩЕНИЕ ИМ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СКОРОСТИ

Как мы указывали в историческом введении, долгое время изобретатели не заботились об устойчивости и управляемости своих вертолетов, полагая, что если втулка находится выше центра тяжести, то устойчивость будет обеспечена, и ограничивались в лучшем случае установкой винта, служащего рулем направления. Скоро в этом пришлось разочароваться и начать применять специальные устройства хотя бы для обеспечения управляемости таких

машин. Основная заслуга в создании этих методов принадлежит русским изобретателям.

В настоящее время применяются следующие методы обеспечения управляемости:

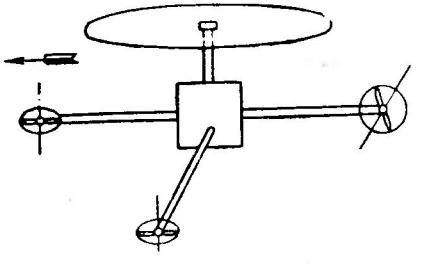
а) Управление с помощью рулевых поверхностей, установленных в струе несущего винта (фиг. 4.26). Эти поверхности располагаются обычно в виде креста и соединяются с ручкой управления и педалями таким образом, что при их отклонении получаются три необходимых для управления аэродинамических момента M_x, M_y и M_z. Такое управление обладает рядом крупных недостатков: при горизонтальном полете возникают добавочные опрокидывающие машину моменты, при спуске рулевые поверхности работают «наоборот», т. е. дают вращающие моменты противоположного знака. Во время перехода от подъема к спуску они совсем не действуют, так как поток воздуха перестает их обдувать. Все это привело к тому, что в настоящее время такое управление почти не применяется.



Фиг. 4.26. Управление вертолетом с помощью поверхностей, помещеиных в струе несущего винта.

а — при высоком положении центра тяжести, *б* — при низком положении центра тяжести.

б) Управление с помощью рулевых винтов. Этот способ неоднократно применялся на практике (фиг. 4.27). Все рулевые винты имеют механизмы изменения шага и соединены кинематически с ручкой управления и педалями. Они могут быть выполнены достаточно эффективными, но делают конструкцию машины несколько громоздкой. Поэтому в настоящее время обычно применяют на практике лишь рулевой винт направления, установленный на конце фюзеляжа. Такое устройство применяется лишь на одновинтовых вертолетах, где этот руль выполняет еще функции винта-компенсатора, уравновешивающего реактивный момент несущего винта.

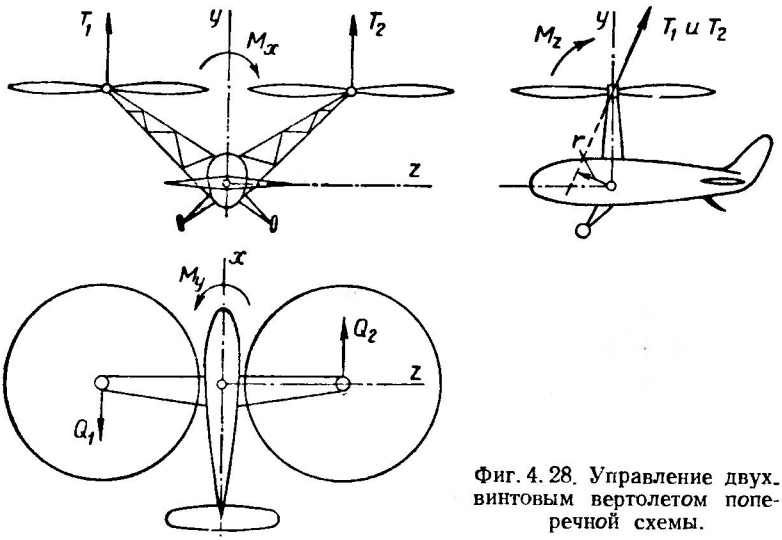


Фиг. 4.27. Управление вертолетом с помощью рулевых винтов.

в) Управление с помощью автомат-перекоса. Этот тип управления вертолетами стал в настоящее время самым

распространенным. Принцип работы автомат-перекоса и история его развития были описаны в гл. 1 и 3. У одновинтовых систем вертолетов автомат-перекос обеспечивает управление около осей Ox и Oz; управление же около оси Oy осуществляется обычно рулевым винтом.

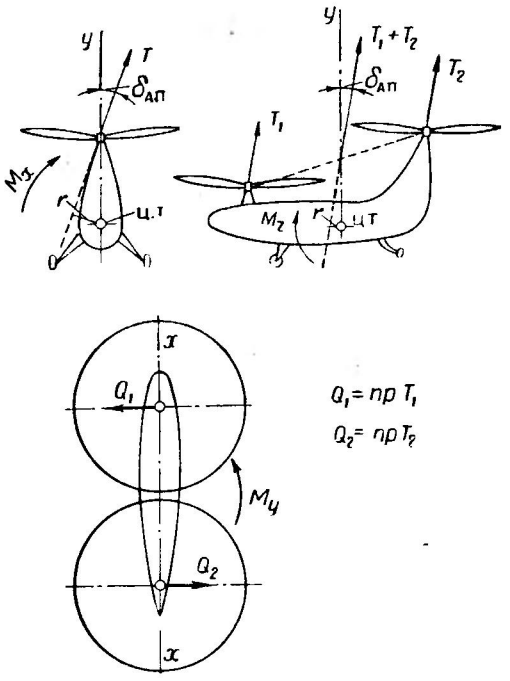
В двухвинтовых схемах оба несущих винта имеют автомат-перекосы, что позволяет получить и момент около оси Oy, т. е. эффект руля направления. Для этого достаточно наклонить кольца автомат-перекосов в различные стороны (фиг. 4.28). Тогда про-



Фиг. 4.28. Управление двухвинтовым вертолетом поперечной схемы.

екции Q_1 и Q_2 на горизонтальную плоскость сил тяги T_1 и T_2 несущих винтов дадут пару сил, как это видно на плане машины. Очень часто в такой схеме момент M_x около продольной оси Ox получают не с помощью автомат-перекоса, а путем дифференциального изменения шага несущих винтов. При этом тяга одного несущего винта возрастает, а другого — уменьшается, а общая тяга остается неизменной. При таком устройстве получается эффективное управление, но возникают небольшие дополнительные моменты около вертикальной оси, так как винт бóльшего шага дает бóльший реактивный момент, чем винт меньшего шага. Во многих случаях этим моментом можно пренебречь, так как он невелик. Однако он все же заметен и его наличие вызывает необходимость небольшого движения педалями руля направления. Здесь имеется полная аналогия с самолетом, где нередко при сильном движении элеронами приходится двигать и педалями руля направления. В общем система управления, изображенная на фиг. 4.28, вполне себя оправдала.

В продольной схеме, изображенной на фиг. 4.29, управление производится с помощью автомат-перекоса, как и в предыдущей схеме. Управление шагом используется в ней для уравновешивания тяги обоих винтов во время полета с горизонтальной скоростью. В этих условиях задний несущий винт в этой схеме попадает в струю переднего винта и его тяга начинает сильно падать, что вызывает большой момент кабрирования. Чтобы его устранить, необходимо увеличить шаг заднего несущего винта. При этом получается у заднего винта бо́льший реактивный момент, стремящийся повернуть машину около вертикальной оси. Для его преодоления необходимо привести в действие автомат-перекосы обоих винтов с помощью педалей «руля направления». Таким образом, и здесь не получается полной независимости продольного и поперечного управления. В некоторых случаях устраивают специальные приспособления, служащие для компенсации этих дополнительных моментов, например: системы добавочных рычагов в управлении, установка наклонного к линии полета киля и т. д. Эти вопросы относятся уже к балансировке машин.

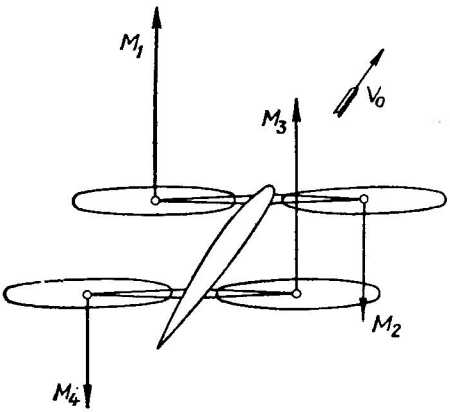


Фиг. 4.29. Управление двухвинтовым вертолетом продольной схемы.

В машинах с несущими винтами соосного типа управление также производится с помощью автомат-перекосов, устанавливаемых на каждом винте. Кроме того, шаги верхнего и нижнего несущих винтов в этой системе могут изменяться дифференциально, вследствие чего общий реактивный момент может быть получен не равным нулю, и тогда машина повернется в нужную летчику сторону. Это устройство заменяет руль направления в таких машинах. В этой схеме применялись и другие способы управления, описывать которые мы здесь не будем.

Наиболее просто управление может быть осуществлено в четырехвинтовой машине (фиг. 4.30). Здесь можно обойтись без авто-

мат-перекосов, что сильно упрощает конструкцию головок несущих винтов. Все управление сводится к общему и дифференциальному изменению шага у несущих винтов. В этой системе продольное и поперечное управления независимы друг от друга. Поворот машины может осуществляться с помощью дифференциального изменения шага у диагональных несущих винтов: тогда получится остаточный момент, поворачивающий машину.

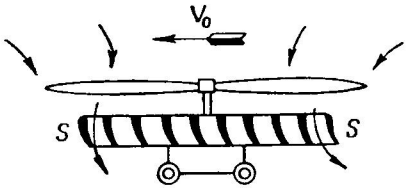


Фиг. 4.30. Управление четырехвинтовой схемой.

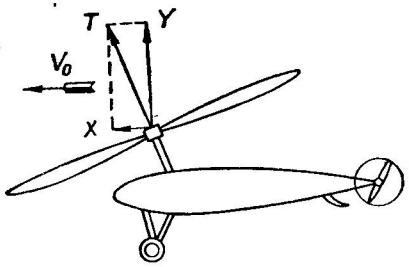
Существует еще много смешанных систем управления, на которых мы здесь останавливаться не будем, так как в них нет ничего принципиально нового.

Сообщение вертолету горизонтальной скорости

Для сообщения вертолетам горизонтальной скорости предлагались в разное время следующие методы. В струю несущего винта ставили специальные поверхности или решетки S, создававшие тяговое усилие (фиг. 4.31). Этим способом теперь не пользуются, так



Фиг. 4.31. Получение горизонтальной скорости с помощью поверхностей S, установленных в струе несущего винта.



Фиг. 4.32. Пропульсивный способ сообщения горизонтального движения вертолету.

как с ним получается малая скорость полета и, кроме того, поверхности S уменьшают тягу несущих винтов.

Наиболее распространенным способом является в настоящее время так называемый пропульсивный метод, при котором ось несущего винта или, что проще и обычнее, весь аппарат наклоняется вперед и сила тяги несущих винтов T дает тогда тянущее усилие X, приводящее аппарат в движение (фиг. 4.32). При этом

при наклоне машины в сторону или назад можно получить и боковое движение машины и задний ход.

Наконец, для этой цели применяют еще специально установленный гребной винт, приводимый в движение или от отдельного двигателя, или от общего с несущим винтом двигателя.

В некоторых вертолетах для этой цели применяли и реактивные двигатели. Во время полета с горизонтальной скоростью на несущий винт действуют сложные аэродинамические усилия, и лопасти приходят в так называемое маховое движение. Этот вопрос мы подробно разберем в гл. 15 и 17.

Для компенсации возникающих при горизонтальном полете опрокидывающих моментов летчику приходится применять автомат-перекос и регулировать шаг винтов. Эти вопросы мы кратко рассмотрим в § 12.5, посвященном вопросам балансировки вертолетов.

§ 4.6. КРЫЛАТЫЕ ВЕРТОЛЕТЫ И КОНВЕРТОПЛАНЫ

Главнейшим недостатком вертолета по сравнению с самолетом является значительно меньшая скорость полета. Так, современные вертолеты обычных схем при удельной нагрузке $q = \frac{G}{N} = 5$ *кг/л. с.* имеют в среднем скорость 200 *км/час*. Современные самолеты при такой же удельной нагрузке свободно развивают скорость порядка 500÷600 *км/час*, т. е. примерно в 2,5÷3 раза бóльшую. Если при этом учесть, что полезный груз на самолете больше, чем на вертолете, и запас горючего на вертолете обычно достаточен лишь для двухчасового полета, а у самолета — на 4÷5 час. полета, то дальность полета у вертолета получается порядка 400÷500 *км*, а у самолета — 2000÷3000 *км*. Это обстоятельство значительно снижает экономические показатели обычных вертолетов и крайне ограничивает область их использования.

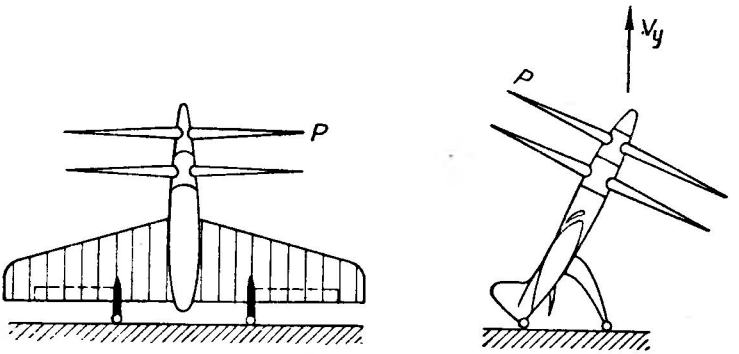
Поэтому совершенно понятны ведущиеся всюду поиски таких систем вертолетов, которые обеспечивали бы более экономичный горизонтальный полет. Именно этим объясняется возникновение идеи крылатых вертолетов и конвертопланов. Сама по себе эта идея очень стара и сводится к предложению «взлетать и садиться по-геликоптерному, а летать вперед по-аэропланному», как говорил проф. Н. Е. Жуковский.

Уже на заре развития авиации неоднократно предлагались подобные проекты. У нас вертолеты с крыльями предлагали: Яблонев в 1903 г., Татаринов в 1909 г. и многие другие. Однако реальное осуществление таких машин оказалось делом очень трудным. Вес их оказывался очень большим и аэродинамические свойства невысокими. Лишь в самые последние годы такие машины начали реально летать. В этой области имеется множество самых фантастических проектов и изобретений. Ежемесячно появляется много

описаний таких проектов во всех авиационных журналах. Все это свидетельствует о большой актуальности этой проблемы.

Однако основных типов таких машин имеется немного, и мы здесь их бегло рассмотрим.

Наиболее простыми крылатыми вертолетами являются такие, у которых при взлете фюзеляж расположен вертикально или почти вертикально (фиг. 4.33). Винты при взлете работают как несущие винты и тянут машину вверх. Они имеют автомат-перекосы, чем обеспечивается управляемость машины на взлете и посадке. Набрав высоту, летчик наклоняет машину до тех пор, пока она не полетит как самолет. При этом несущие винты начинают работать

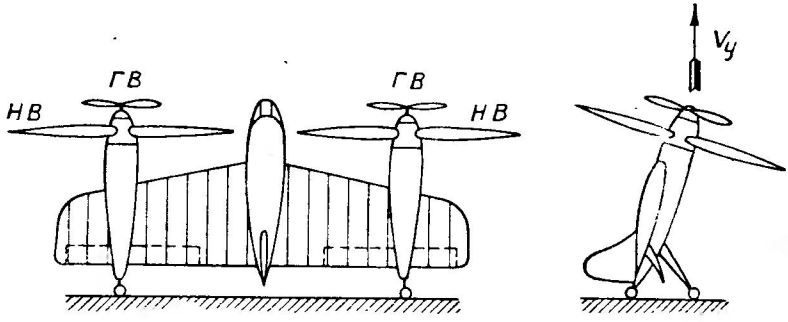


Фиг. 4.33. Самолет-вертолет с универсальными винтами.

как гребные винты. Винты у такого вертолета приходится делать компромиссные, нечто среднее между несущим и гребным винтом; при этом они работают хуже чисто подъемных несущих винтов и хуже правильно рассчитанных гребных винтов. В результате несколько уменьшается подъемная сила на вертолетном режиме, а при горизонтальном полете не получается та скорость, какая могла бы получиться при хороших гребных винтах на самолетном режиме. Тем не менее, результаты получаются достаточно заманчивые: скорость полета увеличивается в 2÷3 раза.

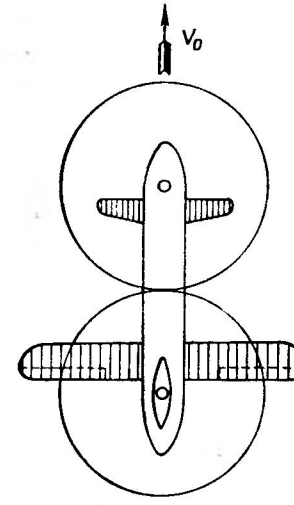
Большим неудобством этой схемы является необходимость поворота фюзеляжа на большой угол при переходе с одного режима на другой. С помощью различных закрылков этот поворот можно уменьшить примерно до 60°, но и это представляет неудобство, особенно для тяжелых пассажирских машин. Такие машины не вышли пока из стадии опытов. Для повышения скорости полета иногда предлагают в описанной схеме делать специальные гребные винты, а несущие винты останавливать и фиксировать в определенном положении в виде предкрылков (фиг. 4.34). У таких машин получается очень большой вес трансмиссий и муфт сцепления. Кроме того, у них получаются очень тяжелые несущие винты, так как они должны быть в последней схеме жесткими.

Другим классом таких машин являются такие машины, у которых фюзеляж остается всегда приблизительно горизонтальным. У них винты могут поворачиваться на 90° и превращаться в про-



Фиг. 4.34. Самолет-вертолет с отдельными несущими винтами НВ и гребным винтом ГВ.

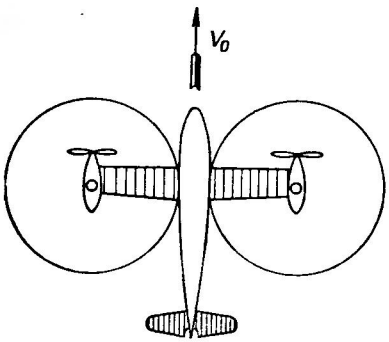
пеллеры (см. фиг. 4.13). Иногда поворачиваются и крылья, что уменьшает обдувку. На фиг. 4.35 изображен вертолет продольной схемы с расположением жестких крыльев и стабилизатора по самолетной схеме «утки». При полете с большой горизонтальной скоростью крыло принимает значительную часть веса машины, а так как оно работает намного лучше несущего винта, то получается избыток мощности и отсюда увеличение скорости полета. Однако крылья и стабилизатор заметно увеличивают вес машины и, кроме того, на режиме висения крыло обдувается струей воздуха сверху, что еще больше уменьшает общую подъемную силу системы. Тем не менее, общий результат оказывается достаточно хорошим, почему такие системы усиленно разрабатываются во всем мире. Несущий винт у таких машин все время вращается.



Фиг. 4.35. Самолет-вертолет продольной схемы. Крылья и стабилизатор поставлены по схеме «утки».

Наличие крыльев увеличивает безопасность полета на таких машинах, так как в случае поломки винтов или трансмиссий на них возможен планирующий спуск на крыльях, т. е. такой же, как на самолетах. В других же системах разрушение несущего винта или трансмиссий ведет к весьма опасным последствиям. На фиг. 4.36 изображена схема двухвинтового вертолета-самолета поперечного

типа. Иногда в таких системах предлагают делать отдельные гребные винты. Тогда схема еще более приближается к самолетной. Несущие винты при этом могут вращаться на авторотации, не требуя подвода энергии. Однако они оказывают большое сопротивление полету, так как качество несущих винтов обычно в этих условиях не превосходит 7÷10, в то время как у крыла оно достигает 20÷25. Поэтому возникла идея убирать винты внутрь фюзеляжа при горизонтальном полете, подобно тому, как у самолетов убирается шасси. Имеется множество таких патентов. Такие машины называют иногда «конвертопланами» («преобразуемыми»).



Фиг. 4.36. Самолет-вертолет поперечной схемы.

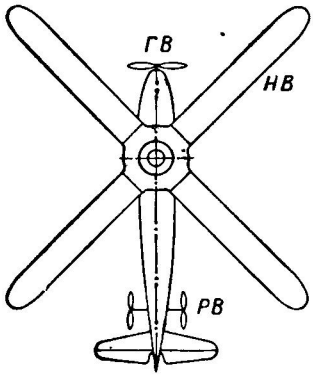
Сама по себе идея таких машин правильна, но ее реализация крайне трудна. Современные несущие винты имеют очень большие размеры и весьма тонкие лопасти. Складывание в полете неизбежно вызовет сильные вибрации и опасное раскачивание их. Возможно закидывание лопастей назад и удары их о фюзеляж. Делать их жесткими невыгодно из-за увеличения при этом их веса. Сам процесс убирания их должен происходить при весьма больших силах, действующих на них, а это требует мощных и тяжелых механизмов убирания. Кроме того, у всех таких машин весьма опасными являются «переходные режимы», когда несущий винт выходит из фюзеляжа, так как в этом виде машина является плохо обтекаемой и на нее действуют большие аэродинамические моменты, компенсация которых обычными органами управления весьма затруднительна. В таких условиях может возникнуть флаттер крыльев и лопастей, что может привести к разрушению машины.

Более простыми являются машины, у которых несущий винт все время остается снаружи. В последнее время за границей некоторые конструкторы строили машины по типу неоднократно описывавшейся в нашей литературе машины ЦАГИ 11-ЭА, построенной еще в 1938 г. Мы о ней уже упоминали в гл. 1. В таких машинах несущий винт при горизонтальном полете работает на режиме авторотации или близком к нему.

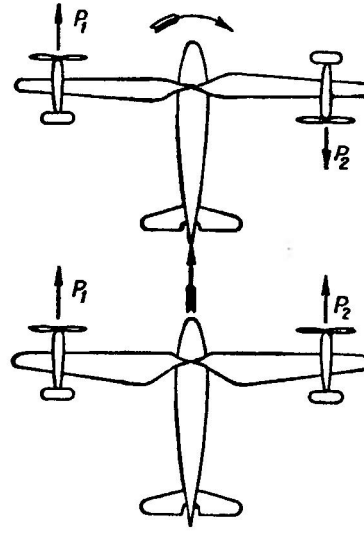
Некоторые конструкторы предлагали просто затормаживать при горизонтальном полете несущий винт, придавая ему для этого крылообразную форму. На фиг. 4.37 изображен одновинтовой конвертоплан, имеющий рулевые винты РВ и гребной винт ГВ. При горизонтальном полете несущий винт останавливается в положении,

указанном на чертеже, и представляет собой тогда два стреловидных крыла.

У вертолетов типа Велльнера, у которых несущий винт приводится во вращение с помощью малых гребных винтов, предлагали делать лопасти с симметричными профилями (фиг. 4.38) и при достижении большой скорости полета лопасть, идущую назад, переворачивать и тем заставлять ее работать как крыло, как это изображено в нижней части фиг. 4.38. С точки зрения установившегося движения это, конечно, возможно. Но совершенно ясно, что в момент перехода с одного



Фиг. 4.37. Конвертоплан с затормаживаемым при горизонтальном полете несущим винтом.



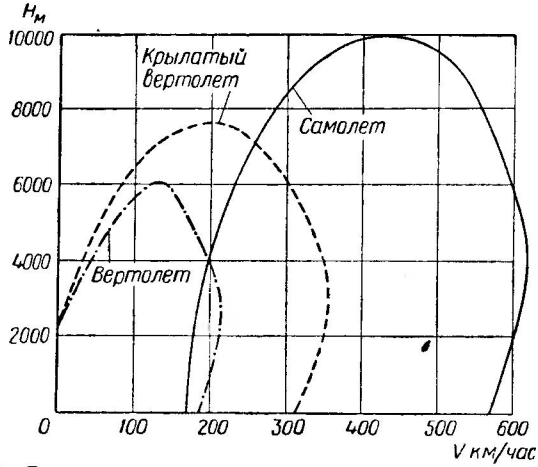
Фиг. 4.38. Конвертоплан, у которого несущий винт, приводимый в движение гребными винтами, может перевертывать лопасти и обращать их в самолетные крылья.

режима на другой такая машина может сделать бочку или еще более сложную фигуру, при этом она может потерять управляемость и разбиться. Вопросы о переходных режимах у всех таких машин являются трудно разрешимыми проблемами.

Имеется множество других проектов этого рода; мы их здесь не будем описывать, так как в сущности в них повторяются те же идеи, но в различных конструктивных выполнениях.

Сравнение различных систем вертолетов с точки зрения их аэродинамических свойств будет сделано в гл. 16 после изложения методов аэродинамического расчета вертолетов. На фиг. 4.39 приведен примерный график сравнения летных свойств обычных вертолетов, крылатых вертолетов и самолета. Нагрузка на 1 *л. с.* предполагается у этих машин одинаковой и равной 5 *кг/л. с.* На графике даны скорости горизонтального полета на различных высотах, получающиеся у таких с р е д н и х машин. Как видим, кры-

латый вертолет дает средние результаты по сравнению с самолетом и чистым вертолетом. Он оказывается значительно более совершен-



Фиг. 4.39. Сравнение самолета, вертолета и крылатого вертолета. Дана скорость горизонтального полета в зависимости от высоты H. Нагрузка на 1 *л. с.* считалась одинаковой и равной 5 *кг/л. с.*

ным аппаратом, чем обычный вертолет, и поэтому привлекает в последние годы внимание конструкторов многих стран.

§ 4.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ВЕРТОЛЕТОВ

Коэффициент использования мощности

Несущие винты вертолетов используют не всю мощность, развиваемую двигателями, так как часть ее затрачивается на трение в трансмиссиях, на вентиляторы, охлаждающие двигатель и редукторы, на рулевые винты, на обдувку фюзеляжа и консолей и т. д.

Изучением этих потерь занимались многие авторы. Если эти потери оценивать для каждого агрегата или ступени трансмиссий в процентах s, относя их к подводимой мощности N_k, то потеря в каждой k-той ступени будет, очевидно, равна

$$N_k - N_{k+1} = \frac{s_k}{100} N_k,$$

и, следовательно, выходная мощность N_{k+1} будет равна

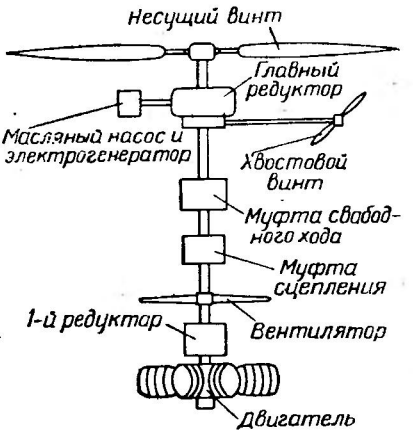
$$N_{k+1} = N_k \left(1 - \frac{s_k}{100}\right) = N_k \zeta_k. \tag{4.5}$$

Величина

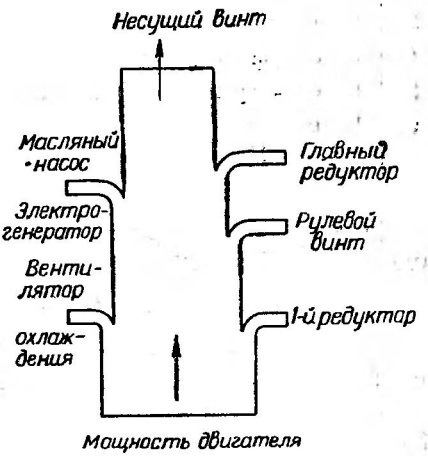
$$\zeta_k = 1 - \frac{s_k}{100} \tag{4.6}$$

называется коэффициентом использования мощности в данной k-той ступени трансмиссий вертолета.

На фиг. 4.40 изображена обычная схема одновинтового вертолета, а на фиг. 4.41 — получающийся в ней поток мощности. Получается ряд последовательных ступеней, на которых часть мощности ответвляется в сторону и не доходит до несущего винта. Каждая такая ступень имеет свои потери s_k и свой коэффициент



Фиг. 4.40. Схема трансмиссий у одновинтового вертолета.



Фиг. 4.41. Схема раздачи мощности у одновинтового вертолета.

использования $\zeta_k = 1 - \frac{s_k}{100}$. Если мощность двигателя обозначить через $N_м$, а мощность, дошедшую до винта, через N, то до последнего дойдет, очевидно, лишь мощность

$$N = N_м \zeta_1 \zeta_2 \zeta_3 \zeta_4 = \zeta N_м. \qquad (4.7)$$

Величины ζ_1, ζ_2, ζ_3, ζ_4 и т. д. можно брать или по статистике или по расчетам отдельных агрегатов. В некоторых схемах на один двигатель приходится z несущих винтов и тогда

$$N_м = \frac{z}{\zeta} N. \qquad (4.8)$$

Последняя формула позволяет, найдя по аэродинамическому расчету вертолета мощность N, потребляемую одним несущим винтом, найти необходимую мощность двигателя $N_м$.

В табл. 4.1 даны обычные значения величин s и ζ для основных потерь.

Таблица 4.1

Потери мощности у различных частей вертолетов

№	Название частей вертолета	s от	s до	s средн.	ζ средн.
1	На охлаждающий вентилятор	4	6	5	0,95
2	Потери в трансмиссиях	5	8	7	0,93
3	На хвостовой винт	7	9	8	0,92
4	На обдувку фюзеляжа	1	3	2	0,98
5	На обдувку крыльев у крылатых вертолетов	4	10	7	0,93
6	На масляный насос и электрогенератор на валу несущего винта	0,5	1,5	1	0,99

Пользуясь этими средними данными, получим, например, для одновинтовой схемы:

$$\zeta = \zeta_1\zeta_2\zeta_3\zeta_4\zeta_6 = 0{,}95 \cdot 0{,}93 \cdot 0{,}92 \cdot 0{,}98 \cdot 0{,}99 = 0{,}788.$$

При особо тщательном проектировании и изготовлении величина ζ в этой схеме может достигнуть значения 0,8.

У вертолета с числом несущих винтов $z \geqslant 2$ отпадают потери на рулевой винт и тогда получим в среднем для многовинтовой схемы:

$$\zeta = \zeta_1\zeta_2\zeta_4\zeta_6 = 0{,}95 \cdot 0{,}93 \cdot 0{,}98 \cdot 0{,}99 = 0{,}855.$$

При турбовинтовых двигателях нет потерь на охлаждение. Таким образом, можно найти величину ζ для вертолета любой схемы.

Заметим еще, что потери s_k обычно невелики и равны каждая нескольким процентам. Поэтому величину ζ можно подсчитывать приближенно по формуле

$$\zeta \approx 1 - \frac{\sum_1^n s_k}{100}. \qquad (4.9)$$

Она дает достаточную точность и более удобна для вычислений. Так, в предыдущем примере мы получим теперь:

для одновинтового вертолета

$$\zeta = 1 - \frac{5+7+8+2+1}{100} = \frac{23}{100} = 0{,}77;$$

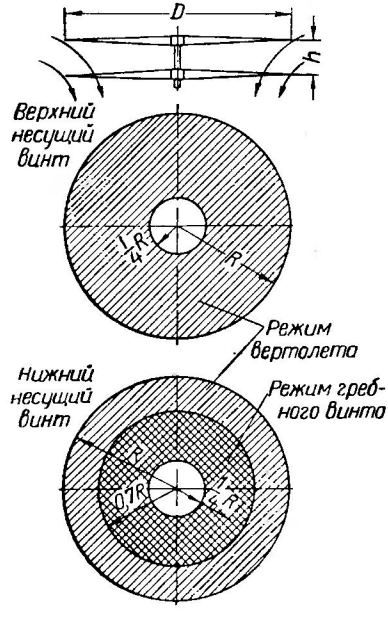
для многовинтового вертолета

$$\zeta = 1 - \frac{5+7+2+1}{100} = \frac{15}{100} = 0{,}85.$$

Как видим, получается ответ, очень близкий к точному значению. Если к значению ζ, найденному по приближенной формуле, добавить 0,01, то результаты вычисления по обеим формулам практически совпадают.

Аэродинамический выигрыш у некоторых схем при висении вертолета

У некоторых многовинтовых схем может получиться некоторый выигрыш мощности по сравнению с одиночным несущим винтом при условии равных габаритных площадей и при одинаковых силах тяги. Объясняется это тем, что в этих случаях ометаемая лопастями площадь может быть больше габаритной. Габаритной площадью мы будем называть проекцию ометаемой винтами площади на горизонтальную плоскость без учета того, что некоторые ее части будут перекрыты винтами один или два раза. Так, у соосной схемы габаритная площадь будет равна ометаемой площади одного винта. Например, у соосной схемы с разнесенными по высоте несущими винтами (фиг. 4. 42) струя верхнего винта сужается до значения $\bar{r}=0{,}7$ и концы лопастей нижнего винта работают почти в таких же условиях, как и у верхнего. Фактически ометаемая на вертолетном режиме площадь у нижнего несущего винта прибавляется к ометаемой площади верхнего винта и общая площадь будет равна (по фиг. 4. 42) следующей величине:



Фиг. 4. 42. Струя у соосной системы несущих винтов.

$$F_{в}=\pi R^2-\pi\cdot 0{,}25^2R^2+\pi R^2-\pi\cdot 0{,}7^2R^2=\pi R^2(2-0{,}49-0{,}06)=$$
$$=\pi R^2\cdot 1{,}45.$$

У нижнего несущего винта центральная часть будет работать на режиме гребного винта в струе верхнего несущего винта. Она равна

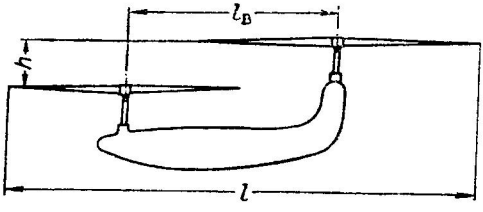
$$F_{г.\,в}=\pi R^2\cdot 0{,}7^2-\pi R^2\cdot 0{,}25^2=\pi R^2\cdot 0{,}43.$$

Как показывают опыты, при расстоянии между втулками винтов, равном $\bar{h}=\dfrac{h}{R}\geqslant 0{,}1$, нижний винт практически не влияет на верх-

ний и концы лопастей нижнего винта работают в таких же условиях, как концы верхнего. Центральная часть нижнего винта работает значительно хуже, чем части, работающие вне струи верхнего винта, и ее эффективность будет равна в среднем около $^1/_2$ от всей центральной площади. В общем можно грубо принять, что у такой схемы полная ометаемая площадь будет приблизительно равна

$$F_{ом} = F_в + \frac{1}{2} F_{г.в} = (1{,}45 + 0{,}21)\pi R^2 \approx 1{,}66 F_1,$$

где F_1 — площадь одного несущего винта. По теории идеального винта (см. гл. 7) можно, исходя из этого, подсчитать, что мощность N_1, потребная на развитие той же тяги одиночным винтом, будет, примерно, в 1,25 раза больше, т. е. соосная схема потребует для развития той же тяги меньшую в 0,8 раза суммарную мощность на валу несущих винтов. Поэтому полную мощность соосной схемы $N_{со}$ можно рассчитывать, исходя из мощности одиночного винта, дающего ту же тягу.



Фиг. 4.43. Определение меры перекрытия $\frac{l_в}{R}$ для вертолетов.

Тогда

$$N_{со} = \frac{N_1}{1{,}25} = 0{,}8 N_1 = \zeta_A N_1. \qquad (4.10)$$

Величину ζ_A, равную в нашем случае 0,8, можно назвать коэффициентом аэродинамической выгодности схемы по сравнению с одиночным несущим винтом.

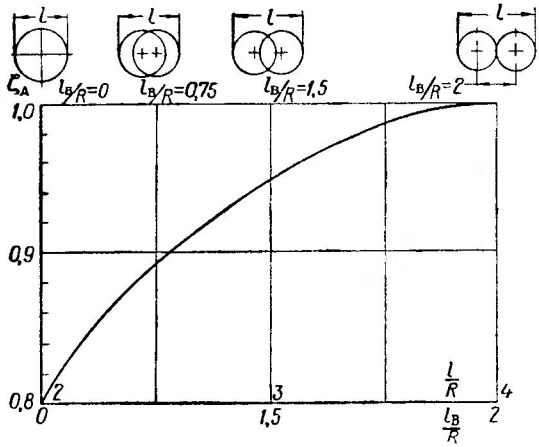
На практике в настоящее время часто встречаются двухвинтовые схемы с разнесенными по высоте и с частично перекрывающимися ометаемыми площадями. Очевидно, для них значение ζ_A лежит между значением 0,8 для соосной схемы и значением $\zeta_A = 1$ для двухвинтовой схемы без перекрытия несущих винтов.

Мерой перекрытия несущих винтов может служить величина $\frac{l}{R}$ или $\frac{l_в}{R}$ (фиг. 4.43). Величина $\frac{l_в}{R}$ равна у соосной схемы нулю, а у схемы без перекрытия — 2. При сближении винтов получаются схемы с перекрытием.

При винтах, слабо пересекающихся, потери очень невелики из-за малости площади двойного ометания. Все это можно представить с помощью интерполяционной параболы, заданной уравнением:

$$\zeta_A = 1 - 0{,}05\left(2 - \frac{l_в}{R}\right)^2. \qquad (4.11)$$

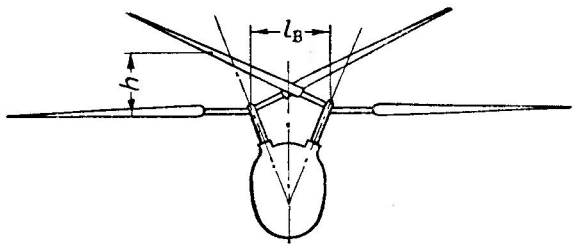
Эта зависимость представлена графически на фиг. 4.44. При $\frac{l_в}{R}=0$ мы имеем случай соосной схемы и $\zeta_A=0{,}8$; при $\frac{l_в}{R}=2$ получается двухвинтовая схема без перекрытия и $\zeta_A=1{,}0$. При



Фиг. 4.44. Аэродинамический выигрыш у схем с разнесенными по высоте несущими винтами и с перекрытием.

малых перекрытиях $\zeta_A\approx 1{,}0$. Схема с перекрещивающимися несущими винтами (фиг. 4.45) имеет примерно $\frac{l_в}{R}=0{,}4$, и тогда $\zeta_A\approx 0{,}86$.

Следует помнить, что этот график является чисто интерполяционным, точность его невелика и он пригоден лишь для первоначальных прикидок и соображений.

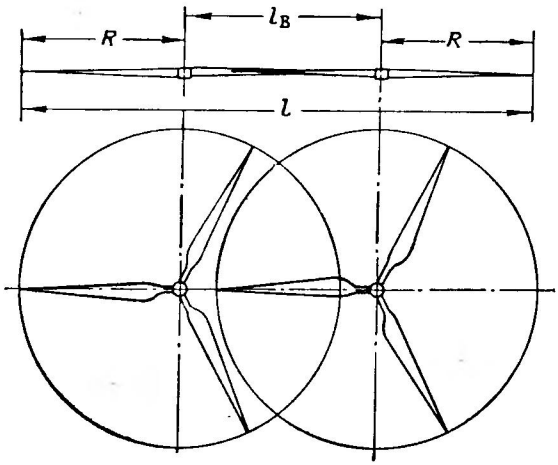


Фиг. 4.45. Величина h для перекрещивающихся несущих винтов.

В случае двухвинтовой схемы с лопастями, пересекающимися в одной плоскости (по фиг. 4.46), высота $h=0$ и тогда не получится подсасывания воздуха сбоку. В области пересечения лопа-

стей они будут создавать у несущего винта лишь увеличенный в два раза коэффициент заполнения σ, что заметно ухудшит работу схемы при работе на висении. При практически неосуществимой соосной схеме с $h=0$, как показывают расчеты, получится увеличение потребной мощности примерно на 15÷30% в зависимости от параметров несущих винтов. Но если у нее сделать одинаковое с одиночным винтом заполнение σ, то она будет иметь $\zeta_A=1$.

На практике всегда имеется довольно большая величина h, так как современные несущие винты делаются с машущими лопа-



Фиг. 4.46. Величина $h=0$ для несущих винтов, пересекающихся в одной плоскости.

стями. У перекрещивающихся несущих винтов величина h должна браться, как показано на фиг. 4.45, и она всегда достаточно велика, чтобы обеспечить боковой приток воздуха к нижним лопастям.

Приведенное здесь сравнение разных схем вертолетов производилось при равных габаритных площадях, т. е. при равных приблизительно размерах машин. При этом у машин получаются равные скорости вертикального снижения на авторотации, так как при таком спуске нижний несущий винт работает почти как сплошной диск и верхний несущий винт обдувается с малой скоростью и дает малую силу торможения. Поэтому при сравнении таких винтов и нужно исходить из габаритных площадей. Если же эти схемы рассматривать как двухвинтовые и сравнивать их работу с работой двух изолированных несущих винтов того же диаметра, то всякое перекрытие несущих винтов лишь ухудшает работу схемы и увеличивает потребную мощность. Так, в соосной схеме в этих условиях потребуется мощность, в 1,25 раза бо́льшая, чем в двухвинтовой.

Авиационный вес агрегатов вертолета

При сравнении различных схем вертолетов или даже отдельных их агрегатов может изменяться не только коэффициент использования мощности, но и их вес. Для такого сравнения удобнее всего пользоваться давно применяющимся для этих целей в самолетостроении понятием авиационный вес. Пусть данный агрегат имеет коэффициент использования мощности ζ. Тогда вызываемые им потери равны $1-\zeta$. Он весит q_G *кг/л. с.* Вертолет поднимает на 1 *л. с.* q *кг*. Из-за наличия этого агрегата вертолет теряет приблизительно подъемную силу $q(1-\zeta)$ — это его аэродинамический вес. Под авиационным весом понимают величину:

$$q_A = q_G + q(1-\zeta). \tag{4.12}$$

Эта формула дает авиационный вес на 1 *л. с.* двигателя. Умножая его на мощность двигателя $N_м$, получим авиационный вес в *кг*, т. е.

$$G_A = q_A N_м. \tag{4.13}$$

Пример. Сравним по их авиационному весу две системы передачв мощности к несущему винту вертолета. В первом случае возьмем нормальную одновинтовую систему с хвостовым винтом. У нее получатся примерно следующие веса, отнесенные к 1 *л. с.*:

Вес главного редуктора	0,3 *кг/л. с.*
Вес заднего винта и его трансмиссий	0,15 *кг/л. с.*
Вес хвостовой балки	0,1 *кг/л. с.*
Всего	0,55 *кг/л. с.*

Потери у такой системы достигают, как мы видели, значения $(1-\zeta)=1-0{,}8=0{,}2$.

При удельной нагрузке вертолета $q=5$ *кг/л. с.* это вызовет потерю в тяге, равную $(1-\zeta)q=0{,}2\cdot 5=1{,}0$ *кг/л. с.* и, следовательно, авиационный вес всех этих устройств будет равен

$$0{,}55+1{,}0=1{,}55 \text{ кг/л. с.}$$

В качестве второго случая возьмем несущий винт с пневмоприводом (по схеме, приведенной на фиг. 4.5).

Вес нагнетателя с кожухом равен примерно	0,1 *кг/л. с.*
Вес каналов внутри лопастей	0,1 *кг/л. с.*
Всего . .	0,2 *кг/л. с.*

Потери в этом случае будут примерно такими:

охлаждение двигателя и др.	$\zeta_о=0{,}92$;
у лопасти, работающей как турбина	$\zeta_т=0{,}92$;
у нагнетателя осевого типа	$\zeta_н=0{,}82$
Полные потери	$\zeta=\zeta_о\zeta_т\zeta_н=0{,}70$

При нагрузке $q=5$ *кг/л. с.* получим потерю в тяге

$$(1-\xi)q=(1-0{,}70)5=0{,}3\cdot 5=1{,}5 \text{ кг/л. с.}$$

Следовательно, авиационный вес передач в этом случае равен примерно

$$0{,}2+1{,}5=1{,}7 \text{ кг/л. с.},$$

т. е. обе системы привода несущих винтов почти равноценны с энергетической точки зрения.

Такие сравнения позволяют сознательно выбирать более экономичные агрегаты вертолетов.

Весовая отдача вертолета

При производстве аэродинамического расчета вертолетов часто встречается необходимость определить хотя бы грубо полетный вес машины. Подробное изложение методов таких расчетов дается в курсах проектирования и конструкции летательных машин, где приводятся различные весовые формулы и статистические данные. Мы здесь разберем лишь понятие весовая отдача. Вес машины в полете G принято разбивать на следующие части:

$G_н$ — полная нагрузка, включая топливо и масло;

$G_т$ — вес топлива и масла;

$G_э=G_н-G_т$ — эксплуатационная или коммерческая нагрузка;

$G_к$ — вес пустого аппарата или вес конструкции.

Весовой отдачей k называют отношение полной нагрузки к полетному весу машины, т. е.

$$k=\frac{G_н}{G}. \tag{4.14}$$

Величину полной нагрузки легко найти по проектному заданию, т. е. по заданной эксплуатационной нагрузке и по заданному запасу топлива и масла. Тогда полетный вес машины получится из формулы (4.14) в таком виде:

$$G=\frac{G_н}{k}. \tag{4.15}$$

Величину k можно брать по статистике, причем ее принято брать для нормальных условий полета, а не для полета с перегрузкой. Следует помнить, что величина k зависит от многих условий, например, принятого запаса прочности, рациональности конструкции вертолета, от веса двигателя и т. д. Поэтому статистика дает очень широкие пределы изменения величины k. В табл. 4.2 приведена величина k для типичных схем вертолетов.

Отметим еще, что вес всех лопастей на современных вертолетах равен всего лишь 5÷7% от полетного веса машины. Втулка и механизмы головки весят от 3 до 5% от того же веса и общий вес всех несущих винтов у средних машин близок обычно к 8÷12% от полетного веса вертолета.

Таблица 4.2

Весовая отдача k у вертолетов по статистике

	От—до	Среднее значение k
Одновинтовая схема	0,25—0,35	0,3
Соосная схема	0,26—0,35	0,3
Продольная схема	0,27—0,37	0,32
Поперечная, с крылом	0,19—0,27	0,23

Для общих соображений приводим еще таблицу разбивки веса типичных вертолетов (см. табл. 4.3). Основана она на статистике американских вертолетов периода 1947 г. и является несколько устаревшей, так как новейшие машины имеют, естественно, несколько меньшие веса агрегатов.

В ней приведены средние значения весов, взятые по двум-трем вертолетам.

Нагрузка на ометаемую площадь была порядка $12 \div 16$ *кг/м²*.

Таблица 4.3

Вес агрегатов вертолетов, отнесенный к 1 *л. с.*

Типы	Полетный вес	Вес пустого	Вес нагрузки	Несущий винт + + втулка + трансмиссии	Корпус	Моторная установка	Топливо на 2 часа	Полезная нагрузка	Весовая отдача
Одновинтовой	5,2	3,9	1,3	1,0	2,0	0,9	0,6	0,7	25%
Одновинтовой, с лопастями типа Белла и Хилера	5,2	3,65	1,55	1,15	1,56	0,94	0,6	0,95	30%
С пересекающимися лопастями	5,1	3,8	1,3	1,32	1,68	0,8	0,6	0,7	25,5%
Двухвинтовая поперечная схема с крылом	5,4	4,3	1,1	1,3	2,2	0,8	0,6	0,5	20,4%
Двухвинтовая продольная схема	5,6	3,12	1,89	1,04	1,83	0,82	0,6	1,29	33,8%

*
* *

Из изложенных в гл. 4 материалов видно, что в настоящее время предложено очень много схем вертолетов, в связи с чем во многих странах развернулась широкая работа по развитию теории таких машин, проводятся опыты с летающими моделями и ведется постройка и испытания экспериментальных машин. Так, только в 1955 г. можно было насчитать свыше 30 различных экспериментальных машин, построенных во всем мире.

Особое внимание привлекают в настоящее время всевозможные крылатые машины и конвертопланы, так как на некоторых из них уже получены большие скорости полета — порядка 600÷800 *км/час*. Такие большие скорости получаются у крылатых машин потому, что у них можно брать малую площадь крыльев, так как посадочная скорость для них не имеет значения и они должны взлетать и садиться на вертолетном режиме.

Большое внимание уделяется также машинам с реактивным приводом; ведется работа и с малыми машинами типа «воздушной мотоциклетки», со скоростными машинами и большими машинами типа «летающего крана». Многие исследователи ожидают от новых схем машин больших результатов, особенно в отношении их экономических показателей, что позволит широко внедрить их в народное хозяйство.

Отражая современное состояние этого вопроса, мы уделили в этой главе большое внимание новым схемам вертолетов, и в гл. 16 сделаем подробное сравнение аэродинамических свойств вертолетов различных схем.

ЧАСТЬ II

ТЕОРИЯ ВИНТОВ И ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПОЛЕТ ВЕРТОЛЕТА

Глава 5

ЗАКОН ПОДОБИЯ ДЛЯ ВИНТОВ

§ 5.1. ФОРМУЛЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ ДЛЯ ВИНТОВ

В теории винтов очень широко пользуются безразмерными аэродинамическими коэффициентами, подробное рассмотрение которых производится в курсах экспериментальной аэродинамики. Эти коэффициенты служат основой аэродинамического расчета как самолетов, так и вертолетов. Их получают или путем экспериментов над моделями винтов в аэродинамических трубах, или в полете; их можно также находить теоретическим путем.

Напомним основные положения теории подобия винтов. Рассмотрим сначала осевое движение винта, т. е. такое, когда скорость поступательного движения направлена по оси винта. Пусть у нас имеется несколько геометрически подобных винтов разного размера и работающих в разных средах. Тогда согласно закону подобия мы должны еще обеспечить кинематическое подобие, при котором сходственные скорости у всех винтов должны находиться в одинаковом отношении. В качестве таких скоростей удобнее всего брать окружную скорость конца лопасти $U=R\omega$ и скорость полета V_0, равную осевой скорости набегающего на винт невозмущенного самим винтом потока.

Отношение $\frac{V_0}{U}$ будем обозначать по Н. Е. Жуковскому через $\overline{V}_0$ и называть относительной скоростью винта. Следовательно, для всех винтов, работающих в условиях кинематического подобия, величина

$$\overline{V}_0=\frac{V_0}{R\omega}=\frac{V_0}{U}=\text{const}, \tag{5.1}$$

т. е. она должна быть одинаковой.

При соблюдении этих условий мы получим кинематическое подобие у всех винтов. Тяга T у этих винтов будет зависеть от плотности воздуха ρ [$кг\,сек^2/м^4$], радиуса винта R [$м$] и угловой скорости вращения ω [1/сек.], т. е.

$$T=f(\rho,\ R,\ \omega).$$

Легко расшифровать эту формулу исходя из однородности формул механики, для чего достаточно написать ее в виде

$$T = C\rho^x R^y \omega^z. \tag{5.2}$$

Здесь C будет безразмерным коэффициентом, изменяющимся лишь при изменении условий работы винта и остающимся неизменным в условиях геометрического и динамического подобия. Показатели степеней x, y и z мы найдем, написав размерности правой и левой частей формулы (5.2) в явном виде, т. е.

$$[кг]\cdot[м]^0\,[\text{сек.}]^0 = \left[\frac{кг\ сек^2}{м^4}\right]^x [м]^y \left[\frac{1}{\text{сек.}}\right]^z,$$

или, делая приведение, получим

$$[кг]^1\,[м]^0\,[\text{сек.}]^0 = [кг]^x\,[м]^{-4x+y}\,[\text{сек.}]^{2x-z}.$$

Сравнивая показатели обеих частей этого выражения для одинаковых единиц измерения, получим три уравнения:

$$1 = x;$$

$$0 = -4x + y;$$

$$0 = 2x - z.$$

Отсюда находим

$$x = 1;$$

$$y = 4;$$

$$z = 2.$$

Следовательно, формула тяги должна иметь вид

$$T = C\rho R^4 \omega^2. \tag{5.3}$$

На практике оказалось полезным ввести в эту формулу множитель $\frac{\pi}{2}$ и писать ее в форме

$$T = C_T \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2. \tag{5.4}$$

Коэффициент C_T называется в этом случае безразмерным коэффициентом тяги. Введение множителя $\frac{\pi}{2}$ позволяет писать формулу (5.4) в виде совершенно аналогичной формулы (5.5), выражающей подъемную силу крыла:

$$Y = c_y \frac{\rho V^2}{2} S, \tag{5.5}$$

для чего достаточно заметить, что $\pi R^2 = F$ равно ометаемой винтом площади или площади диска винта, а $\frac{\rho R^2\omega^2}{2} = \rho\frac{U^2}{2}$, где $U = R\omega$ — окружная скорость конца лопасти. Вводя эти обозначения в формулу (5.4), получаем

$$T = C_T \frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2 = C_T \frac{\rho U^2}{2} F. \tag{5.6}$$

Полученная формула находит весьма широкое применение во всех расчетах винтов.

Для того чтобы винт вращался, к нему необходимо приложить крутящий момент $M_к$. Если будут соблюдены указанные условия динамического подобия, то, проделав аналогичные вычисления, мы получим для него выражение

$$M_к = m_к \frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2 = m_к \frac{\rho U^2}{2} FR. \tag{5.7}$$

Безразмерная величина $m_к$ называется коэффициентом крутящего момента на валу винта.

Легко найти затрачиваемую на вращение винта мощность $L\left[\frac{кгм}{сек}\right]$, так как

$$L = M_к\omega = m_к \frac{\pi\rho}{2} R^5\omega^3 = m_к \frac{\rho U^3}{2} F. \tag{5.8}$$

Таким образом, в выбранной системе безразмерных коэффициентов нет необходимости вводить особый коэффициент мощности, как это приходится делать в других системах: им является тот же коэффициент крутящего момента $m_к$. Поэтому мы будем называть $m_к$ во многих случаях безразмерным коэффициентом мощности винта.

Для получения мощности в *л. с.* нужно разделить предыдущее выражение на 75 и тогда мы получим основную рабочую формулу для вычисления мощности:

$$N = \frac{L}{75} = m_к \frac{\pi}{150}\rho R^5\omega^3. \tag{5.9}$$

Мощность двигателя при числе винтов, равном z, и коэффициенте использования мощности ζ будет равна

$$N_м = \frac{z}{\zeta} N = \frac{z}{\zeta} m_к \frac{\pi}{150}\rho R^5\omega^3. \tag{5.9'}$$

Коэффициент полезного действия винта

Винт во время работы развивает тягу T и движет аппарат, на котором он установлен, со скоростью V_0. Следовательно, он производит в секунду полезную работу TV_0. Однако на его вращение затрачивается значительно бóльшая секундная работа, равная L *кгм/сек*. Отношение полезной работы к затраченной называется коэффициентом полезного действия винта и определяется формулой

$$\eta = \frac{TV_0}{L} = \frac{TV_0}{75N}. \tag{5.10}$$

Его величину можно найти прямо по коэффициентам C_T и $m_к$, для чего достаточно в формулу (5.10) подставить в развернутом виде выражения (5.4) и (5.9); тогда получим

$$\eta = \frac{C_T \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2 V_0}{m_к \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^3} = \frac{C_T}{m_к} \frac{V_0}{R\omega},$$

или, окончательно

$$\eta = \frac{C_T \bar{V}_0}{m_к}. \tag{5.11}$$

Заметим, что к. п. д. у винта, работающего «на месте», т. е. при $V_0 = 0$ (что соответствует режиму «висения» вертолета), будет равен нулю, так как

$$\eta = \frac{C_T \bar{V}_0}{m_к} = 0.$$

При такой работе винт не производит полезной работы, так как сила T не перемещает машину.

§ 5.2. ВИНТОВЫЕ ДИАГРАММЫ

Коэффициенты C_T и $m_к$, характеризующие работу винта данной геометрической формы, могут быть найдены для каждого значения относительной скорости $\bar{V}_0$ или путем эксперимента, или путем расчета (см. гл. 8 и 9).

Для каждого значения $\bar{V}_0 = \frac{V_0}{R\omega}$ получится пара значений C_T и $m_к$; иначе говоря,

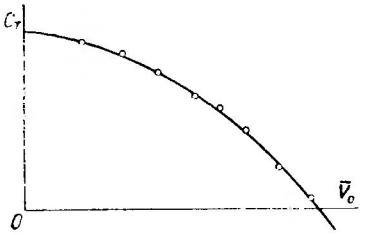
$$C_T = f_T(\bar{V}_0);$$

$$m_к = f_m(\bar{V}_0).$$

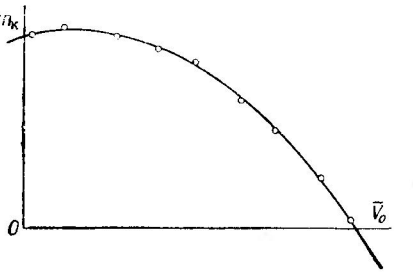
Получив ряд парных значений C_T и $m_к$, строят обычно диаграммы (фиг. 5.1 и 5.2) коэффициента тяги C_T и коэффициента мощно-

сти $m_к$ в функции относительной скорости $\overline{V}_0$; к этим диаграммам обычно добавляют еще кривую к. п. д., вычисляя к. п. д. по формуле (5.11), т. е.

$$\eta = \frac{C_T \overline{V}_0}{m_к}.$$

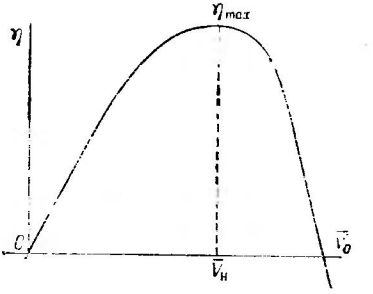


Фиг. 5.1. Кривая, показывающая изменение C_T при изменении $\overline{V}_0$ для винта заданной формы.

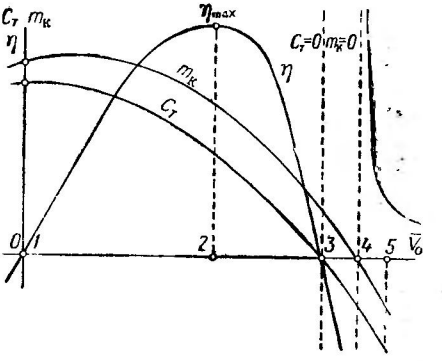


Фиг. 5.2. Кривая, показывающая изменение $m_к$ при изменении $\overline{V}_0$ для винта заданной формы.

Получается кривая, приведенная на фиг. 5.3. К. п. д. достигает максимума при некоторой скорости $\overline{V}_0$, называемой наивыгоднейшей. При $\overline{V}_0=0$ он обращается в нуль. Наконец, при некоторой скорости $\overline{V}_0$, когда C_T (см. фиг. 5.1) обращается в нуль, он снова принимает нулевое значение. Обычно все три описанные диаграммы



Фиг. 5.3. Кривая, показывающая изменение к. п. д. η в зависимости от $\overline{V}_0$ для винта заданной формы.

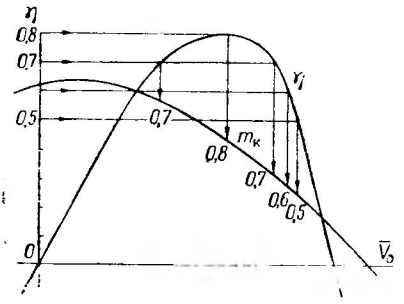


Фиг. 5.4. Сводная диаграмма, характеризующая работу винта заданной формы при осевом движении.

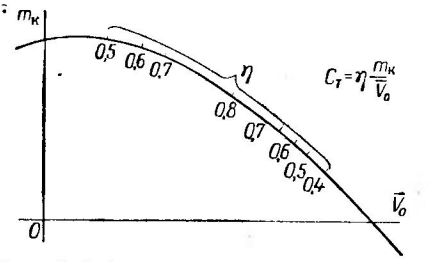
объединяют в одной и тогда получают так называемую общую характеристику винта (фиг. 5.4). На этой диаграмме видны характерные режимы работы винта.

В точке *1* мы имеем $\eta=0$; $\overline{V}_0=0$ — это режим работы «на месте» или «режим висения». В точке *2*, где η достигает максимума, мы имеем наивыгоднейший режим, в точке *3* коэффициент $C_T=0$ и тяга обращается в нуль — это режим нулевой тяги. На участке скоростей от точки *1* до точки *3* мы имеем режим гребного винта. При скорости полета, соответствующей точке *4*, коэффициент мощности (он же и коэффициент крутящего момента) обращается в нуль ($m_к=0$) — это режим авторотации и винт вращается в этих условиях, не требуя подвода к нему мощности двигателя. Тяга при этом отрицательна, т. е. винт дает сопротивление; кривая к. п. д. испытывает при этом разрыв. Далее, например, в точке *5* мы получаем отрицательную мощность и тягу, так как

$$C_T<0 \quad \text{и} \quad m_к<0.$$



Фиг. 5.5. Полученне отметок η на кривой $m_к=f(\overline{V}_0)$.



Фиг. 5.6. Единая кривая, характеризующая работу винта данной формы при осевом движении.

Это — режим ветряного двигателя, на котором винт получает энергию от набегающего потока и передает ее на вал двигателя. Участок от точки *3* до точки *4* дает режим переднего торможения.

Таким образом, относительная скорость $\overline{V}_0$ является очень удобной характеристикой режимов работы винта.

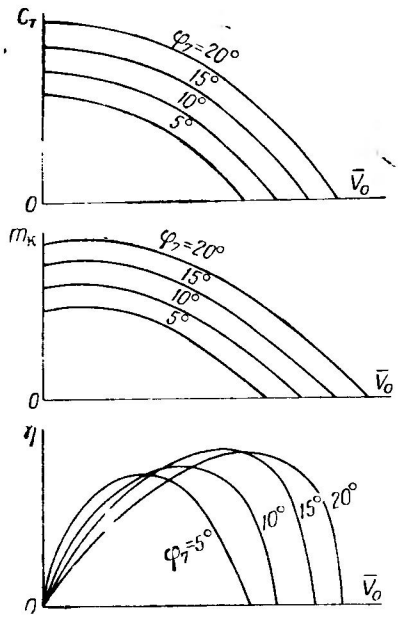
При отрицательных значениях $\overline{V}_0$ мы получаем режим заднего торможения или торможения на вертикальном спуске вертолета с работающим двигателем. Далее возникает очень сложное явление так называемого вихревого кольца, о котором мы скажем более подробно в § 11.2.

Очень удобны и часто употребляются диаграммы с одной кривой коэффициента мощности $m_к$ в зависимости от $\overline{V}_0$, на которой сделана разметка соответствующих значений к. п. д. η.

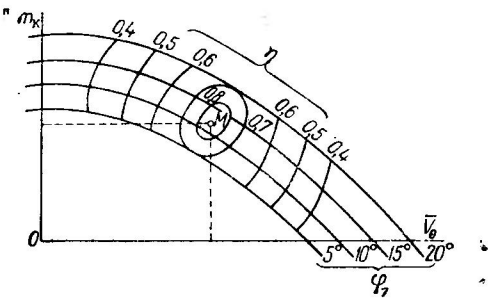
На фиг. 5.5 указано построение такой кривой. Сначала нужно найти для «круглых» значений к. п. д. (0,8; 0,7; 0,6 и т. д.) соответствующие им значения $\overline{V}_0$ и отметить на кривой $m_к=f(\overline{V}_0)$ те точки, где будут получаться указанные значения η. Надписывая

в этих точках соответствующие значения к. п. д., получим окончательно диаграмму, приведенную на фиг. 5.6.

Указанные диаграммы относились к геометрически подобным винтам. Однако современные винты могут изменять свою форму в процессе работы, что достигается обычно поворотом лопастей около их продольных осей. Обычно говорят при этом об изменении шага винта. В этих случаях форма винта изменяется и каждому положению лопастей будут соответствовать свои кривые C_T, $m_к$ в зависимости от φ. Положение лопастей задается чаще всего углом установки хорды сечения, лежащего на так называемом характерном радиусе винта. В качестве такого радиуса в настоящее время чаще всего берут относительный радиус $\bar{r}=0{,}7$. Угол установки характерного сечения обозначается у нас через φ_7. Его обычно



Фиг. 5.7. Три диаграммы, характеризующие работу семейства винтов: $C_T=f_C(\bar{V}_0, \varphi)$; $m_к=f_m(\bar{V}_0, \varphi)$ и $\eta=f_\eta(\bar{V}_0, \varphi)$.



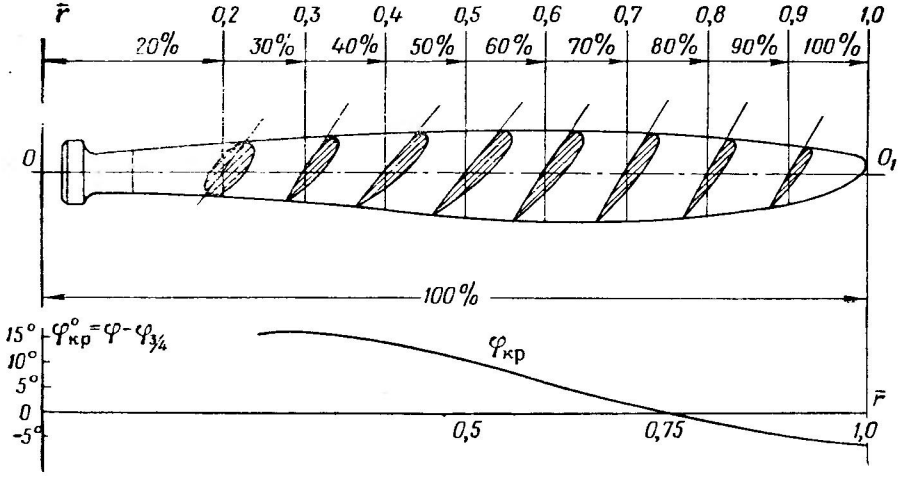
Фиг. 5.8. Нормальная диаграмма, характеризующая работу семейства винтов. В точке M получается наибольшая величина η для всего семейства.

называют углом установки лопасти. После испытания или расчета можно построить полную характеристику винта в виде семейства кривых (фиг. 5.7), из которых каждая построена для указанного на ней значения угла φ_7.

Вместо указанных на фиг. 5.7 трех кривых чаще всего применяют одну диаграмму, построенную по способу, приведенному на фиг. 5.6. Для разных φ_7 получатся отдельные кривые: соединяя точки с одинаковыми значениями к. п. д. η, получим второе семейство кривых и в конце-концов получится диаграмма, приведенная на фиг. 5.8, состоящая из двух пересекающихся семейств кривых, образующих сетку. В точке M получается самое большое значе-

ние к. п. д. для данного винта (или семейства винтов). Ему соответствуют вполне определенные значения $\bar{V}_0$, φ_7 и $m_к$.

Эти диаграммы часто употребляются для расчета винтов. Обязательным дополнением к ним является чертеж винта (фиг. 5. 9), в котором радиус принят за 100% и все размеры даны в процентах. С помощью этого чертежа очень легко начертить винт, геометрически подобный выбранному по этой диаграмме (см. фиг. 5. 8), если мы знаем его радиус R и наклон хорды сечения φ_7 на радиусе $\bar{r}=0{,}7$ (иногда берут $\bar{r}=3/4$ и $\varphi_{3/4}$).



Фиг. 5. 9. Чертеж испытанного винта с размерами, даннымн в процентах от раднуса. Внизу дана крутка $\varphi_{кр}$. Здесь $\bar{r}=3/4$.

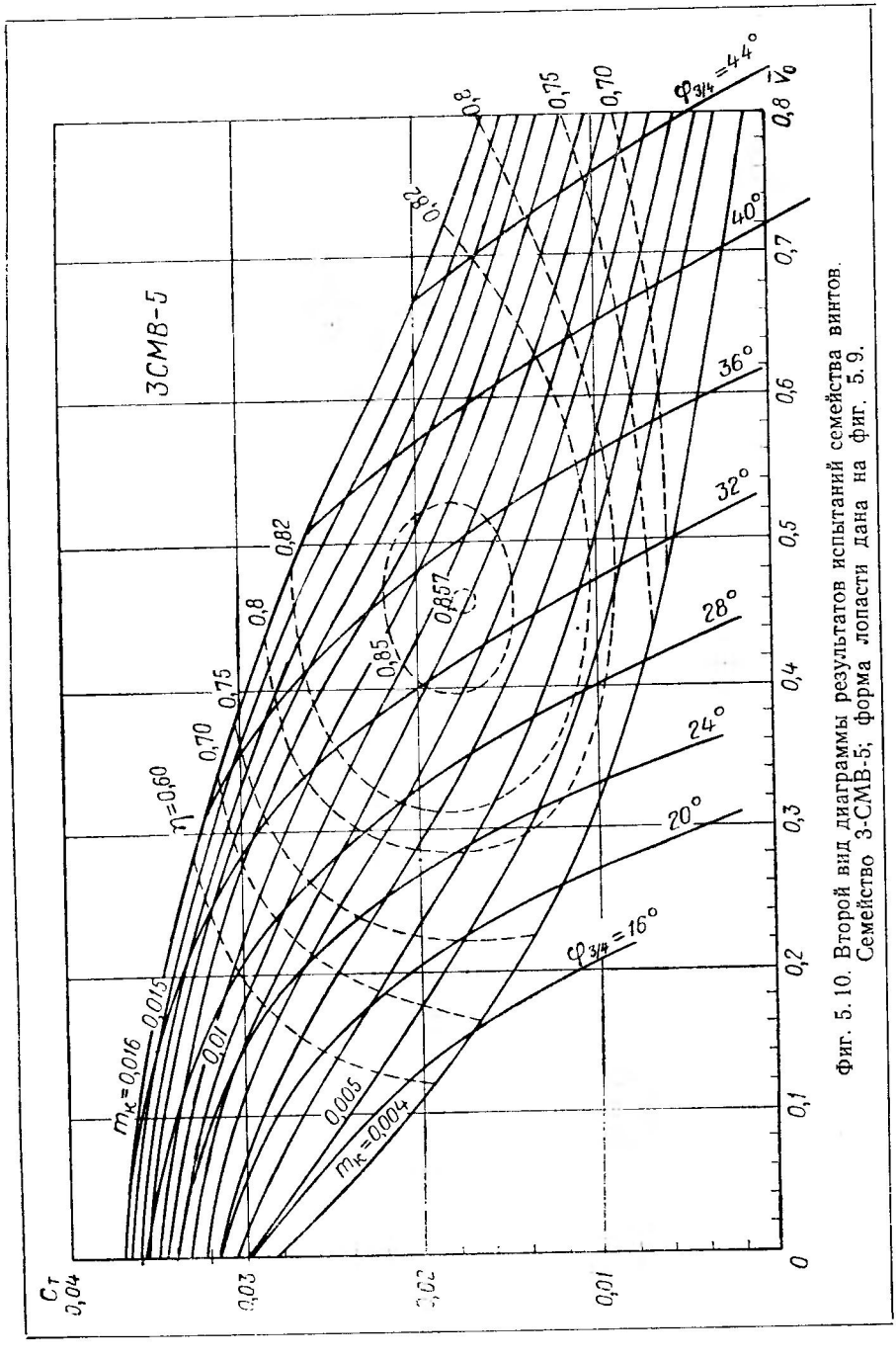
Недостатком описанной диаграммы является отсутствие в ней в явном виде величин C_T, поэтому она непригодна для вычисления тяги на месте, что очень нужно при расчете вертолетов.

Поэтому предлагались многочисленные другие диаграммы, более приспособленные для этой цели (см. Б. Н. Юрьев, «Воздушные винты», Машиздат, 1934 г. и другие книги).

Наиболее удобной для расчета винтов является диаграмма (фиг. 5. 10), построенная на основе фиг. 5. 7. На ней даны величины C_T в функции относительной скорости полета $\bar{V}_0$ в параметре постоянных коэффициентов мощности $m_к$.

Построение такой кривой на основе кривых, приведенных на фиг. 5. 7, не требует вследствие своей простоты никаких объяснений.

Диаграмма, приведенная на фиг. 5. 10, может рассматриваться как безразмерная характеристика винтомоторной группы для винта изменяемого шага. О пользовании этой диаграммой на практике мы расскажем позднее. На эту диаграмму можно нанести кривые постоянных значений η и φ, что делает ее



Фиг. 5.10. Второй вид диаграммы результатов испытаний семейства винтов. Семейство 3-СМВ-5; форма лопасти дана на фиг. 5.9.

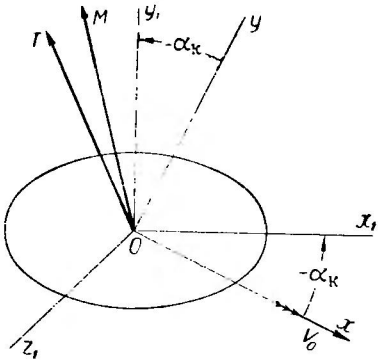
еще более универсальной. Диаграмма эта дана для трехлопастного металлического винта с лопастью, изображенной на фиг. 5.9.

Заметим, что в старых испытаниях гребных винтов в качестве характерного радиуса часто брали $\bar{r}=\frac{3}{4}=0{,}75$.

§ 5.3. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И ДИАГРАММЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ПРИ ИЗУЧЕНИИ КОСОЙ ОБДУВКИ ВИНТОВ

Все рассмотренные нами диаграммы относились к винту, движущемуся в осевом направлении. Это соответствует работе гребного винта или несущего винта вертолета при вертикальном подъеме или спуске.

При полете вертолета с горизонтальной скоростью получается так называемая косая обдувка несущего винта и тогда полная аэродинамическая сила T, действующая на несущий винт, и аэродинамический момент M не совпадают по направлению с осью вращения втулки несущего винта.



Фиг. 5.11. Косая обдувка несущего винта. Расположение связанной и скоростной систем координат. Полные силы тяги T и момент M.

На фиг. 5.11 изображен несущий винт в условиях косой обдувки. Оси $Ox_1y_1z_1$ проходят через центр втулки и образуют правовинтовую систему. Ось Oy_1 направлена по оси вращения втулки вверх, ось Ox_1 лежит в конструктивной плоскости вращения несущего винта и идет вперед, а ось Oz_1 идет вправо. Система эта называется связанной с вертолетом (см. гл. 2).

Конструктивная плоскость вращения Ox_1z_1 образует со скоростью полета V_0 угол атаки $\alpha_к$, отсчитываемый так же, как у крыла самолета. В обычном полете вертолета этот угол отрицателен. Полную силу тяги T и момент M обычно разлагают по связанным осям координат $Ox_1y_1z_1$ и получают тогда три компонента: X_1 — продольную силу, Y_1 — силу тяги по валу, обозначаемую также через T, и силу Z_1 — поперечную или боковую силу. По закону подобия мы можем ввести безразмерные коэффициенты C_{x1}, $C_{y1}=C_T$ и C_{z1} и написать:

$$\left.\begin{aligned} X_1 &= C_{x_1}\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2;\\ Y_1 &= C_{y_1}\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2 = C_T\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2;\\ Z_1 &= C_{z_1} = \frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2. \end{aligned}\right\} \qquad (5.12)$$

У современных вертолетов полная сила тяги T по величине очень близка к силе по валу $T_в$, но несколько отклонена от нее (см. § 12.1). Поэтому в расчетах, когда речь идет о величине силы тяги, вместо силы $T_в$ часто пользуются обозначением T, т. е. принимают, что

$$T \approx T_в = Y_1.$$

Винтовые коэффициенты, в отличие от крыловых, пишем через прописную букву C. Все эти коэффициенты будут зависеть от геометрической формы несущего винта, от относительной скорости полета $\bar{V}_0$ и от угла атаки несущего винта $\alpha_к$.

Разлагая полный аэродинамический момент M, действующий на несущий винт, по связанным осям координат, и вводя безразмерные аэродинамические коэффициенты, получим

$$\left.\begin{aligned} M_{x_1} &= m_{x_1}\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2; \\ M_{y_1} &= m_{y_1}\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2, \quad \text{или} \quad M_к = m_к\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2; \\ M_{z_1} &= m_{z_1}\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2. \end{aligned}\right\} \qquad (5.13)$$

Называют эти моменты и их коэффициенты таким образом:

M_{x1} и m_{x1} — момент и коэффициент момента крена;

$M_{y1} = -M_к$ и $m_{y1} = -m_к$ — момент и коэффициент момента рыскания или, с обратным знаком,— крутящий момент и коэффициент крутящего момента (он же коэффициент мощности несущего винта);

M_{z1} и m_{z1} — момент и коэффициент момента тангажа.

При выполнении аэродинамического расчета вертолета приходится пользоваться также скоростными осями координат, в которых ось Ox направлена по скорости полета V_0, ось Oy лежит в плоскости симметрии вертолета и направлена вверх, а ось Oz идет, согласно правовинтовой системе координат, вправо.

Угол скольжения (см. курс «Экспериментальной аэродинамики») в теории несущего винта обычно не рассматривается. Тогда переход от связанных осей координат к скоростным получается согласно фиг. 5.12 по следующим формулам:

подъемная сила, т. е. сила, перпендикулярная к V_0 и лежащая в плоскости x_1, y_1, будет равна

$$Y = T\cos\alpha_к + X_1\sin\alpha_к; \qquad (5.14)$$

сила по скорости

$$X = -T\sin\alpha_к + X_1\cos\alpha_к. \qquad (5.15)$$

Здесь учтено, что по величине $T \approx T_в = Y_1$ и угол $\alpha_к$ на фиг. 5.12 отрицателен.

Для коэффициентов получим, разделив предыдущие формулы на $\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2$, следующие переходные формулы:

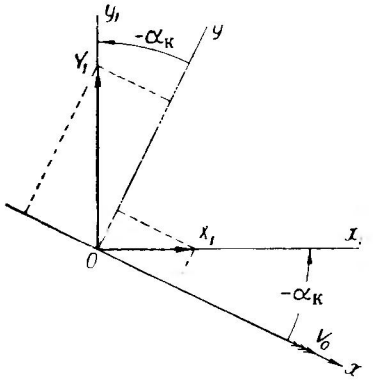
$$C_y = C_T \cos\alpha_к + C_{x1}\sin\alpha_к; \qquad (5.14')$$

$$C_x = -C_T \sin\alpha_к + C_{x1}\cos\alpha_к \qquad (5.15')$$

Результаты испытаний несущих винтов обычно даются в виде диаграмм, изображающих зависимость аэродинамических коэффициентов от характеристик режима полета, т. е. величин $\bar{V}_0$ и $\alpha_к$. Полная характеристика, таким образом, представляет собой шесть диаграмм, дающих:

$$C_{x1};\quad C_{y1}=C_T;\quad C_{z1};\quad m_{x1};$$
$$m_{y1}=-m_к \text{ и } m_{z1}$$

в зависимости от $\bar{V}_0$ и $\alpha_к$. Все это относится к одному заданному углу установки лопастей $\varphi_7°$. В полете угол $\varphi_7°$ изменяется в зависимости от высоты полета и скорости $\bar{V}_0$, поэтому несущий винт приходится изучать для ряда значений угла φ_7, например: для $\varphi_7°=0°$, 3°, 6°, 8°, 10°, 12° и, следовательно, число диаграмм увеличивается во столько раз, сколько берется углов установки лопастей.

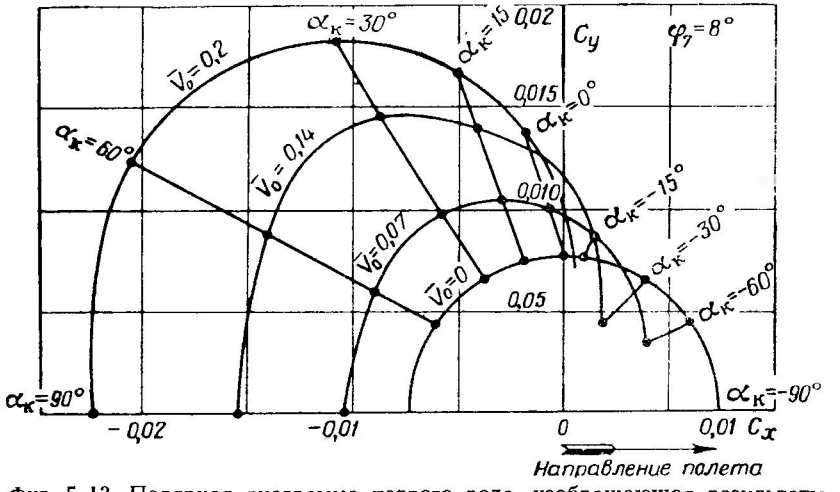


Фиг. 5.12. Переход от коэффициентов, полученных в связанной системе координат, к коэффициентам в скоростной системе.

Следовательно, полная характеристика несущего винта представляет собой несколько десятков диаграмм-сеток. Работа с такими сетками требует выполнения интерполяций «на глаз» между отдельными диаграммами, что не обеспечивает должной точности определения нужных для аэродинамического расчета величин. Если еще учесть, что при подборе несущего винта приходится изменять коэффициент заполнения σ_7, то число диаграмм-сеток возрастает, примерно, до ста и работа с ними становится весьма затруднительной. Поэтому наряду с использованием опытных кривых в вертолетостроении очень часто прибегают к аналитическому вычислению нужных для аэродинамического расчета величин. Об этом мы подробно расскажем в части III, посвященной теории несущего винта в косой обдувке.

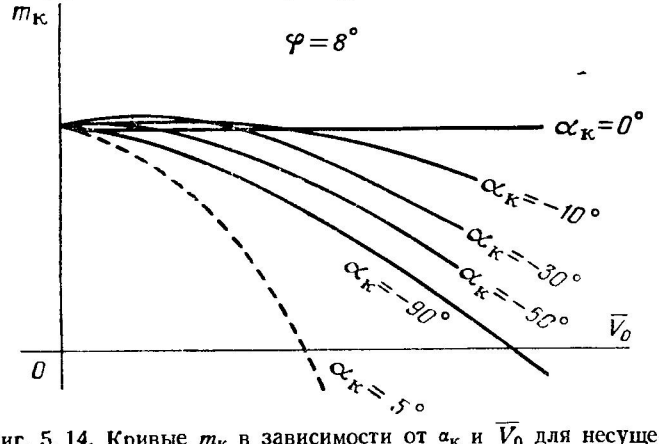
Заметим, что для расчета осевого движения достаточно, как мы видели, всего одной диаграммы типа фиг. 5.10 или двух диаграмм типа фиг. 5.7.

Очень часто результаты испытаний несущих винтов представляют с помощью полярных диаграмм, дающих зависимость C_y от C_x в скоростных осях (поляра 1-го рода). Примерный вид таких диаграмм показан на фиг. 5.13. Кривые даются обычно в параметре величин $\overline{V}_0$ и на них отмечается в соответствующих местах



Фиг. 5.13. Полярная диаграмма первого рода, изображающая результаты испытаний несущего винта на различных значениях $\overline{V}_0$ и $\alpha_к$ для винта заданной формы.

угол атаки несущего винта $\alpha_к$. Получается сетка пересекающихся кривых. Коэффициенты C_x и C_y берутся винтовые.



Фиг. 5.14. Кривые $m_к$ в зависимости от $\alpha_к$ и $\overline{V}_0$ для несущего винта данной формы.

Для каждого значения $\varphi_7°$ приходится строить отдельную поляру. Получается четыре-шесть отдельных диаграмм. Кроме того,

для каждой диаграммы необходимо иметь дополнительную диаграмму коэффициента $m_к$, имеющую, примерно, вид, показанный на фиг. 5.14.

До настоящего времени опубликовано сравнительно мало результатов испытаний больших несущих винтов. Имеются довольно подробные результаты испытаний лишь малых моделей несущих винтов, у которых из-за малости критериев подобия R и M все данные очень сильно искажены. Такие данные дают лишь качественные характеристики, не пригодные для точного аэродинамического расчета.

§ 5.4. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ ПРИ ОПЫТАХ С НЕСУЩИМИ ВИНТАМИ

Как известно из курса экспериментальной аэродинамики, при производстве опытов необходимо соблюдать особые правила, сводящиеся к обеспечению равенства у модели и у натуры особых чисел, так называемых критериев подобия (см. Б. Н. Юрьев, Экспериментальная аэродинамика, часть 1, Оборонгиз, 1939 г., стр. 199). У несущего винта важнейшими критериями являются следующие.

Число R — критерий, учитывающий вязкость воздуха. Этот критерий обеспечивает подобие обтекания лопастей и тем делает коэффициенты профильного сопротивления у модели и натуры одинаковыми. Кроме того, этим обеспечивается и подобие в расположении срывов потока у лопастей винта. Для получения подобного обтекания число R должно быть одинаковым у модели и у натуры. Отмечая величины, относящиеся к модели, знаком «штрих», можно написать:

$$\mathrm{R} = \frac{W_1 b}{\nu} = \frac{W_1' b'}{\nu'}, \qquad (5.16)$$

где W_1 и W_1' — скорость набегающего на элементы винта потока воздуха; b и b' — ширина лопастей на сходственных радиусах, а ν и ν' — коэффициенты кинематической вязкости воздуха у натуры и у модели.

В случае подобия

$$W_1 = \overline{W}_1 R\omega; \quad W_1' = \overline{W}_1 R'\omega' \quad \text{и} \quad b = \bar{b}R; \quad b' = \bar{b}R';$$

подставляя эти величины в выражение (5.16), получим

$$\mathrm{R} = \frac{\overline{W}_1 R\omega \bar{b} R}{\nu} = \frac{\overline{W}_1 R'\omega' \bar{b} R'}{\nu'} = \mathrm{R}'.$$

После сокращения получим условие для обеспечения подобия при учете вязкости воздуха в таком виде:

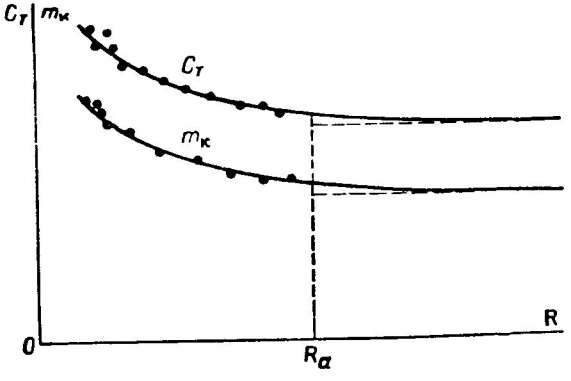
$$\frac{R^2\omega}{\nu} = \frac{(R')^2\omega'}{\nu'}. \qquad (5.17)$$

В тех случаях, когда у модели и у натуры можно считать коэффициенты кинематической вязкости одинаковыми, это условие может быть упрощено и приведено к виду

$$R^2\omega = (R')^2\omega', \tag{5.18}$$

или, замечая, что $\omega = \frac{\pi n}{30}$ и $\omega' = \frac{\pi n'}{30}$, находим более простое соотношение:

$$D^2 n = (D')^2 n'. \tag{5.19}$$



Фиг. 5.15. Нахождение автомодельных значений C_T и $m_к$ в зависимости от числа R.

Если, например, испытывается модель вертолета с диаметром несущего винта 20 *м*, делающим 200 об/мин, то у модели с диаметром $D'=2$ *м* мы должны вести испытание при $n' = n\left(\frac{D}{D'}\right)^2 = 200\left(\frac{20}{2}\right)^2 = 20\,000$ об/мин, т. е. получаются очень большие обороты. Это связано, как увидим далее, с нарушением подобия по сжимаемости воздуха (число M) и увеличением напряжений у лопасти по сравнению с натурой, что вызывает деформации, нарушающие подобие формы у винта и модели.

Выходить из этого затруднительного положения приходится таким путем: закон подобия гласит, что при разных числах R все аэродинамические коэффициенты винта, например, C_T и $m_к$, будут вообще изменяться, т. е.

$$C_T = f_T(\mathrm{R});\ m_к = f_m(\mathrm{R}) \text{ и т. д.}$$

Опыты показывают, что кривые C_T и $m_к$ протекают обычно так, как показано на фиг. 5.15. Влияние числа R на характеристики винта велико, когда число R мало. После некоторого значения числа R коэффициенты C_T и $m_к$ перестают практически изменяться

и тогда можно говорить о получившемся автомодельном режиме обтекания. Следовательно, если вести опыты так, что число R будет больше автомодельного, то результаты, полученные на модели, можно достаточно надежно переносить на натуру. Для того чтобы убедиться в том, что автомодельность достигнута, нужно испытывать модель на нескольких числах оборотов и строить диаграмму согласно фиг. 5. 15. Можно опыты, сделанные при малых числах R, исправлять на разность профильных сопротивлений у лопасти в натуру и у модели, как будет объяснено далее.

Число M. Это число является критерием подобия при учете сжимаемости воздуха. Соблюдая равенство чисел M у модели и натуры, можно написать

$$M=\frac{W_1}{a}=\frac{W_1'}{a'}. \tag{5.20}$$

Здесь $W_1=\overline{W}_1R\omega$ и $W_1'=\overline{W}_1'R'\omega'$, а величины a и a' — скорость звука в воздухе в условиях натуры и модельного опыта.

Подставляя в формулу (5. 20) найденные значения W_1 и W_1' и сокращая равные величины, получим

$$\frac{R\omega}{a}=\frac{R'\omega'}{a'}. \tag{5.21}$$

Эта формула дает условие сохранения подобия при учете сжимаемости воздуха.

При полете обычного вертолета скорость звука в воздухе изменяется мало и $a\approx a'$, поэтому выражение (5. 21) можно писать в виде:

$$R\omega=R'\omega', \tag{5.22}$$

или

$$Dn=D'n'. \tag{5.23}$$

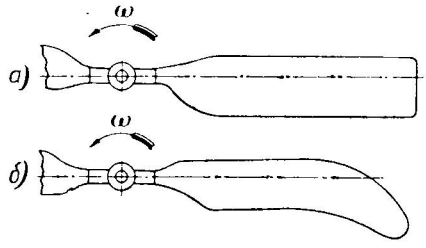
Это условие необходимо строго соблюдать, так как влияние числа M на C_T и $m_к$ велико, особенно когда $M\approx 1$. Соблюдать его нетрудно. Так, в предыдущем примере мы должны иметь

$$n'=n\frac{D}{D'}=200\frac{20}{2}=2000 \text{ об/мин},$$

что легко осуществимо.

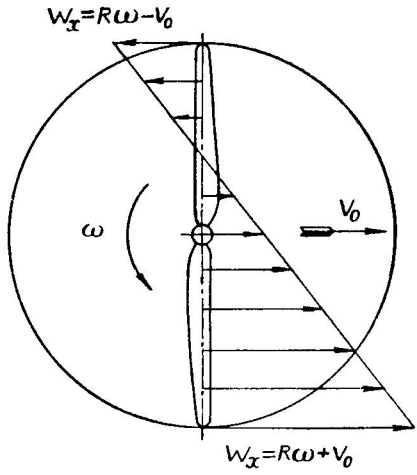
В тех случаях, когда это условие не соблюдено, приходится в испытания винтов вводить поправки на число M. Существует два метода введения таких поправок. Один основан на исправлении полученных аэродинамических коэффициентов C_T, $m_к$ и η простым умножением их на поправочные множители k_T, k_N и k_η, полученные из специальных опытов с винтами, близкими по форме к изучаемым. Эти поправки по сути дела очень грубы и дают лишь приблизительные значения для исправленных коэффициентов C_T, $m_к$ и η.

Более точными являются поправки, вводимые в расчетные формулы винтов на основании испытаний в аэродинамических трубах крыльев, имеющих сечения в виде винтовых профилей. Об этом мы скажем подробнее в § 8.8. Влияние числа M тем больше, чем толще лопасть, почему у винтов, работающих на больших скоростях, применяют очень тонкие профили ($\bar{c}=3\div5\%$) специальной формы. Кроме того, эти потери заметно уменьшаются при отгибе лопастей назад и придании винту так называемой саблевидной формы (фиг. 5.16).



Фиг. 5.16. Гребные винты для работы при больших числах M.

а — «веслообразная» широкая лопасть
б — «саблевидная» лопасть.



Фиг. 5.17. Скорость обдувки W_x на лопасти, идущей вперед больше, чем на лопасти, идущей назад.

У вертолета, при наличии горизонтальной скорости полета число M на лопасти, идущей вперед, сильно возрастает. Учитывая малость осевых скоростей потока, можно считать в первом приближении, что лопасть, идущая вперед, обдувается на ее конце потоком со скоростью $R\omega+V_0$, а лопасть, идущая назад, обдувается потоком со скоростью $R\omega-V_0$ согласно фиг. 5.17, где изображен вид сверху на летящий с большой скоростью вертолет. При окружной скорости $R\omega=200$ *м/сек* и при скорости горизонтального полета $V_0=70$ *м/сек* мы получим соответственно: 130 *м/сек* и 270 *м/сек*. Последняя скорость часто превосходит так называемую критическую скорость профиля (как крыла), при которой сопротивление начинает сильно возрастать. Получается добавочное, так называемое волновое, сопротивление.

Следует помнить еще, что скорость звука выражается формулой

$$a=20\sqrt{T^\circ}, \qquad (5.24)$$

где T° — абсолютная температура воздуха. На больших высотах температура сильно падает и для стандартной атмосферы мы имеем для различных высот H следующие значения скорости звука a (см. табл. 5.1).

Таблица 5.1

Температура и скорость звука на разных высотах по МСА

H, *м*	0	500	1000	1500	2000	5000	10 000
$t°$	+15	11,75	8,5	5,25	2,00	—17,5	—50
a *м/сек*	341	339	337	335	333	321	300

Заметим, что для соблюдения подобия по M при полете с горизонтальной скоростью остаются в силе соотношения, выраженные формулой (5.23), так как выражение $W=R\omega+V_0$ может быть представлено как $W=R\omega(1+\bar{V}_0)$, а величина $\bar{V}_0$ и угол $\alpha_к$ входят в условия подобия как непременно равные величины для модели и натуры.

Для модели можно написать $W'=R'\omega'(1+\bar{V}_0)$ и при делении W на W' множитель $(1+\bar{V}_0)$ сократится.

Подобие деформаций (критерий Коши) $C=\dfrac{\rho V_0^2}{E}$, где V_0 — скорость и E — модуль упругости материала лопасти. При равенстве C у модели и натуры получаются равные относительные деформации. При изучении закручивания лопастей вводят вместо E второй модуль упругости G.

Для винта, следовательно, можно написать

$$C=\frac{\rho V_0^2}{E}=\frac{\rho'(V_0')^2}{E'}.$$

В условиях подобия $V_0'=\bar{V}_0R'\omega'=\bar{V}_0R\omega=V_0$ и, следовательно,

$$\frac{\rho'\bar{V}_0R'\omega'}{E'}=\frac{\rho\bar{V}_0R\omega}{E},$$

или

$$\frac{\rho'R'\omega'}{E'}=\frac{\rho R\omega}{E}. \qquad (5.25)$$

Очень трудно изготовить уменьшенную модель, в точности повторяющую конструкцию натурального несущего винта. Это почти ювелирная работа. Обычно модель делают из другого материала и другой конструкции и стараются лишь обеспечить ее внешнюю форму и получить средние значения ρ и E, близкие к натуре. Для сплошных винтов, сделанных из одного и того же материала, условие $\rho'=\rho$ и $E'=E$ соблюдается само собой. И в том и в дру-

гом случае в выражении (5.25) можно сократить ρ и E, и тогда условие подобия деформаций примет вид

$$R'\omega' = R\omega, \tag{5.26}$$

или

$$D'n' = Dn. \tag{5.27}$$

Получается такое же условие, как и для соблюдения подобия по числу М. Соблюдение этого условия для несущих винтов крайне необходимо, так как лопасти у современных вертолетов весьма гибки и в работе сильно закручиваются. Закручивание иногда достигает 2—3°, а изгиб измеряется десятками сантиметров.

§ 5.5. ДРУГИЕ СИСТЕМЫ ВИНТОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ. КОЭФФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ

Описанные в этой главе аэродинамические коэффициенты являются наиболее удобными, так как с их помощью многие формулы, как увидим далее, записываются значительно проще, чем в других системах.

В настоящее время нужно признать необходимым добиться унификации этих коэффициентов, так как в литературе по винтам и вертолетам встречается у нас теперь не менее четырех систем таких коэффициентов, отличающихся лишь постоянными множителями.

Существуют следующие системы:

Французская система, в которой в наших основных обозначениях пишут:

$$\left.\begin{aligned} T &= a\rho D^4 n_s^2; \\ L &= \beta\rho D^5 n_s^3; \\ \lambda &= \frac{V_0}{Dn_s}. \end{aligned}\right\} \tag{5.28}$$

Здесь n_s — число оборотов винта в секунду; $\bar{a}$ — коэффициент тяги; $\bar{\beta}$ — коэффициент мощности; λ — коэффициент скорости или характеристика режима работы винта. Большим неудобством является то, что коэффициенты пишутся с помощью греческих букв, обычно обозначающих угол атаки и притекания струй, почему во избежание путаницы и приходится ставить над ними черту.

Эти коэффициенты встречаются во многих учебниках и научных статьях, что и объясняет их сравнительно большую живучесть.

Легко найти переход от коэффициентов C_T и $m_к$ к коэффициентам $\bar{a}$ и $\bar{\beta}$.

Напишем последние в таком виде:

$$T=\bar{\alpha}\rho 16R^4\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^2=\bar{\alpha}\frac{4}{\pi^2}\rho R^4\omega^2;$$

$$L=\bar{\beta}\rho 32R^5\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^3=\bar{\beta}\frac{4}{\pi^3}\rho R^5\omega^3.$$

Сравнивая с вертолетными формулами

$$T=C_T\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2;$$

$$L=m_к\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3,$$

заключаем, что

$$C_T\frac{\pi}{2}=\bar{\alpha}\frac{4}{\pi^2};$$

$$m_к\frac{\pi}{2}=\bar{\beta}\frac{4}{\pi^3}.$$

Отсюда

$$C_T=\frac{8}{\pi^3}\bar{\alpha}=0{,}258\bar{\alpha}; \qquad (5.29)$$

$$m_к=\frac{8}{\pi^4}\bar{\beta}=0{,}081\bar{\beta}. \qquad (5.30)$$

Коэффициент скорости λ связан с безразмерной скоростью $\bar{V}_0$ следующим соотношением:

$$\lambda=\frac{V_0}{Dn_s}=\frac{V_0}{2R\frac{\omega}{2\pi}},$$

или

$$\lambda=\pi\bar{V}_0. \qquad (5.31)$$

Обозначения вихревой теории Н. Е. Жуковского

В вихревой теории Н. Е. Жуковского применяются в наших обозначениях следующие выражения:

$$T=\bar{P}2\pi\rho R^4\omega^2;$$

$$L=\bar{T}2\pi\rho R^5\omega^3;\quad V_0=\bar{V}_0R\omega.$$

Сами коэффициенты написаны в обозначениях Н. Е. Жуковского. Из сравнения с вертолетными формулами видим, что

$$C_T=4\bar{P};$$

$$m_к=4\bar{T}.$$

Американские обозначения (отметим их значком «а»):

$$T = C_{Ta}\rho R^2\omega^2\pi R^2;$$

$$L = C_{Pa}\rho R^3\omega^3\pi R^2;$$

$$\lambda = \frac{V_0}{Dn_s}.$$

Из сравнения заключаем, что

$$C_T = 2C_{T_a};$$

$$m_к = 2C_{Pa},$$

т. е., что американские коэффициенты в 2 раза меньше наших вертолетных. В последнее время и в Америке начинают чаще применять коэффициенты типа C_T и $m_к$.

Мы будем в этой работе придерживаться, как правило, вертолетных обозначений C_T и $m_к$, прибегая к другим лишь в исключительных случаях.

Переводная строчка винтовых коэффициентов

Для удобства сравнения различных величин коэффициентов приводим переводную строчку их значений:

$$C_T = 2(C_T)_a = \frac{8}{\pi^3}\bar{\alpha} = 4(\bar{P})_{НЕЖ};$$

$$m_к = m_L = 2(C_P)_a = \frac{8}{\pi^4}\bar{\beta} = 4(\bar{T})_{НЕЖ};$$

$$\bar{V}_0 = \frac{\lambda}{\pi},$$

или

$$C_T = 0{,}258\bar{\alpha}$$

и

$$m_к = 0{,}081\bar{\beta}.$$

Коэффициент быстроходности

Кроме описанных основных аэродинамических коэффициентов и соответствующих им диаграмм, применяют иногда специальные коэффициенты, приспособленные для решения той или иной задачи. Из таких коэффициентов особо удачным оказался так называемый коэффициент быстроходности винта. На значение этой величины было впервые указано в работах С. К. Джевецкого по винтам, продолжавшихся с 1892 по 1920 гг.

В литературе очень часто коэффициент быстроходности совершенно несправедливо называют коэффициентом Вейка, начав-

шим его использовать с 1927 г. Аналогичный коэффициент стали применять теперь и в турбиностроении. Мы будем писать его в том виде, как это принято в авиации в настоящее время, т. е. в старых коэффициентах.

Он определяется из соотношения

$$C_s=\frac{\lambda}{\sqrt[5]{\bar{\beta}}}. \tag{5.32}$$

Величины λ и $\bar{\beta}$ являются для данного винта функциями лишь λ, а следовательно, и $C_s=f(\lambda)$.

Смысл введения в расчеты этого коэффициента заключается в том, что его легко вычислить по обычному заданию на подбор гребного винта, причем в него не входит диаметр винта. Действительно, подставив в его выражение величины $\lambda=\frac{V_0}{Dn_s}$ и $\bar{\beta}=\frac{75N}{\rho D^5 n_s^3}$, мы получим

$$C_s=\frac{\frac{V_0}{Dn_s}}{\sqrt[5]{\frac{75N}{\rho D^5 n_s^3}}}=V_0\sqrt[5]{\frac{\rho}{75Nn_s^2}}, \tag{5.33}$$

или, введя в него $\Delta=8\rho$ и $n=60n_s$, находим окончательно:

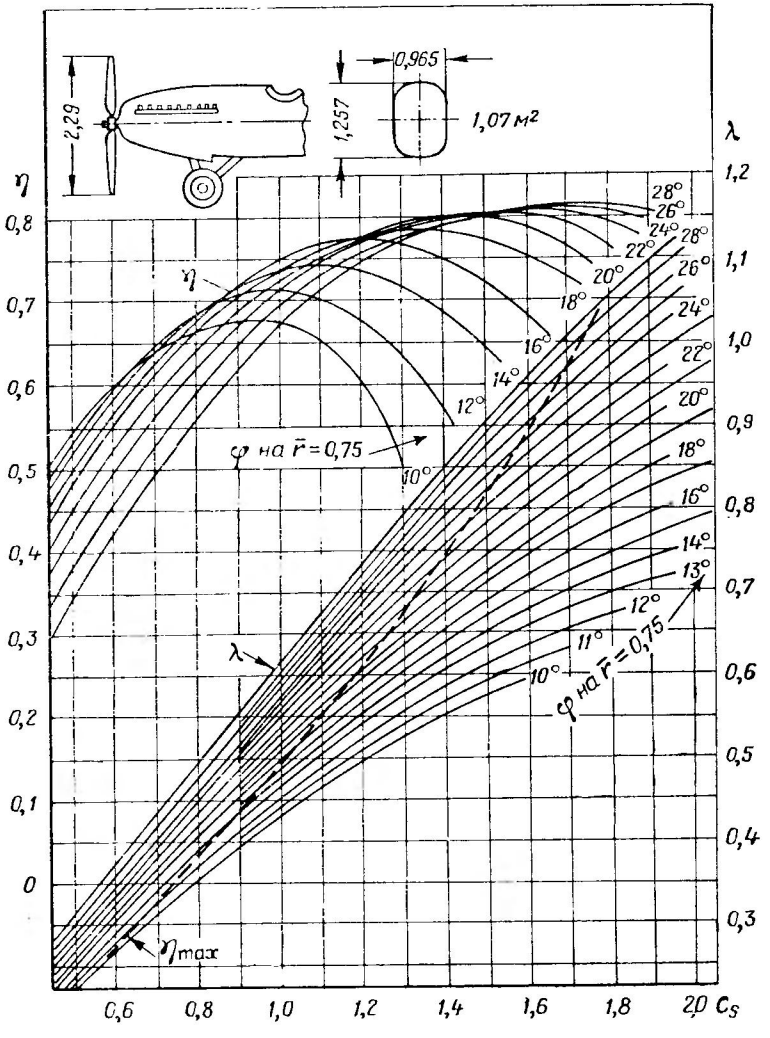
$$C_s=V_0\sqrt[5]{6\frac{\Delta}{Nn^2}}. \tag{5.34}$$

Как видим, из этого выражения выпал диаметр винта.

Для применения этого коэффициента пользуются диаграммой, изображенной на фиг. 5.18. По оси абсцисс откладывается величина $C_s=\frac{\lambda}{\sqrt[5]{\bar{\beta}}}$, найденная из опытов с моделью винта, а по оси ординат откладываются значения к. п. д. η и λ для различных углов установки лопастей $\varphi_{3/4}$ на характерном радиусе $r=3/4$ (в старых опытах брали обычно такой радиус). На диаграмме проводят обычно кривую, огибающую кривые к. п. д. η. На кривых λ отмечают и соединяют пунктирной кривой точки, где получается для каждого φ максимальное значение η.

Описанные кривые позволяют очень быстро подбирать винты для самолета или вертолета, исходя из обычного задания, т. е. из величин N, n, высоты полета H и соответствующего ей значения Δ и скорости полета V_0.

Действительно, все эти величины входят в выражение C_s, и он характеризует все задание одной цифрой.



Фиг. 5.18. Характеристика работы семейства винтов, построенная по коэффициенту быстроходности.
Винт был испытан в присутствии фюзеляжа.

Зная C_s, находим по диаграмме, пользуясь огибающей, наибольшую величину η и соответствующий угол установки лопастей $\varphi_{0.7}$. По этому углу выбираем кривую $\lambda=f(C_s)$ и находим по C_s величину λ, при которой винт работает в выбранных условиях. Все это делается по диаграмме буквально в несколько секунд.

Далее находим диаметр винта исходя из выражения

$$\lambda=\frac{V_0}{Dn_s},$$

тогда

$$D=\frac{V_0}{\lambda n_s} \tag{5.35}$$

и находим тягу выбранного винта по известной формуле

$$T=\eta\frac{75N}{V_0}. \tag{5.36}$$

Единственным неудобством является необходимость извлекать корень пятой степени.

Заметим, что у С. К. Джевецкого фигурирует всюду выражение $V_0^5\frac{\Delta}{Nn^2}$, более удобное для вычислений. Однако в настоящее время принято пользоваться приведенным нами значением C_s.

Глава 6

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАКОНОВ ПОДОБИЯ ВИНТОВ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

§ 6.1. ПОЛУЧЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ФОРМУЛАХ ПОДОБИЯ

Для практического использования формул подобия необходимо иметь величину аэродинамических коэффициентов, входящих в эти формулы. Эти коэффициенты получают или экспериментальным путем или теоретическим. Последний способ мы рассмотрим далее, а теперь перейдем к рассмотрению экспериментальных методов. Чаще всего опыты ведут путем испытания уменьшенных моделей винтов, что весьма упрощает и удешевляет исследования. При соблюдении условия, налагаемого критериями подобия, получаются достаточно точные результаты.

В опытах с помощью тех или иных аэродинамических весов измеряют получающиеся у моделей тягу T_1, крутящий момент $M_{к1}$, угловую скорость вращения ω_1, плотность воздуха ρ_1 и скорость набегающего на винт потока V_{01}. Индекс «1» отмечает, что взятые величины относятся к модели. Тогда, зная по обмеру модели ее радиус $R_1 = \frac{D_1}{2}$, мы можем вычислить по формулам подобия, т. е. по формулам (5.6), (5.7) и (5.1), величины

$$C_T = \frac{T_1}{\frac{\pi}{2}\rho_1 R_1^4 \omega_1^2}; \tag{6.1}$$

$$m_к = \frac{M_{к1}}{\frac{\pi}{2}\rho_1 R_1^5 \omega_1^2}; \tag{6.2}$$

$$\overline{V}_0 = \frac{V_{01}}{R_1 \omega_1}. \tag{6.3}$$

Изменяя скорость V_{01}, мы можем получить ряд значений C_T и $m_к$, соответствующих полученной величине $\overline{V}_0$. По этим данным можно построить винтовые диаграммы, которые были рассмотрены в гл. 5.

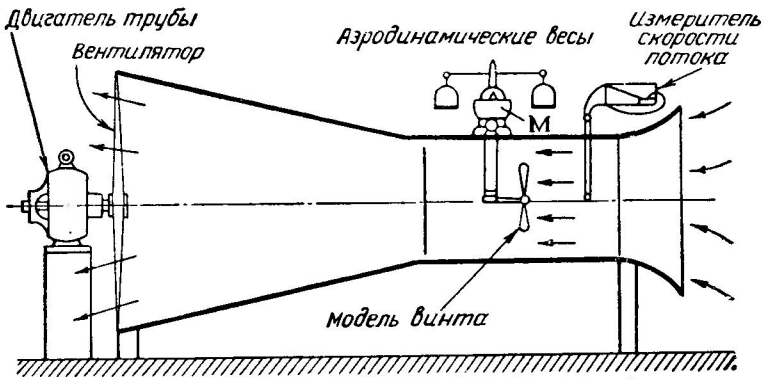
Совершенно аналогично изучают и модели несущих винтов вертолетов, но только у последних приходится изучить все шесть компонентов аэродинамической силы и момента в зависимости от двух характеристик режима: конструктивного угла атаки $\alpha_к$ и относительной скорости $\bar{V}_0$.

При этом как в первом, так и во втором случае обычно изменяют угол установки лопасти φ_7. Обилие изучаемых величин делает опыты с винтами делом громоздким и трудоемким. Но все же гораздо проще и дешевле испытать ряд моделей винтов, чем получить плохую работу несущего винта у уже построенной дорогой машины.

Сначала рассмотрим более простые опыты по изучению винтов при осевом их движении. Для этого применяются различные методы и в первую очередь аэродинамические трубы. Рассмотрим эти методы.

Аэродинамические трубы

Первые испытания винтов в аэродинамических трубах начали вестись в нашей стране в 1906 г. в Кучинском аэродинамическом институте под руководством проф. Н. Е. Жуковского.



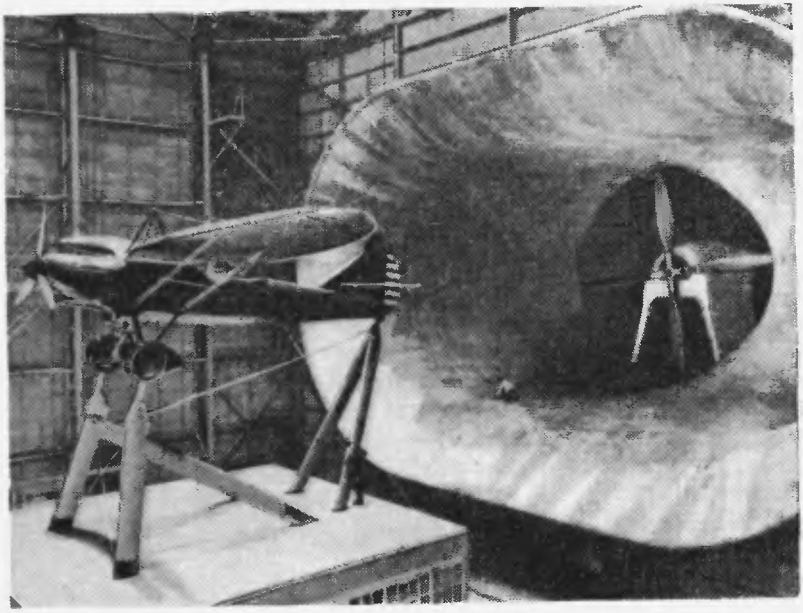
Фиг. 6.1. Схема опыта с моделью винта в малой аэродинамической трубе.

На фиг. 6.1 изображена схема опыта по испытанию модели винта в малой аэродинамической трубе. Здесь измеряются тяга T, крутящий момент $M_к$, угловая скорость вращения винта ω и с помощью трубки Пито и манометра находится скорость набегающего потока V_0.

В настоящее время для соблюдения критериев подобия опыты ведутся обычно в трубах достаточно больших диаметров, порядка 2,5÷4 *м*, и скорость в них доводится до 100÷150 *м/сек*.

Для разработки рекомендуемых конструкторами типов винтов окончательные опыты в настоящее время производятся в больших,

так называемых натурных трубах, где можно испытывать винты с натурными или близкими к натуре размерами (фиг. 6.2). Трубы эти имеют очень большие размеры и требуют для своей работы мощность, измеряемую несколькими десятками тысяч лошадиных сил. В таких трубах можно изучать не только работу изолированного винта, но и винта, работающего в присутствии фюзе-



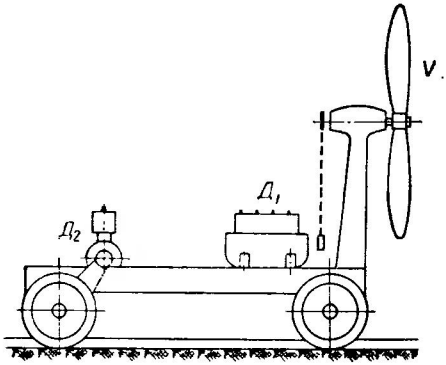
Фиг. 6.2. Схема опыта с винтом в натуру в большой аэродинамической трубе.

ляжа, и даже целого самолета. В натурных трубах можно с удобством производить опыты с большими моделями несущих винтов вертолетов.

Трудными и дорогими, но дающими хорошие результаты, являются опыты, проводимые в трубах переменной плотности. Для соблюдения подобия по числу R нужно соблюсти условие (5.17), которое, как учит аэродинамика, приводится к правилу: испытывая модель в $\frac{1}{n}$-ную натуры, нужно вести опыты при давлении, в n раз большем натуры. Для этих опытов требуется очень сложная измерительная аппаратура и очень точное изготовление моделей.

Аэродинамические тележки

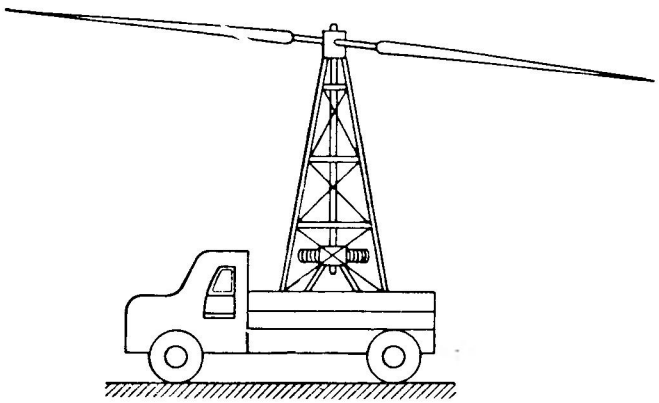
Впервые аэродинамическая тележка для испытания моделей гребных винтов была применена контр-адмиралом А. Ф. Можайским, строителем первого в мире поднявшегося в воздух самолета. Описание опытов, произведенных с ней, сохранилось лишь в напечатанных журналах заседания воздухоплавательного отдела Русского Технического Общества за 1883 г. Чертежей этой тележки обнаружить пока не удалось.



Фиг. 6.3. Схема опытов с гребным винтом на аэродинамической тележке.

На фиг. 6.3 представлена схематически тележка, применявшаяся в разных странах в период с 1910 по 1930 гг. На ней установлено два двигателя: один приводит тележку в движение, другой вращает испытуемый винт. Комбинируя работу этих двигателей, можно получить различные режимы работы винта, включая режимы торможения и ветряной мельницы.

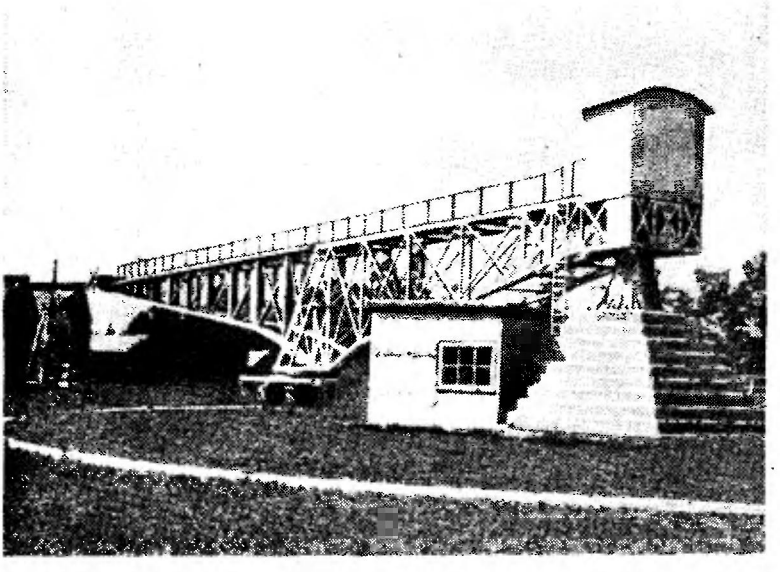
В последние годы ряд исследователей стал применять тележки для исследования косой обдувки несущих винтов вертолетов. Схе-



Фиг. 6.4. Испытание несущего винта на аэродинамической тележке.

ма таких простейших тележек приведена на фиг. 6.4. На грузовике устанавливается двигатель, приводящий во вращение несущий винт, снабженный динамометрической втулкой или установ-

ленный на аэродинамических весах. Несущий винт может устанавливаться под различными углами атаки и при движении грузовика получается косая обдувка несущей системы. Недостатком этих опытов является неизбежное влияние близости земли и невозможность получить большие скорости движения. Кроме того, на опыты здесь влияет ветер.



Фиг. 6.5. Испытание винтов в натуру на большой ротативной машине.

Ротативные машины являются по сути дела аэродинамическими тележками, у которых поступательное движение заменено вращательным. Одна из больших винтовых ротативных машин изображена на фиг. 6.5. На таких машинах можно испытывать гребные винты и несущие винты больших размеров. На них можно изучать косую обдувку несущих винтов.

В последние годы ряд изобретателей применял ротативные машины для изучения переходных режимов у вертолетов типа конвертопланов, т. е. таких, у которых лопасти могут или убираться внутрь фюзеляжа, или обращаются в самолетные крылья. Разновидностью испытаний на ротативной машине являются испытания летающих моделей вертолетов «на корде», т. е. на привязи; как это делается при испытаниях летающих моделей самолетов.

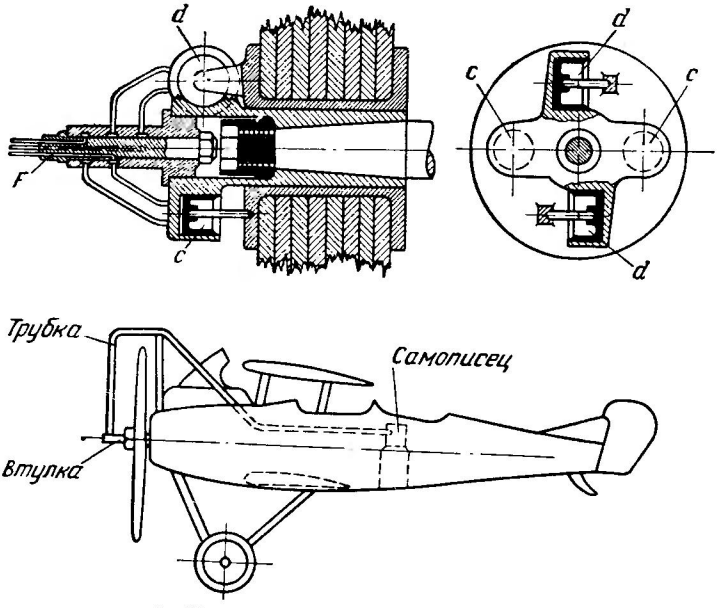
Опыты на ротативных машинах осложнены наличием больших центробежных сил и наличием так называемой «спутной струи»,

т. е. вращением окружающего воздуха, вызванным самой ротативной машиной. Поэтому такие опыты дают лишь качественные результаты.

Изучение винтов в полете

Хорошие результаты удавалось получить при испытаниях винтов на самолете с помощью динамометрических втулок, измеряющих тягу и крутящий момент.

На фиг. 6.6 представлена установка на самолете гидравлической измерительной втулки. По обводным трубкам давление масла



Фиг. 6.6. Испытание винтов в полете с помощью гидравлической динамометрической втулки.

c—цилиндр; *d*—поршни; *F*—сальник.

передается из втулки к манометрам, расположенным внутри фюзеляжа.

Еще более совершенным методом является применение специальной летающей лаборатории. Для этой цели применяется многомоторный самолет (фиг. 6.7), у которого фюзеляж удлинен и на конце его установлен на аэродинамических весах двигатель с винтом. В сущности этот метод является применением самолета в качестве аэродинамической тележки.

Метод летных испытаний часто применяется и для изучения несущих винтов. При обычном полете сила тяги несущего винта T

очень близка к весу машины G и, следовательно, коэффициент тяги можно вычислить сразу по формуле

$$C_T = \frac{G}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2}. \qquad (6.4)$$

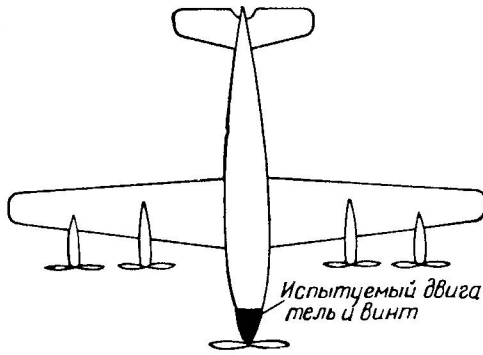
Для получения коэффициента крутящего момента (он же является коэффициентом мощности) нужно иметь тарировку двигателя и экспериментальное значение величины ζ, позволяющей найти мощность на валу несущего винта по формуле

$$N = \zeta N_м,$$

где $N_м$—мощность двигателя.

Тогда

$$m_к = \frac{75N}{\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3}. \qquad (6.5)$$



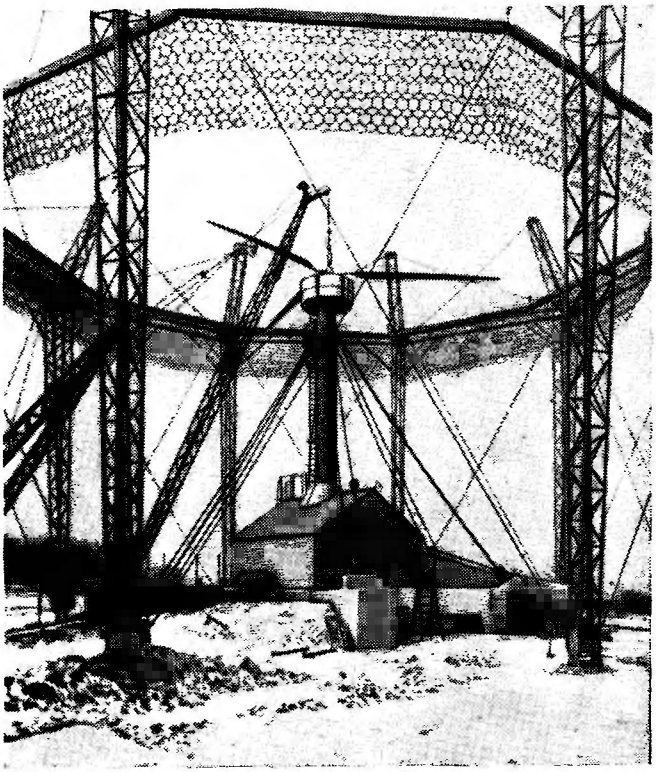
Фиг. 6.7. Летающая лаборатория для испытания винтов и двигателей в полете.

В настоящее время при изучении вертолетов широко пользуются современными методами тензометрии и одновременно с изучением аэродинамики исследуют напряжения и вибрации в частях вертолета.

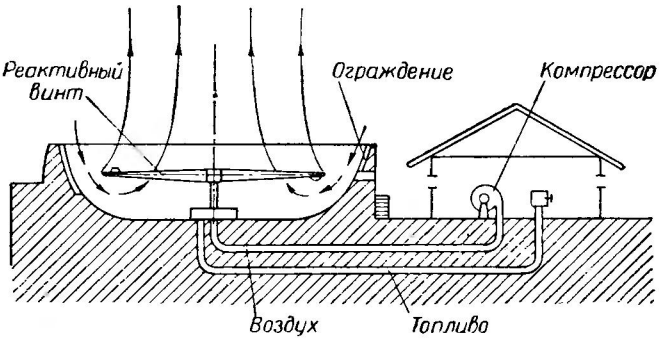
Стенды для испытания несущих винтов на режиме висения

В аэродинамических лабораториях применяются самые различные стенды для изучения работы винтов на месте. Они имеют или горизонтальную ось несущего винта, или вертикальную.

Особый интерес представляют большие вертикальные стенды, служащие для изучения несущих винтов в натуру. Их часто называют вертолетными испытательными башнями (фиг. 6.8). Делаются они в виде башен для удаления несущего винта от поверхности земли, иначе тяга несущего винта возрастает из-за наличия так называемой «воздушной подушки». Башни снабжаются мощными двигателями; на них можно испытывать несущие винты не только в нормальных условиях, но даже в условиях перегрузки. Это позволяет изучать на них не только аэродинамику несущего винта, но и его прочность и склонность к вибрациям. На башнях можно отрабатывать, например, конструкцию автомат-перекоса и т. д. На них можно испытывать несущие винты на усталостные явления. Так как при этом несущий винт может раз-



Фиг. 6.8. Башня для исследования несущих винтов в натуральную величину.



Фиг. 6.9. Схема стенда для исследования реактивных винтов в натуральную величину.

рушиться, то приходится во избежание несчастных случаев окружать такие башни предохранительными массивными сетками, как показано на фиг. 6.8.

Для изучения реактивных винтов, у которых выгодно увеличение окружной скорости, эти стенды приходится делать более низкими и окружать прочными бетонными стенками (фиг. 6.9), иначе оторвавшаяся лопасть, имеющая скорость на конце порядка 250÷300 *м/сек*, т. е. скорость гаубичного снаряда, может далеко улететь и причинить большие разрушения.

Таким образом, из этого краткого описания видно, как многообразны экспериментальные методы, применявшиеся при разработке вертолетов и винтов.

§ 6.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ АВИАДВИГАТЕЛЕЙ. УЧЕТ СКОРОСТНОГО НАДДУВА

Для аэродинамического расчета любых летательных аппаратов необходимо иметь точные данные о мощности двигателя на разных высотах, а иногда и при различных числах оборотов. Подробно такие, так называемые внешние характеристики, рассматриваются в книгах, посвященных теории авиадвигателей. Мы здесь дадим лишь самые основные сведения по этому вопросу.

Полная внешняя характеристика двигателя представляет собой графическое изображение зависимости мощности на валу двигателя от высоты полета H и числа оборотов n при постоянном и полном открытии дросселя, т. е. зависимость типа

$$N=f(H,\ n). \tag{6.6}$$

Для невысотного двигателя эта характеристика имеет примерно вид, представленный на фиг. 6.10. При некоторых оборотах n_{max} на каждой высоте (например, при $H=0$) получается максимальная мощность N_{max}. Однако номинальные обороты двигателя $n_{ном}$ берутся несколько меньше и им соответствует номинальная мощность двигателя $N_{ном}$.

Очень часто на такие диаграммы наносят еще дроссельную характеристику, изображенную пунктиром на фиг. 6.10. Она соответствует работе двигателя при переменном открытии дросселя на мулинетку или гидравлический тормоз, причем зависимость мощности от числа оборотов получается кубическая, т. е.

$$N_{дросс}=kn^3. \tag{6.7}$$

Эту кривую можно построить, не производя опыта с двигателем, но делают такие опыты не для определения мощности, а для определения расхода топлива на 1 *л. с.-час* при дросселировании так называемого удельного расхода топлива C_e *кг/л. с.-час*.

Удельный расход топлива представляют в виде диаграммы $C_e=f_C\ (H,\ n)$, приведенной на фиг. 6.11. На этой диаграмме

нанесена пунктиром кривая удельного расхода топлива и при дроссельном режиме.

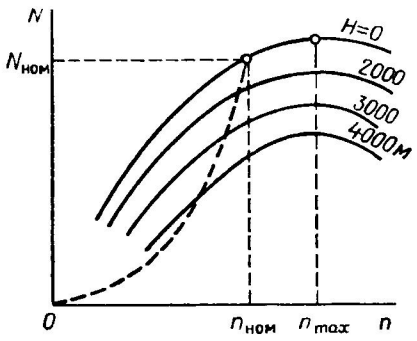
Помимо топлива, двигатель расходует еще масло, примерно от 0,015 до 0,030 *кг/л. с.-час.* Для расчета летательных аппаратов важен общий расход топлива и масла, т. е. величина

$$C_г = C_e + C_м.$$

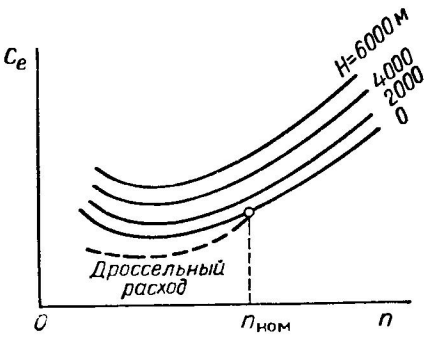
Тогда расход топлива при полете в течение t час. будет равен

$$G_г = C_г N_м t \ кг, \qquad (6.8)$$

где $N_м$ — развиваемая двигателем мощность. У современных двигателей величина $C_г$ колеблется обычно от 0,22 до 0,30 *кг/л. с. час.*



Фиг. 6.10. Характеристика невысотного авиадвигателя $N=f(H, n)$. Пунктирная кривая — дроссельная мощность.



Фиг. 6.11. Кривые удельного расхода топлива. Пунктир — удельный расход при дросселировании.

В настоящее время как гребные винты самолетов, так и несущие винты вертолетов имеют изменяемый в полете шаг и нормально их полет происходит при постоянном числе оборотов. Кроме того, современные двигатели, как правило, имеют нагнетатели, т. е. являются высотными.

Поэтому теперь вместо диаграммы типа приведенной на фиг. 6.11 чаще пользуются диаграммами мощности по высоте при постоянном, обычно номинальном, числе оборотов (фиг. 6.12).

Здесь дана характеристика двигателя с двухскоростным нагнетателем, поэтому она и имеет два зубца, т. е. две «расчетных высоты». Номинальная мощность у земли у высотных двигателей меньше, чем на расчетной высоте. Однако в течение нескольких минут (обычно 5 мин.) двигатель можно «форсировать» и получить значительно бо́льшую, так называемую взлетную, мощность $N_{взл.}$

Для отрыва вертолета от земли и для набора высоты широко пользуются взлетной мощностью, и двигатель тогда работает в те-

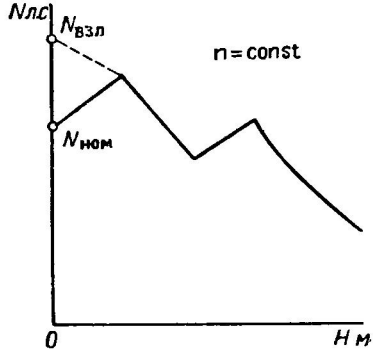
чение разрешенного времени по изображенной пунктиром характеристике.

Часто дают подобные кривые и для разных чисел оборотов. На фиг. 6.13 приведены примерные характеристики обычного высотного двигателя с односкоростным нагнетателем.

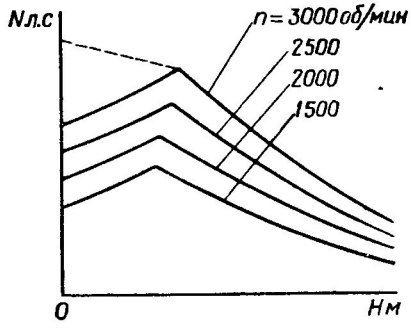
Иногда характеризуют падение мощности двигателей на высоте с помощью коэффициента A и пишут

$$N_H = N_0 A, \tag{6.9}$$

где N_0 — номинальная мощность у земли; N_H — мощность на высоте. Раньше, когда двигатели были невысотными, зависимость



Фиг. 6.12. Характеристика высотного авиадвигателя с двухскоростным нагнетателем.



Фиг. 6.13. Примерные характеристики высотного авиадвигателя с односкоростным нагнетателем.

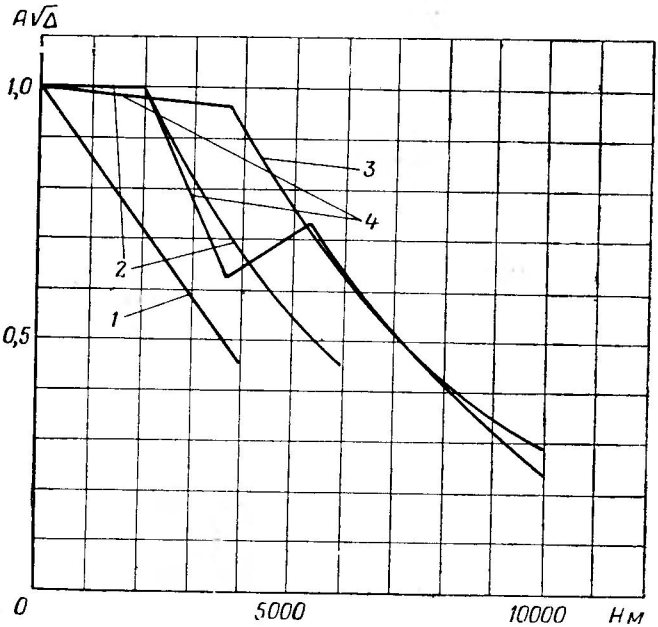
$A=f(H)$ получалась у них почти одинаковой для всех мощностей и типов двигателей. Эту величину мы дали в Приложении 4, в таблице международной стандартной атмосферы (МСА), в виде отдельной графы.

Однако в настоящее время имеется очень много различных типов высотных двигателей и такой простой и универсальной зависимости у них не получается.

При аэродинамическом расчете вертолетов и самолетов величина A встречается в формулах обычно в комбинации с относительной плотностью воздуха $\Delta = \frac{\rho}{\rho_0}$, а именно в виде $A\sqrt{\Delta}$. На фиг. 6.14 построены такие кривые для различных двигателей. Как видим, получается весьма различное протекание таких кривых для разных систем нагнетателей. Поэтому в последнее время как при расчете вертолетов, так и самолетов предпочитают пользоваться непосредственно характеристиками двигателей и величиной A пользуются редко.

Заметим еще, что при расчете реактивных винтов нужно знать тягу P, развиваемую их двигателями, устанавливаемыми обычно на

концах лопастей на радиусе R_p. Эта тяга изменяется у прямоточных двигателей так, как показано на фиг. 6.15 кривой *1*; тяга на месте у них равна нулю и такой двигатель не может раскрутить несущий винт, поэтому требуются специальные пусковые двигатели. Пульсирующие двигатели (кривая *2*) могут сами раскрутить несущий винт. Жидкостно-реактивные двигатели (кривая *3*) дают



Фиг. 6.14. Величина $A\sqrt{\Delta}$ для типичных двигателей, отнесенная к номинальной земной мощности.

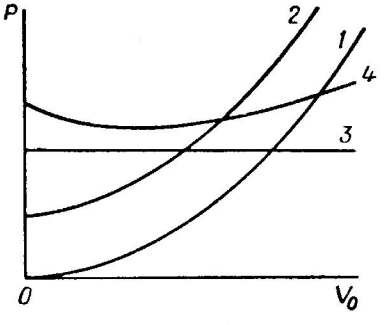
1—невысотный двигатель с $N_{ном}$=120 *л. с.*; *2*—двигатель с высотностью 2000 *м* и $N_{ном}$= =750 *л. с.*; *3*—двигатель с высотностью~4000 *м* и $N_{ном}$=850 *л. с.*; *4*—высотный двигатель с двухскоростным нагнетателем, с $N_{ном}$=1500 *л. с.*

практически постоянную тягу, несколько увеличивающуюся с высотой. Наконец, двигатели турбокомпрессорного типа или с вынесенными в фюзеляж вспомогательным двигателем и компрессором дают характеристику в виде кривой *4*. Для расчета вертолета необходимо иметь эти характеристики, полученные или путем экспериментов или на основе подробного термодинамического расчета таких двигателей. Этот вопрос подробно изучается в курсах реактивных двигателей.

Мощность, развиваемая каждым таким двигателем, будет, очевидно, равна

$$N = \frac{PU_p}{75} = \frac{PR_p\omega}{75}. \qquad (6.10)$$

При окружной скорости, например, $U_p = R_p\omega = 225$ *м/сек*, получим $N = 3P$, т. е. каждый килограмм тяги дает мощность в 3 *л. с.* Для получения большей мощности выгодно брать у реактивных винтов большие окружные скорости, но с точки зрения аэродинамической это невыгодно, так как при этом уменьшается число килограммов, поднимаемых на 1 *л. с.* у вертолетов (см. § 6.3).



Фиг. 6.15. Протекание характеристик реактивных двигателей разных типов в зависимости от V_0.
1—прямоточный, *2*—пульсирующий, *3*—жидкостно-реактивный, *4*—турбокомпрессорный реактивный.

Заметим еще, что расход топлива на 1 *кг* тяги в час у таких двигателей очень высок, порядка от 1,5 до 2 *кг/кг тяги час* и более; у турбокомпрессорных он доходит до 1 *кг/кг тяги час*. Если же относить расход к мощности, то он оказывается близким у двигателей с компрессорами к расходу у обычных поршневых двигателей. В предыдущем примере каждый килограмм тяги дает 3 *л. с.* Следовательно, при расходе топлива, равном 1 *кг/кг тяги час*, удельный расход на 1 *л. с.* будет равен 0,33 *кг/л. с. час*. Такой малый расход получается у воздушно-реактивных двигателей с компрессором. У прямоточных и пульсирующих двигателей этот расход примерно в 2,5÷4 раза больше.

Преимуществом применения реактивных двигателей на вертолетах является значительное уменьшение веса моторной группы, отсутствие тяжелой, вызывающей потери трансмиссии и отсутствие реактивного момента на несущем винте.

Учет скоростного наддува

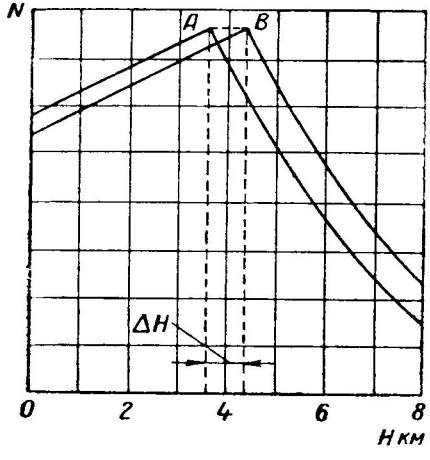
У вертолетов, имеющих скорости полета более 200 *км/час*, можно несколько улучшить работу авиадвигателя, использовав скоростной напор набегающего со скоростью V_0 встречного потока воздуха. Этот вопрос подробно рассматривается в теории авиадвигателей и мы здесь рассмотрим простейший способ этого учета, разработанный проф. В. И. Поликовским.

Пусть высотный двигатель имеет характеристику, приведенную на фиг. 6.16. Границе высотности, где давление воздуха равно $p_{г.в.}$ соответствует на диаграмме точка A. Нагнетатель двигателя увеличивает это давление до допустимого для данного двигателя давления $p_к$ перед карбюратором. Величина предварительного сжатия

воздуха компрессором на границе высотности может быть оценена величиной

$$k=\frac{p_к}{p_{г.в}}. \qquad (6.11)$$

При правильном устройстве всасывающего патрубка, при полете с горизонтальной скоростью V_0 в нем, на переднем конце, возникает, как в трубке Пито, повышенное давление. Это повышение можно вычислить по известной формуле аэродинамики:



Фиг. 6.16. Учет скоростного наддува у поршневого двигателя.

$$\Delta p=\frac{\rho V_0^2}{2}(1+\varepsilon)\xi, \qquad (6.12)$$

где Δp — повышение давления в $кг/м^2$;

ε — поправка на сжимаемость воздуха, которая равна

$$\varepsilon=\frac{M^2}{4}+\frac{M^4}{40}+\ldots \qquad (6.13)$$

Величина ξ оценивает потери в патрубке из-за наличия в нем некоторой скорости воздуха и срыва потока. При хорошем патрубке потери малы и величина ξ имеет порядок 0,75÷0,85.

При наличии скоростного напора давление повысится на величину Δp и на новой границе высотности давление будет равно уже другой величине $p'_{г.в}$. Двигатель не должен при этом перегружаться, и величина $p_к$ должна оставаться прежней. Компрессор должен попрежнему повышать давление в отношении k. Следовательно, при скоростном наддуве будет иметь место соотношение

$$k=\frac{p_к}{p'_{г.в}+\Delta p}. \qquad (6.14)$$

Сравнивая формулы (6.11) и (6.14), приходим к выводу, что

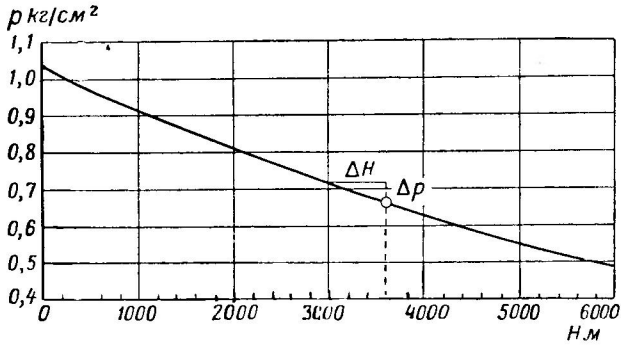
$$p'_{г.в}+\Delta p=p_{г.в},$$

и тогда новая граница высотности определится из давления

$$p'_{г.в}=p_{г.в}-\Delta p. \qquad (6.15)$$

Зная величину Δp и пользуясь кривой $p=f(H)$ по стандартной атмосфере (см. Приложение 4), можем найти по графику, приведенному на фиг. 6.17, соответствующую величину ΔH, т. е. доба-

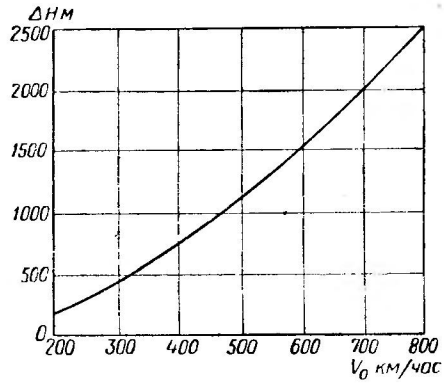
вок к высотности двигателя, полученный за счет скоростного напора. При этом в первом приближении давление p_k остается неиз-



Фиг. 6.17. Зависимость p от H по стандартной атмосфере.

менным и, следовательно, мощность остается неизменной. Отсюда видно, что точку A (см. фиг. 6.16) можно передвинуть на диаграмме горизонтально вправо, в положение B, причем отрезок $\overline{AB}=\Delta H$, а мощность оставить неизменной. Другими словами, можно всю прежнюю кривую просто сдвинуть вправо на величину ΔH, как показано на фиг. 6.16.

Можно заранее построить по этому способу график, дающий добавочную высотность двигателя в зависимости от скорости полета V_0 *км/час* (фиг. 6.18). Для скорости $V_0=$ $=250$ *км/час* выигрыш высотности невелик и равен приблизительно 300 *м*, но при скорости 400 *км/час* он достигает уже величины около 700 *м*.



Фиг. 6.18. Увеличение высотности двигателя ΔH за счет скоростного наддува в зависимости от V_0.

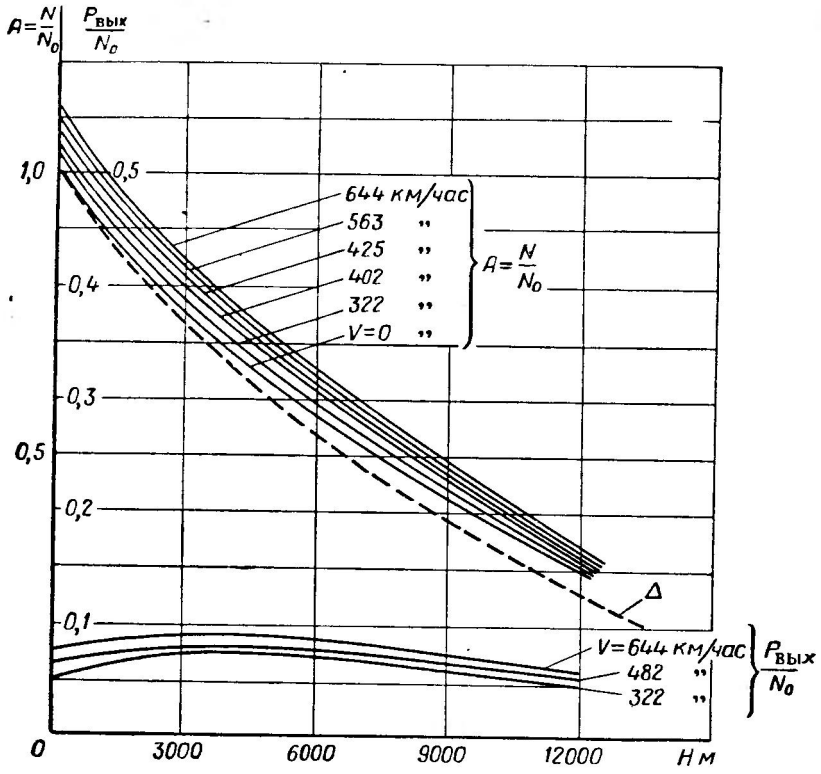
Добавок мощности, как видно из фиг. 6.16, получается на больших высотах, порядка 5000÷8000 *м*, весьма заметный и им нельзя пренебрегать.

Газовые турбины

В последнее время на вертолеты начали ставить газовые турбины (турбовинтовые двигатели), так как их удельный вес равен лишь 0,25÷0,4 *кг/л. с.*, тогда как у поршневых двигателей он равен

примерно 0,6÷0,9 *кг/л. с.* (в установке). У таких двигателей имеется первичный редуктор, доводящий число оборотов вала до 1000÷1200 об/мин. Его вес входит в вес турбины.

Внешняя характеристика турбины отличается от внешней характеристики поршневого двигателя тем, что мощность на валу



Фиг. 6.19. Характеристика газотурбинного авиационного двигателя в 2000 *л. с.*

Дано отношение мощности $N=f(H, V_0)$ к мощности N_0 при $H=0$ и $V_0=0$. Дополнительная тяга P дана в отношении к N_0.

падает медленнее, чем падает плотность воздуха Δ, тогда как у поршневых двигателей она падает быстрее, чем Δ в стандартной атмосфере.

Кроме того, турбина развивает добавочную тягу за счет реакции от выхлопных газов.

Характеристики таких турбин весьма различны и мы приводим здесь примерную характеристику турбины с номинальной мощностью $N=2000$ *л. с.* и реактивной тягой на месте, равной 200 *кг* (фиг. 6.19). На диаграмме дана не мощность в *л. с.*, а отноше-

ние $\frac{N}{N_0}$, где N_0— номинальная мощность, получающаяся при $V_0=0$ и $H=0$. Реактивная тяга отнесена к номинальной мощности, т. е. дана величина $\frac{P}{N_0}$.

§ 6.3. ЧИСЛО КИЛОГРАММОВ ТЯГИ, РАЗВИВАЕМОЙ ВИНТОМ, НА 1 *л. с.* ПРИ РАБОТЕ НА МЕСТЕ

Полученные в гл. 5 формулы позволяют сделать ряд ценных выводов о свойствах вертолетов и производить с их помощью различные аэродинамические расчеты.

В частности, легко найти величину тяги, развиваемой на 1 *л. с.* мощности, получаемой винтом. Введем для этой весьма важной величины обозначение:

$$q=\frac{T}{N}\ кг/л.\ с. \tag{6.16}$$

Иногда эту величину называют удельной тягой. Ее легко выразить через коэффициенты C_T и $m_к$, так как, пользуясь законом подобия, мы можем написать

$$q=\frac{T}{N}=\frac{C_T\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2}{\frac{1}{75}m_к\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3}=\frac{75C_T}{m_к}\frac{1}{R\omega}. \tag{6.17}$$

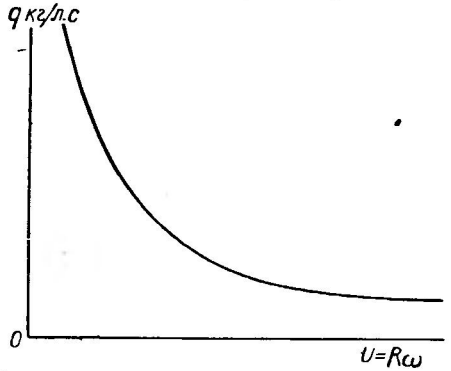
Формула эта показывает, что для винта заданной формы и с известными из опытов величинами C_T и $m_к$ число килограммов на 1 *л. с.* будет при работе на месте обратно пропорционально окружной скорости конца лопасти, т. е.

$$q=\frac{75C_T}{m_к}\frac{1}{R\omega}=\frac{\text{const}}{R\omega}=\frac{\text{const}}{U}. \tag{6.18}$$

Следовательно, вращая любой винт достаточно медленно, мы сможем поднять на 1 *л. с.* любое число килограммов веса. При этом и тяга T и мощность N очень малы. Этим объясняется, почему в прошлом у многих изобретателей получалась очень большая удельная тяга: они испытывали свои модели на малых окружных скоростях и получали, как, например, акад. А. М. Рыкачев в 1877 г., до 80 *кг/л. с.*, а позднее, в 1893 г., наш знаменитый металлург Д. К. Чернов, изучая модели винтов, получил тягу даже в 100 *кг/л. с.* Это весьма обнадеживало изобретателей. Однако при переходе к реальному аппарату приходится для получения компактной и легкой машины брать значительно бо́льшие окружные скорости, достигающие в настоящее время порядка 150÷200 *м/сек.* В этих условиях удельная тяга падает до 4÷6 *кг/л. с.* У самолет-

ных гребных винтов $U \approx 320$ *м/сек* и при работе на месте они развивают всего $1 \div 2$ *кг/л. с.*

На фиг. (6.20) изображена графически зависимость q от U по формуле (6.18); получается гипербола.



Фиг. 6.20. Число *кг* тяги на 1 *л. с.* q в зависимости от $U=R\omega$.

При расчете вертолетов часто относят тягу T не к мощности на валу несущего винта, а к мощности на валу двигателя $N_м$. Тогда, очевидно, получим

$$q_м = \frac{T}{N_м} = \frac{T}{\frac{1}{\zeta} N} = \zeta q, \quad (6.16')$$

где ζ — коэффициент использования энергии в схеме (см. § 4.7).

§ 6.4. ФОРМУЛА Н. Е. ЖУКОВСКОГО СО СТЕПЕНЬЮ 2/3

Очень большое значение для расчета вертолетов имеет выведенная теоретически Н. Е. Жуковским в 1907 г. формула, связывающая тягу с мощностью и диаметром винта.

Ранее, в 1903 г., как указывает сам Н. Е. Жуковский, аналогичную зависимость получил из опытов, но без теоретического обоснования Ш. Ренар.

В литературе эту формулу часто вопреки исторической правде называют формулой австрийского профессора Г. Велльнера, предложенной им в 1910 г., тогда как она должна называться формулой Н. Е. Жуковского, так как Велльнер дал в ней лишь коэффициент a, полученный им из опыта.

Вывод этой важной формулы таков. Написав выражения для тяги и мощности по закону подобия, возводим первое уравнение в куб, а второе в квадрат, и получаем:

$$T^3 = C_T^3 \frac{\pi^3}{2^3} \rho^3 R^{12} \omega^6;$$

$$L^2 = m_к^2 \frac{\pi^2}{2^2} \rho^2 R^{10} \omega^6.$$

Деля эти выражения друг на друга, получаем

$$\frac{T^3}{L^2} = \frac{C_T^3}{m_к^2} \frac{\pi}{2} \rho R^2$$

или

$$T = \left(\frac{C_T^{\frac{3}{2}}}{m_к} \sqrt{\frac{\pi}{2} \rho LR} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (6.19)$$

Вводя в эту формулу мощность N в *л. с.*, т. е. $L=75N$, диаметр $D=2R$ и плотность воздуха по формуле $\rho=\frac{\Delta}{8}$, получим

$$T=\left(\frac{\sqrt[3]{C_T^2}}{m_к}\frac{75}{8}\sqrt{\pi}\sqrt{\Delta}DN\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (6.20)$$

Введем обозначение

$$a=\frac{\sqrt[3]{C_T^2}}{m_к}\frac{75}{8}\sqrt{\pi}=16{,}63\frac{\sqrt[3]{C_T^2}}{m_к}. \qquad (6.21)$$

Эта величина для винта данного типа, работающего на месте, постоянна: ее мы будем называть коэффициентом тяги в формуле со степенью $^2/_3$ (называют ее также коэффициентом Велльнера, коэффициентом совершенства винта и т. д.).

С помощью этой величины, получаемой или путем опытов или расчетом, можно предыдущую формулу переписать в таком более удобном для пользования виде:

$$T=(a\sqrt{\Delta}DN)^{\frac{2}{3}}. \qquad (6.22)$$

Величина a у хороших несущих винтов достигает значения 24; у менее совершенных она равна в среднем 20.

У вертолетов не вся мощность двигателя $N_м$ доходит до несущего винта, так как значительная ее часть тратится на охлаждение двигателя, на потери в трансмиссиях, на рулевой винт и т. д. В конце-концов до несущего винта доходит лишь часть этой мощности, а именно:

$$N=\frac{\zeta}{z}N_м, \qquad (4.8)$$

где ζ — коэффициент использования мощности схемой, а z — число несущих винтов, приходящееся на один двигатель (см. § 4.7).

Если подставить в предыдущую формулу Н. Е. Жуковского эту мощность, то общая тяга zT будет равна

$$zT=z\left(a\sqrt{\Delta}DN_м\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{2}{3}}=z\left(\frac{\sqrt[3]{C_T^2}}{m_к}\frac{75}{8}\sqrt{\pi}\sqrt{\Delta}DN_м\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (6.23)$$

Введя для данной схемы величину

$$a_м=\zeta\frac{\sqrt[3]{C_T^2}}{m_к}\frac{75}{8}\sqrt{\pi}=\zeta a, \qquad (6.24)$$

мы сможем написать формулу (6.23) в таком виде:

$$zT = z\left(a_м \sqrt{\Delta} D \frac{N_м}{z}\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (6.25)$$

В таком виде формулой удобно пользоваться для различных практических расчетов и для обработки статистики вертолетов. Обычно величина $a_м$ имеет следующее среднее значение:

для одновинтовых $a_м = 15 \div 18$;

для многовинтовых $a_м = 18 \div 21$;

для соосных, считая $z=2$, $a_м = 15 \div 17$.

Формула (6.22) показывает, что тяга возрастает не пропорционально мощности двигателя, а медленнее,— по степени $^2/_3$.

Выведенная формула находит очень широкое применение для решения самых различных задач. Например, если задан вес машины $G=Tz$, то, решая эту формулу относительно $N_м$, получим необходимую мощность двигателя:

$$N_м = \frac{G^{\frac{3}{2}}}{a_м D \sqrt{z\Delta}} \qquad (6.26)$$

Напомним еще раз, что все выводы относятся к режиму «висения» вертолета.

В приведенном здесь выводе величина $a = \frac{75}{8}\sqrt{\pi}\frac{C_T^{\frac{3}{2}}}{m_к}$ вычислялась с помощью коэффициентов C_T и $m_к$, полученных из опытов. Поэтому осталось неясным, каково возможное ее предельное значение. Этот вопрос будет подробно рассмотрен в гл. 7 (в § 7.4), где мы разберем его с точки зрения теории струи винта. Здесь же лишь отметим, что эта величина оказывается связанной с так называемым относительным к. п. д. винта η_0, показывающим; какая доля всей мощности будет затрачена на струю.

Связь эта такова:

$$a = \frac{75}{4}\sqrt{\pi}\eta_0 = 33{,}25\eta_0. \qquad (6.27)$$

В идеальном случае $\eta_0 = 1$, и тогда $a = 33{,}25$ — это теоретический предел величины a. У хороших реальных несущих винтов $\eta_0 \approx 0{,}7$, и тогда получается $a \approx 24$. У соосного несущего винта по сравнению с двумя независимыми несущими винтами того же диаметра получается меньшая величина a ($a \approx 20$).

§ 6.5. ФОРМУЛА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КАЧЕСТВА НЕСУЩЕГО ВИНТА И ВЕРТОЛЕТА В ЦЕЛОМ

Для общих соображений и для обработки статистики вертолетов удобно в выведенную в предыдущем параграфе формулу Н. Е. Жуковского ввести две характерные для вертолетов величины: удельную нагрузку на ометаемую площадь

$$p=\frac{T}{F}=\frac{T}{\pi R^2}=\frac{G}{\pi R^2}\ кг/м^2 \tag{6.28}$$

и удельную нагрузку на 1 *л. с.*

$$q=\frac{T}{N}=\frac{G}{N}\ кг/л.\ с. \tag{6.29}$$

Для введения этих величин воспользуемся формулой Н. Е. Жуковского

$$T=(a\sqrt{\Delta}DN)^{\frac{2}{3}},$$

которую перепишем в таком виде:

$$\frac{T^2}{N^2}\frac{T}{D^2}=a^2\Delta.$$

Умножая обе части на $\frac{4}{\pi}$, получаем

$$\frac{T^2}{N^2}\frac{T}{F}=\frac{4}{\pi}a^2\Delta$$

или

$$q^2\frac{p}{\Delta}=\frac{4}{\pi}a^2.$$

Извлекая квадратный корень, получим удобную формулу

$$q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=\frac{2}{\sqrt{\pi}}a=1{,}13a. \tag{6.30}$$

Подставляя в нее значения величины a по формулам (6.21) и (6.27), можно переписать формулу (6.30) в таком виде:

$$q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=\frac{2}{\sqrt{\pi}}a=\frac{75}{4}\frac{C_T^{\frac{3}{2}}}{m_к}=\frac{75}{2}\eta_0. \tag{6.31}$$

Вычисляя входящие в нее численные коэффициенты, получим окончательно:

$$q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=1{,}13a=18{,}75\frac{C_T^{\frac{3}{2}}}{m_к}=37{,}5\eta_0. \tag{6.32}$$

Таким образом, выражение $q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}$ есть не что иное, как относительный к. п. д. несущего винта, умноженный на постоянный множитель $\frac{75}{2}=37{,}5$.

Об этом мы подробно расскажем в § 7.3.

Выражение такого же рода очень часто применялось ранее и в теории самолета. Считая $Y=G$ и обозначая площадь крыльев через S, а к. п. д. гребного винта через η, можно получить выражение:

$$q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=\frac{G}{N}\sqrt{\frac{G}{S\Delta}}=\frac{75}{4}\eta\frac{C_y^{\frac{3}{2}}}{C_x}. \tag{6.33}$$

Его называли по-разному: качество Ренара, число Эверлинга и т. д. В теории несущего винта Н. Е. Жуковский называл его качеством геликоптерного винта.

Мы будем называть его энергетическим качеством несущего винта и обозначать, как это делалось еще Н. Е. Жуковским, буквой E.

Итак, качество несущего винта на висении

$$E=q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}. \tag{6.34}$$

Мы уже знаем следующие его выражения [см. формулу (6.31)]:

$$E=\frac{2}{\sqrt{\pi}}a=\frac{75}{4}\frac{C_T^{\frac{3}{2}}}{m_к}=\frac{75}{2}\eta_0. \tag{6.35}$$

Для обработки статистики и для расчетов удобно относить тягу не к мощности N, потребляемой несущим винтом, а к мощности двигателя $N_м$, связанной с N соотношением $N=\frac{\zeta}{z}N_м$.

Тогда, обозначив

$$q_м=\frac{zT}{N_м}, \tag{6.36}$$

получим ряд удобных для различных расчетов формул:

$$q_м\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=E_м=\zeta\frac{2}{\sqrt{\pi}}a=\zeta\frac{75}{4}\frac{C_T^{\frac{3}{2}}}{m_к}=\zeta\frac{75}{2}\eta_0. \tag{6.37}$$

В этом случае величину $E_м$ будем называть энергетическим качеством вертолета в целом. Иногда эту величину называют коэффициентом летучести вертолета.

В некоторых случаях приходится различать располагаемое и потребное для полета качество. Об этом мы скажем в дальнейшем.

Энергетическое качество хороших современных несущих винтов достигает значения $E=24$, а качество вертолетов в среднем получается примерно таким:

у одновинтового $E_м=17\div20$;

у многовинтового $E_м=20\div22$;

у соосных ($z=2$) $E_м=16\div19$.

Следовательно, при нагрузке на ометаемую площадь $p=16$ *кг/м²* на уровне моря, где $\Delta=1$, мы сможем поднять на 1 *л. с.* в среднем

$$q_м=\frac{E_м}{\sqrt{\frac{p}{\Delta}}}\approx\frac{20}{\sqrt{16}}=5\ кг/л.\ с.,$$

т. е. примерно столько же, сколько поднимают скоростные пассажирские самолеты с поршневыми двигателями.

При увеличении нагрузки до 25 *кг/м²* получится еще меньшее значение $q_м$, а именно:

$$q_м\approx4\ кг/л.\ с.$$

В дальнейшем мы более подробно рассмотрим зависимость q от окружной скорости конца лопасти U и от совершенства профилей лопастей (см. гл. 9).

Примечание. Из изложенного видно, что и в этой области имеется излишнее число обозначений для одних и тех же по существу величин. Было бы вполне достаточным пользоваться, например, лишь величиной η_0.

К сожалению, приведенные здесь обозначения широко применяются в нашей литературе и мы должны были их здесь привести.

§ 6.6. ПОДБОР ГРЕБНОГО ВИНТА К САМОЛЕТУ ИЛИ ВЕРТОЛЕТУ И ПОСТРОЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИНТОМОТОРНОЙ ГРУППЫ

Задание на винт. При подборе гребного винта обычно задается скорость полета V_0, высота полета H и соответствующее ей значение массовой плотности воздуха ρ, мощность двигателя на высоте $N_м$, число оборотов винта в секунду $n_в$ и потери ζ в передаче на пути от носка двигателя ко втулке винта.

Диаметр винта D или бывает задан из конструктивных соображений, или отыскивается из условия получения наибольшего к. п. д. η на заданном режиме полета.

Подбор винта можно вести с помощью теоретических формул или с помощью кривых, полученных путем опытов и описанных в § 5.2.

В настоящее время к первому способу прибегают редко и пользуются готовыми «продувками», т. е. испытаниями винтов, проведенными в современных мощных аэродинамических трубах.

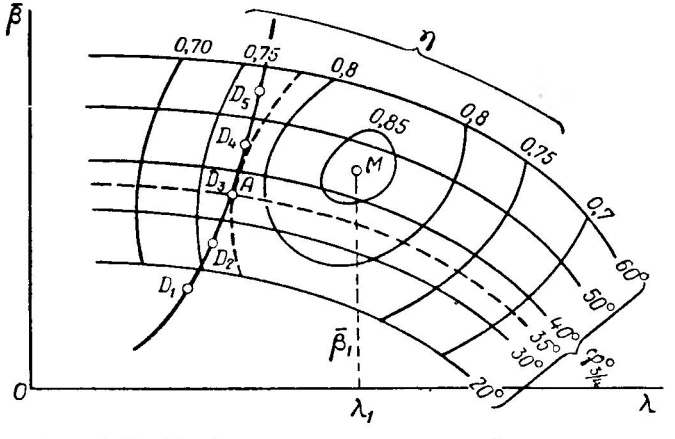
За последние 20 лет опубликовано очень много таких материалов и всегда можно найти подходящие типы винтов.

Рассмотрим сначала подбор винтов без учета влияния чисел M и фюзеляжа, т. е. будем считать продувки сделанными на натуральных числах M и в присутствии фюзеляжа или мотогондолы.

Учет изменения чисел M и формы фюзеляжа мы рассмотрим далее в § 6.7.

Подбор винта по нормальной диаграмме

Для подбора винтов чаще всего пользуются нормальной диаграммой (фиг. 6.21), дающей связь между коэффициентом мощности, относительной скоростью, углом установки лопасти и к. п. д. На новых диаграммах применяются коэффициенты $m_к$, $\overline{V}_0$, φ_7 и η.



Фиг. 6.21. Подбор винта по нормальной диаграмме, с помощью кривой задания.

На имеющихся в большом числе старых диаграммах даны $\overline{\beta}$, λ, $\varphi_{3/4}$ и η.

Первым шагом является определение потребного, т. е. заданного значения $\overline{\beta}$ (или $m_к$), для чего нужно знать мощность N, доходящую до втулки винта. При большой скорости полета нужно учесть повышение мощности двигателя от скоростного наддува по способу, описанному в § 6.2. Потери в добавочной передаче находим обычным способом, учитывая трение в зубчатых колесах и в опорных подшипниках. Если винт поставлен прямо на носок двигателя, то эти потери отсутствуют. У вертолетов обычно вентилятор установлен на носке двигателя и тогда он отнимает около 5% мощности. Следовательно, до винта дойдет мощность

$$N = \frac{\zeta}{z} N_м. \qquad (4.8)$$

Далее вычисляем заданную величину коэффициента мощности в новой системе

$$m_к = \frac{75N}{\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3},$$

или в старой

$$\bar{\beta} = \frac{75N}{\rho D^5 n_s^3}.$$

Заданная величина относительной скорости или коэффициента скорости будет соответственно равной:

$$\bar{V}_0 = \frac{V_0}{R\omega}, \quad \text{или} \quad \lambda = \frac{V_0}{Dn_s}.$$

Если диаметр задан, то можно по этим формулам прямо получить величину $m_к$ и $\bar{V}_0$, или $\bar{\beta}$ и λ. Если же он не задан, то нужно задаться рядом значений диаметров и вычислить для них ряд значений коэффициентов $\bar{\beta}$ и λ

$$\bar{\beta} = \frac{75N}{\rho D^5 n_s^3} = \frac{\text{const}}{D^5}; \tag{6.38}$$

$$\lambda = \frac{V_0}{Dn_s} = \frac{\text{const}}{D}. \tag{6.39}$$

На новых диаграммах получим соответственно $m_к$ и $\bar{V}_0$.

Если на диаграмму, приведенную на фиг. 6.21, нанести полученные парные значения $\bar{\beta}$ и λ и соединить их плавной кривой, то получится кривая «задания». На ней нужно выбрать точку A, где η будет иметь наибольшее значение. Ее легко наметить «на глаз» по кривым η. Через нее проводим пунктирные кривые для $\bar{\beta}$ и η, соответствующие избранному винту. Точка A дает значения наилучших для данных условий η и $\varphi_{3/4}$ у выбранного типа винта, а также величину коэффициента скорости λ и наивыгоднейший диаметр винта D. Далее находим тягу по известной формуле

$$T = \eta\frac{75N}{V_0}. \tag{5.10}$$

Можно уточнить наивыгоднейший диаметр, воспользовавшись формулой $\lambda = \frac{V_0}{Dn_s}$, и получить его из выражения

$$D = \frac{V_0}{\lambda n_s}.$$

Подбор винта с помощью коэффициента быстроходности

Подбор винта с помощью коэффициента быстроходности был описан в § 5.5. Нужно сначала вычислить значения

$$C_s = V_0 \sqrt[5]{6\frac{\Delta}{N}}$$

и по графику (см. фиг. 5.18) найти η_{max}, $\varphi_{3/4}$ и λ.
После этого находим

$$D = \frac{V_0}{\lambda n_s}$$

и

$$T = \eta \frac{75N}{V_0}.$$

Далее, как по первому, так и по второму методам остается лишь вычертить винт, пользуясь его чертежом с размерами в процентах от радиуса.

Оптимальный винт семейства

Наибольшая величина к. п. д. получается у семейства винтов на вполне определенном режиме при некоторых $\overline{V}_{01}$, $m_{к1}$ и η_1 (или λ_1, $\overline{\beta}_1$ и $\eta_н$). На фиг. 6.21 этому соответствует точка M.

Возникает вопрос о том, как использовать этот наивыгоднейший режим? Для этого нужно подбирать не только диаметр винта, но и число оборотов.

Пусть нам задано подобрать по старой диаграмме винт для заданных V_0, N и ρ. Тогда находим, исходя из наивыгоднейших величин λ_1, $\overline{\beta}_1$ и η_1, следующие формулы:

$$\lambda_1 = \frac{V_0}{Dn_s};$$

$$\overline{\beta}_1 = \frac{75N}{\rho D^5 n_s^3}.$$

Для получения наивыгоднейшего диаметра и числа оборотов нужно из этих двух уравнений найти два неизвестных — D и n_s. Решая их, получим сначала

$$\overline{\beta}_1 = \frac{75N}{\rho D^2 (Dn_s)^3} = \frac{75N\lambda_1^3}{\rho D^2 V_0^3}.$$

Отсюда находим наивыгоднейший диаметр

$$D = \sqrt{\frac{75N\lambda_1^3}{\rho \overline{\beta}_1 V_0^3}}. \qquad (6.40)$$

Зная этот диаметр, находим наивыгоднейшее число оборотов

$$n_s = \frac{V_0}{\lambda_1 D}. \qquad (6.41)$$

Однако на практике число оборотов винта обычно задано, так как винт устанавливается на носке двигателя. В тех же случаях, когда у винта имеется промежуточная трансмиссия, что бывает у вертолетов, такой выбор числа оборотов возможен. При этом получаются обычно малые числа оборотов и большие диаметры винтов, что представляет конструктивные неудобства.

Построение характеристики винтомоторной группы

Характеристикой винтомоторной группы называется кривая, дающая зависимость тяги винта от высоты и скорости полета, т. е. зависимость вида $T=f(H, V_0)$. Иногда вместо тяги применяют полезную мощность винта $N'=\frac{TV_0}{75}$, и тогда характеристика винтомоторной группы дает зависимость вида:

$$N' = \frac{TV_0}{75} = f(H, V_0).$$

В случае винта с фиксированным шагом на диаграмму наносят еще изменение числа оборотов винтомоторной группы в зависимости от H и V_0.

Для построения этой характеристики применяются различные способы, бóльшую часть которых следует признать устаревшими. Дело в том, что мощность современных самолетов и вертолетов изменяется в весьма широких пределах — от десятков до нескольких тысяч лошадиных сил, и все способы, в которых применяются диаграммы с натуральными величинами, не могут охватить единым графиком такой широкий диапазон мощностей и диаметров, который встречается на практике. В частности, весьма употребительный ранее способ логарифмических диаграмм по этой причине ныне почти вышел из употребления. В настоящее время пользуются для этой цели нормальной диаграммой, дающей связь между безразмерными величинами и не зависящей от абсолютного значения величин.

Все способы построения характеристики винтомоторной группы основаны на том соображении, что при установившемся движении мощность, отдаваемая двигателем, полностью используется винтом.

Способ кубических парабол

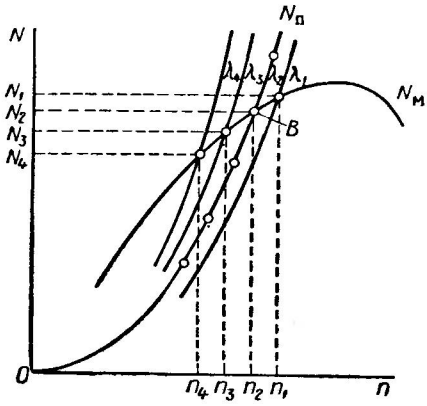
Этот способ удобен для расчета винтов фиксированного шага. Будем считать винт выбранным и его характеристику известной: это пунктирная кривая на фиг. 6.21. Будем пользоваться здесь

старой системой коэффициентов. Если выбрать какой-либо режим винта, т. е. величину λ, то по характеристике мы найдем $\bar{\beta}$ и η. Для любой высоты можно написать по закону подобия

$$N_{\text{п}} = \frac{\bar{\beta}}{75} \rho D^5 \left(\frac{n}{60}\right)^3 = \text{const}\, n^3. \qquad (6.42)$$

Следовательно, $N_{\text{п}}$ — потребная для винта мощность — изменяется по закону кубической параболы.

Построив на характеристике двигателя (фиг. 6.22) эту параболу $ON_{\text{п}}$, мы получим в точке B пересечения кривых равенство мощности винта и двигателя и, следовательно, винтомоторная группа будет иметь число оборотов n и мощность N, соответствующие этой точке пересечения.



Фиг. 6.22. Способ кубических парабол.

Зная же число оборотов, получаем из известных формул скорость полета

$$V_0 = \lambda \cdot D n_s,$$

тягу винта

$$T = \eta \frac{75N}{V_0}$$

и полезную мощность

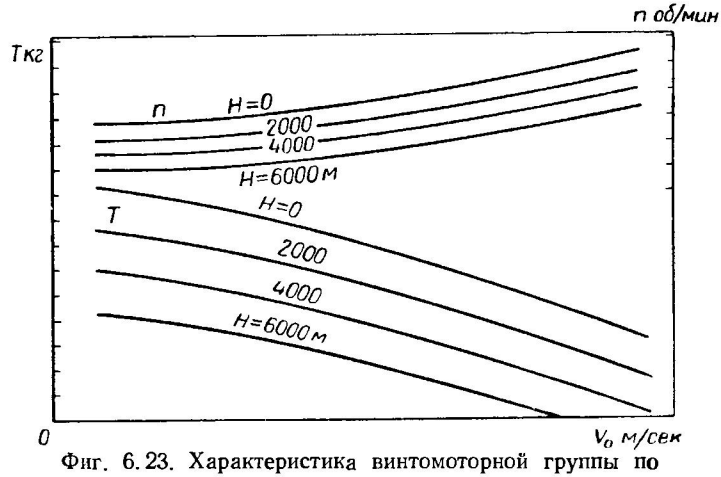
$$N' = \frac{TV_0}{75} = \eta N.$$

Проделав ряд таких расчетов для ряда значений λ, получим ряд значений V_0, T и N'.

Расчет нужно вести в виде таблицы, приведенной ниже.

Ход построения характеристики винтомоторной группы (ХВМГ)

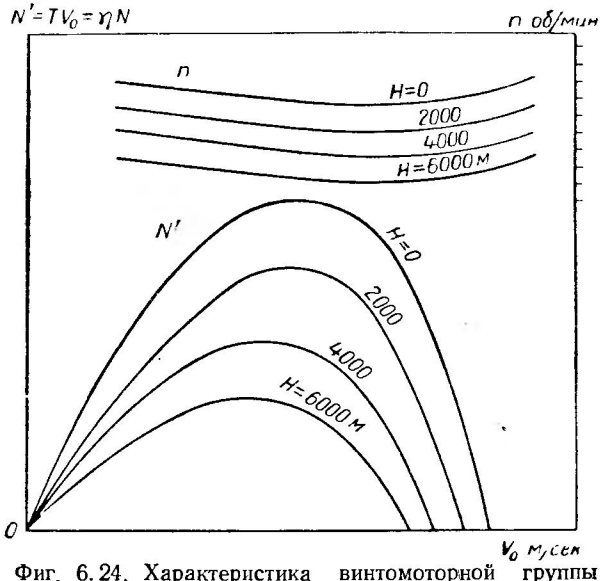
Для высоты H = ...					
	Из диаграммы винта	λ_1	λ_2	λ_3	. . . . .
		$\bar{\beta}_1$	$\bar{\beta}_2$	$\bar{\beta}_3$	. . . . .
		η_1	η_2	η_3	. . . . .
	По характеристике двигателя	n_1	n_2	n_3	. . . . .
		n_{s1}	n_{s2}	n_{s3}	. . . . .
		N_1	N_2	N_3	. . . . .
		$\lambda D n_s = V_{01}$	V_{02}	V_{03}	. . . . .
		$\eta \frac{75N}{V_0} = T_1$	T_2	T_3	. . . . .
		$\eta N = N_1'$	N_2'	N_3'	. . . . .



Фиг. 6.23. Характеристика винтомоторной группы по методу тяг.
Винт фиксированного шага, двигатель невысотный.

Такой расчет надо проделать для ряда высот.

На основании такой таблицы и строится полная характеристика винтомоторной группы для винта фиксированного шага.



Фиг. 6.24. Характеристика винтомоторной группы по методу полезных мощностей.
Винт фиксированного шага, двигатель невысотный.

На фиг. 6.23 эта характеристика дана по тягам, а на фиг. 6.24 — по мощностям. Подобные характеристики находят широкое применение при аэродинамическом расчете самолетов и вертолетов.

Способ заданных коэффициентов мощности

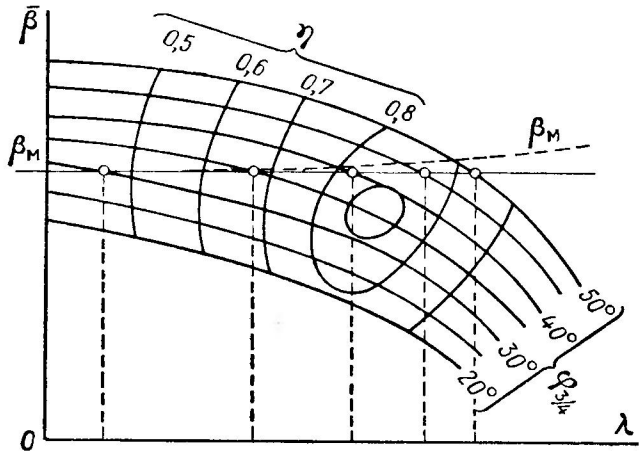
Второй способ удобен для построения характеристики винтомоторной группы для винтов изменяемого шага и постоянного числа оборотов.

Пусть двигатель развивает на заданной высоте мощность N при числе оборотов n. Тогда мы можем написать

$$m_{к.\,м} = \frac{75N}{\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3} = \text{const},$$

или в старых коэффициентах

$$\bar{\beta}_м = \frac{75N}{\rho D^5 n_s^3} = \text{const}.$$



Фиг. 6.25. Построение ХВМГ для ВИШ.
Пунктирная линия учитывает скоростной наддув.

Проведя на диаграмме (фиг. 6.25) результатов испытания винта изменяемого шага линию $\bar{\beta}_м = \text{const}$, получим в точках ее пересечения с кривыми $\bar{\beta}$ ряд значений угла установки лопастей $\varphi^\circ_{3/4}$ и соответствующие величины λ и η. Зная же эти величины, вычисляем по известным формулам

$$V_0 = \lambda D n_s;$$

$$T = \eta \frac{75N}{V_0};$$

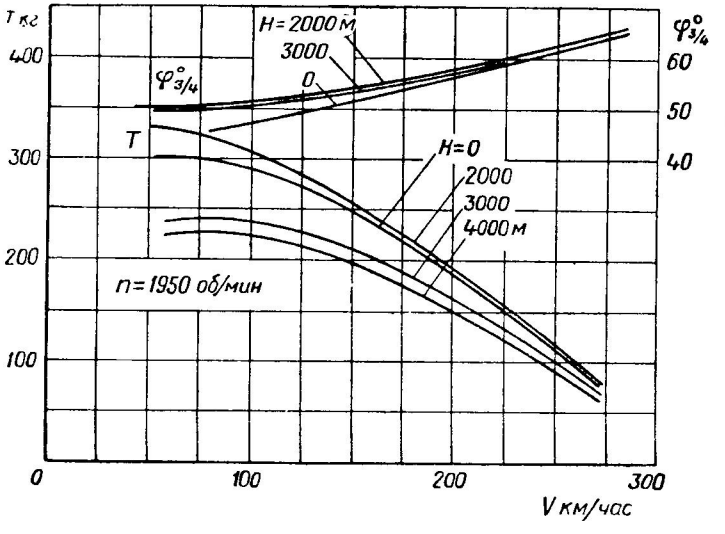
$$N' = \eta N.$$

Расчет нужно вести в виде таблицы, приведенной ниже.

Ход расчета ХВМГ для ВИШ в старых коэффициентах

Для высоты $H=\ldots$				
По диаграмме винта	φ_1°	φ_2°	φ_3°	. . . . .
	τ_{i1}	τ_{i2}	τ_{i3}	. . . . .
	λ_1	λ_2	λ_3	. . . . .
	$\lambda Dn_s = V_{01}$	V_{02}	V_{03}	. . . . .
	$\eta\frac{75N}{V_0} = T_1$	T_2	T_3	. . . . .
	$\tau_i N = N_1'$	N_2'	N_3'	. . . . .

Этот расчет нужно проделать для ряда высот. Характеристики строятся по точкам и имеют вид, приведенный на фиг. 6.26 и 6.27.



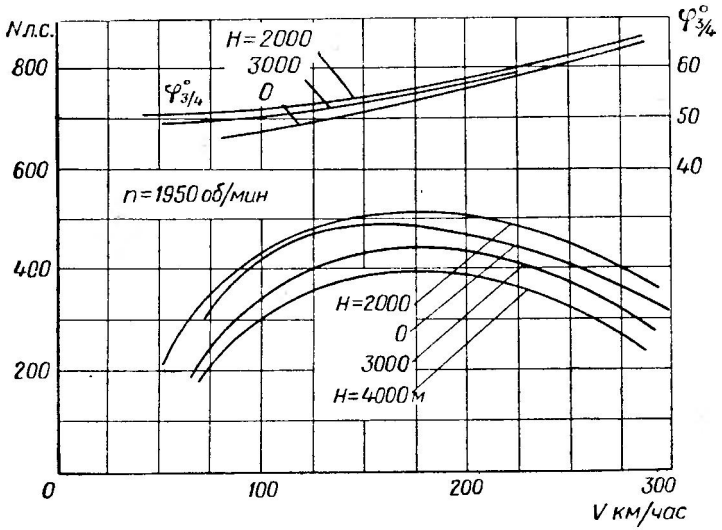
Фиг. 6.26. ХВМГ для ВИШ.
Двигатель высотный. Метод тяг.

Число оборотов винтомоторной группы остается постоянным. На эти диаграммы полезно наносить изменение угла установки лопастей в функции высоты и скорости полета, т. е. величину

$$\varphi^\circ_{3/4} = f(H, V_0).$$

Это позволит выбрать диапазон изменения угла установки лопастей, что необходимо для проектирования втулки винта.

Характеристики винтомоторной группы играют основную роль в аэродинамическом расчете самолетов и вертолетов с гребными винтами.



Фиг. 6.27. ХВМГ для ВИШ.
Двигатель высотный. Метод мощностей.

При больших скоростях полета нужно учитывать скоростной наддув и то, что мощность двигателя будет изменяться с изменением скорости полета, следовательно, и величина $m_к$ или $\bar{\beta}$ будет не постоянной, а переменной, как это показано на фиг. 6.25 пунктиром. Мощность двигателя нужно брать в этом случае по исправленной характеристике по способу, указанному в § 6.7.

Способ безразмерных характеристик винтомоторных групп

Самым быстрым способом является использование для этой цели фиг. 5.10. Зная мощность двигателя N, высоту полета H, диаметр винта D и ω, находим

$$m_к = \frac{75N}{\frac{\pi}{2}\rho R^5 \omega^3}$$

и выбираем на фиг. 5.10 соответствующую кривую; ее обычно приходится наносить на глаз между имеющимися кривыми постоян-

ного $m_к$. Эта кривая и будет безразмерной характеристикой для винта ВИШ.

Для получения характеристики в натуральных величинах нужно воспользоваться известными формулами и вычислить

$$T = C_T \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2 \quad \text{и} \quad V_0 = \overline{V}_0 R\omega.$$

При этом можно даже не перечерчивать найденную кривую, а ограничиться только новой разбивкой масштабов по оси абсцисс и ординат, дав их в *м/сек* и *кг*. Недостатком этого способа является необходимость иметь заранее заготовленные диаграммы типа приведенной на фиг. 5. 10 и малая точность интерполяции на глаз.

§ 6.7. УЧЕТ СЖИМАЕМОСТИ ВОЗДУХА И ВЛИЯНИЯ ФЮЗЕЛЯЖА ИЛИ МОТОГОНДОЛЫ НА ХВМГ

Рассматривая в § 6. 6 методы построения ХВМГ, мы считали, что число M и влияние фюзеляжа уже учтено продувкой, т. е., что модель испытывалась на тех же самых числах M, которые будут в натуре и в присутствии фюзеляжа или мотогондолы тех же очертаний, которые будут в проектируемой машине.

Однако это не всегда получается на практике. Обычно опыты с винтами ведутся на малых числах M и для получения правильных характеристик винта при больших числах M нужно делать некоторое исправление полученных характеристик. Точно так же опыты с винтами нередко ведутся без фюзеляжа и за моделью винта находится лишь небольшой редуктор. В последнем случае нужно исправлять характеристики и на влияние фюзеляжа.

Эти исправления можно делать или путем применения точной теории влияния числа M и фюзеляжа на работу винта, или путем опытов.

Первый путь очень труден, так как еще не разработана точная теория таких влияний, а имеющиеся инженерные методы еще слишком грубы. Далее, в соответствующих местах мы их укажем. Поэтому возникли упрощенные методы оценки таких влияний, основанные на систематических опытах с винтами. Из имеющихся методов простейшим является общеизвестный метод, основанный на применении общих поправочных множителей k_N и k_η.

Рассмотрим сначала опытные данные о влиянии числа M на характеристики винтов.

Число M у сечения лопасти получится по формуле $M = \frac{W_1}{a}$.

Скорость W_1 набегающего на лопасть воздуха для ее концевого сечения найдется из скоростного многоугольника винта (фиг. 6. 28) по формуле

$$\vec{W}_1 = \vec{R\omega} + \vec{V}_0 + \vec{v}_1,$$

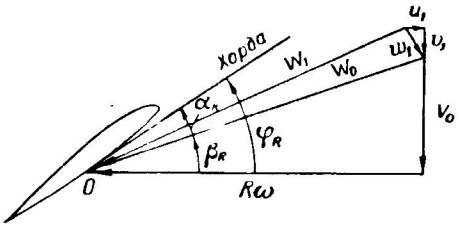
где $R\omega$ — скорость вращения; V_0 — скорость полета и v_1 — индуктивная скорость воздуха, вызванная самим винтом.

На режиме гребного винта величина v_1 мала и можно написать, что

$$\vec{W}_1 = \vec{R\omega} + \vec{V}_0,$$

или

$$W_1 = \sqrt{(R\omega)^2 + V_0^2} = R\omega\sqrt{1 + \bar{V}_0^2}. \qquad (6.43)$$



Фиг. 6.28. Скоростной многоугольник у концевого сечения винта.

Следовательно,

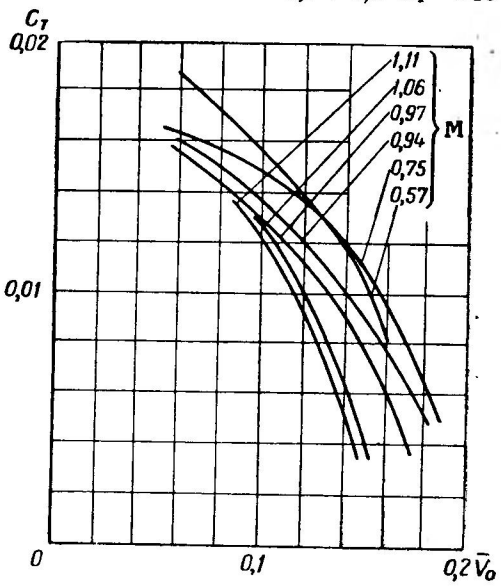
$$M = \frac{W_1}{a} = \frac{R\omega}{a}\sqrt{1 + \bar{V}_0^2}. \qquad (6.44)$$

Эту величину и считают числом M для всего винта. Здесь a — скорость звука, которую можно или брать по стандартной атмосфере, или вычислять по формуле

$$a = 20\sqrt{T^\circ},$$

где T° — абсолютная температура воздуха.

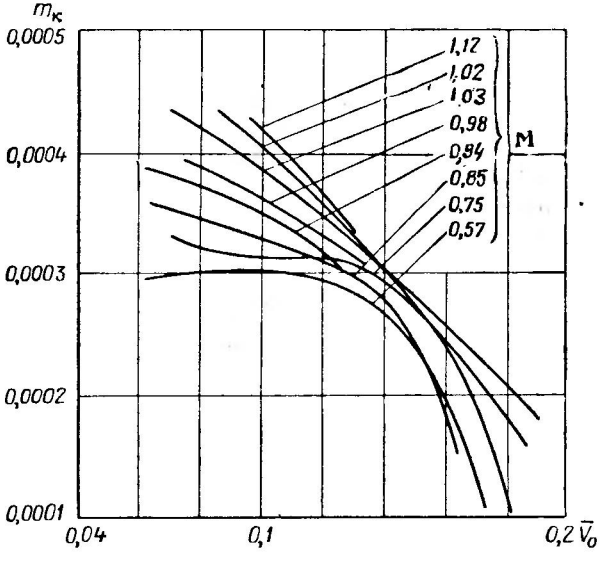
Коэффициент тяги изменяется обычно в зависимости от указанной величины M так, как показано на фиг. 6.29: до $M \approx 0{,}4$ влияние числа M мало́, при приближении к значению $M \approx 0{,}7 \div 0{,}8$ C_T возрастает, а затем начинает сильно уменьшаться. Коэффициент мощности $m_к$ (фиг. 6.30) остается до $M \approx 0{,}5$ почти постоянным, а затем, при увеличении M, сильно возрастает.



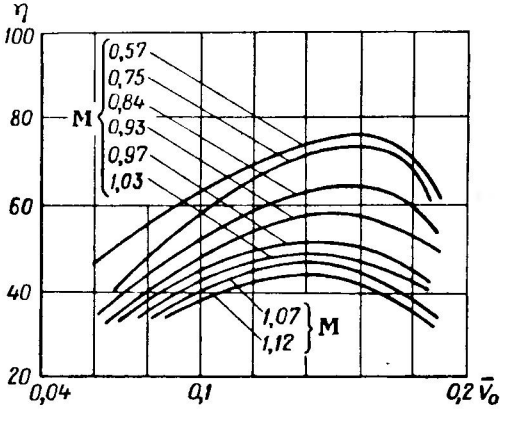
Фиг. 6.29. Влияние числа M на C_T винта.

Коэффициент полезного действия обычного винта η (фиг. 6.31) остается постоянным примерно до $M = 0{,}6 \div 0{,}7$, а затем резко падает.

Опыты показали, что чем меньше толщина профиля лопастей, тем слабее влияние числа M. При больших окружных скоростях нужно применять у винтов разработанные для скоростных самолетов профили, у которых влияние сжимаемости воздуха сказывается гораздо слабее, чем у обычных профилей. У таких профилей, как известно, (см. далее фиг. 8.18) наибольшая толщина находится на середине



Фиг. 6.30. Влияние числа M иа $m_к$ винта.



Фиг. 6.31. Влияние числа M на к. п. д. винта η.

хорды и носик несколько заострен. О таких профилях подробно рассказывается в курсах аэродинамики.

В настоящее время разработаны специальные винты для скоростей полета до $M \approx 1$. Они имеют в этих условиях к. п. д., доходящий до значений $0{,}7 \div 0{,}75$, в то время как обычные винты дают в этих условиях всего лишь около $\eta \approx 0{,}4 \div 0{,}5$. Их особенностью является применение у лопастей тонких скоростных сечений и саблевидной формы лопастей (см. фиг. 5.16,*б*). Иногда такие винты не имеют саблевидной формы, а лопасть на концах делается очень широкой, с «отрубленными» концами (см. фиг. 5.16,*а*).

Поправки k_N и k_η

На основании опытов можно для типичных винтов получить поправочные коэффициенты для мощности и к. п. д. винта.

Так, если при опытах на малых числах M получились значения $m_{\text{к оп}}$ или $\bar{\beta}_{\text{оп}}$ (оп — обозначает опытный), то при больших M их величина изменяется и можно будет ввести поправочный коэффициент

$$k_N = \frac{m_{\text{к}}}{m_{\text{к оп}}} = \frac{\bar{\beta}}{\bar{\beta}_{\text{оп}}} = f(M, \alpha_R), \tag{6.45}$$

или

$$k_N = \frac{N}{N_{\text{оп}}}. \tag{6.46}$$

Коэффициент k_N всегда больше единицы. Он оказывается функцией числа M и угла атаки α_R концевых элементов лопасти.

Величину α_R можно определить грубо, так как ее влияние на k_N сравнительно невелико. Из треугольника скоростей (см. фиг. 6.28) получаем

$$\beta^\circ = \operatorname{arc\,tg} \frac{V_1}{r\omega},$$

где V_1 — осевая скорость воздуха, близкая для гребного винта к скорости V_0. Если взять концевое сечение лопасти, то угол будет равен

$$\beta'_R \approx \operatorname{arc\,tg} \frac{V_1}{R\omega} \approx \operatorname{arc\,tg} \bar{V}_0.$$

Здесь индекс «R» указывает, что берется концевое сечение. Угол атаки на концевом сечении будет равен

$$\alpha^\circ_R = \varphi^\circ_R - \beta^\circ_R.$$

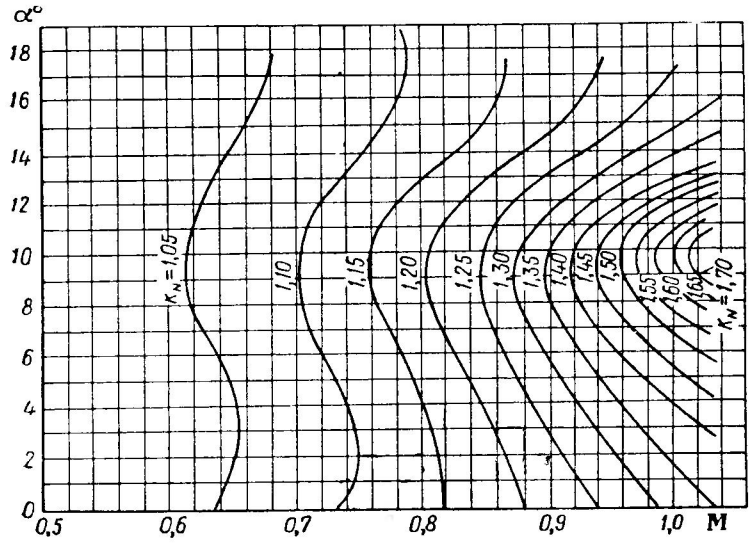
Для простоты часто вычисляют α не по концевому сечению, что правильнее, а по характерному сечению, лежащему на $\bar{r} = 0{,}7$ или в старых опытах на $\bar{r} = 3/4$. Это не вызывает заметных погрешностей,

так как угол атаки у обычных винтов на протяжении от $\bar{r}=0{,}7$ до $\bar{r}=1{,}0$ обычно изменяется мало. Тогда мы можем написать

$$\alpha^{\circ}_{3/4}=\varphi^{\circ}_{3/4}-\operatorname{arc\,tg}\frac{V_0}{R\omega\bar{r}}=\varphi^{\circ}_{3/4}-\operatorname{arc\,tg}\frac{4V_0}{3R\omega}. \qquad (6.47)$$

Для обычных металлических винтов ЦАГИ дал график (фиг. 6.32), дающий зависимость

$$k_N=f\left(M,\ \alpha^{\circ}_{3/4}\right).$$



Фиг. 6.32. Поправочный коэффициент k_N, оценивающий влияние числа M и $\alpha^{\circ}_{3/4}$ на мощность винта.

С помощью этого графика для каждого конкретного случая можно найти M, $\alpha^{\circ}_{3/4}$ и получить по имеющимся на графике кривым величину k_N (на старых диаграммах эта величина обозначена через $k_э$). Тогда пользуясь формулой (6.46), можно написать

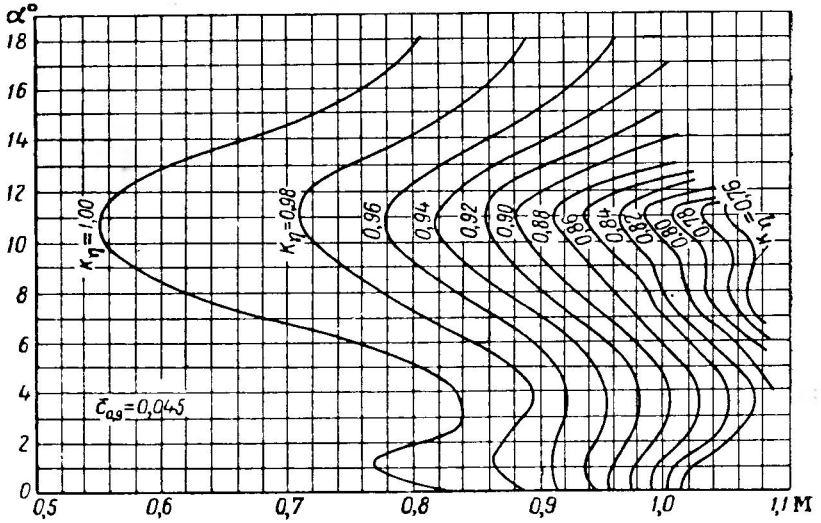
$$N_{оп}=\frac{N}{k_N}. \qquad (6.48)$$

Следовательно, если задана мощность двигателя N, то пользоваться опытными данными можно исходя из мощности $N_{оп}=\frac{N}{k_N}$: коэффициент k_N «снимает» у винта потери на сжимаемость воздуха.

Таким образом, при подборе винта и при построении ХВМГ нужно исходить из величин $\bar{\beta}$ или $m_к$, определенных по уменьшенной мощности $N_{оп}$, а не по мощности двигателя.

Исправление к. п. д. на число M

Проделав тем или иным способом расчет винта, получаем величину к. п. д., соответствующую опытным кривым. Обозначим ее через $\eta_{оп}$.



Фиг. 6.33. Поправочный коэффициент k_{η}, оценивающий влияние числа M и $\alpha^{\circ}_{3/4}$ на к. п. д. винта.

В натуральных условиях сказывается влияние числа M, угла $\alpha^{\circ}_{3/4}$ и относительной толщины профиля $\bar{c}$. Опыты показали, что можно ввести поправочный коэффициент

$$k_{\eta}=\frac{\eta}{\eta_{оп}}, \tag{6.49}$$

зависящий от M, $\alpha_{3/4}$ и $\bar{c}$, т. е.

$$k_{\eta}=f\left(M,\ \alpha_{3/4},\ \bar{c}\right). \tag{6.50}$$

ЦАГИ дал график этой зависимости для обычных форм металлических винтов (фиг. 6.33) с относительной толщиной на конце лопасти, равной $\bar{c}=0,045$.

Пользуясь этим графиком, нужно брать для натуры не $\eta_{оп}$, а

$$\eta = \eta_{оп} \cdot k_{\eta}. \tag{6.51}$$

Описанный способ очень прост, но не позволяет рассчитывать винты необычных или новых форм, так как он основан на использовании средних результатов опытов, полученных на обычных винтах. Много аналогичных опытов было сделано в Америке.

Поправка на влияние фюзеляжа

Если при проведении опытов не имелось фюзеляжа, то его влияние на винт приходится вводить дополнительно. Это влияние можно вводить теоретически, на чем мы остановимся далее, или путем грубой, суммарной поправки. Понятно, что такая поправка может применяться только для нормальных типов фюзеляжа и мотогондолы и для необычных случаев неприменима. Если считать фюзеляж хорошо обтекаемым, то по опытам можно считать, что эффективный к. п. д. винта (т. е. такой к. п. д., который учитывает влияние фюзеляжа на винт и добавочный эффект обдувки последнего) можно представить формулой

$$\eta_{эф} = \eta_{оп} k_{\eta} k_f, \tag{6.52}$$

где k_f — коэффициент, учитывающий влияние фюзеляжа.

Величина k_f зависит прежде всего от отношения миделевой площади фюзеляжа $S_ф$ к ометаемой винтом площади F. Поэтому для очень хорошо обтекаемого фюзеляжа можно предположить, что $k_f = 1 - 0{,}36 \frac{S_ф}{F}$, где 0,36 — коэффициент, полученный путем опытов.

На самом деле реальный фюзеляж имеет много выступающих из его контура деталей и имеет охлаждающие приспособления, как, например: у двигателей водяного охлаждения — радиатор и капот, у двигателей воздушного охлаждения — оребренные цилиндры и дефлекторы. Оценку этих потерь можно сделать, введя коэффициент C, который оказывается примерно таким:

$C = 0{,}985$ — у двигателей с водяным охлаждением;

$C = 0{,}97$ — у двигателей с воздушным охлаждением.

Наконец, во время опытов с моделью позади нее обычно имеется своего рода «фюзеляж», закрывающий редуктор и вал, а иногда и двигатель, и он также оказывает влияние на винт; это влияние нужно учесть при исправлении опытов. Обозначим мидель «фюзеляжа», употреблявшегося во время опытов, через $S_{оп}$; мы можем предположить, что его влияние уменьшило к. п. д. в отношении $(1 - 0{,}36 \frac{S_{оп}}{F_{оп}})$, т. е. согласно уже приведенной формуле.

Все указанные простые соображения учтены в формуле ЦАГИ, имеющей вид

$$k_f = C\frac{1-0{,}36\dfrac{S_\Phi}{F}}{1-0{,}36\dfrac{S_{оп}}{F_{оп}}}. \qquad (6.53)$$

Поправки $0{,}36\dfrac{S_\Phi}{F}$ и $0{,}36\dfrac{S_{оп}}{F_{оп}}$ малы по сравнению с единицей и вместо предыдущего выражения можно написать упрощенно, пользуясь известной формулой приближенных вычислений, позволяющей заменить дробь $\dfrac{1-\varepsilon_1}{1-\varepsilon_2}$ приближенным выражением $1-\varepsilon_1+\varepsilon_2$, что в нашем случае дает выражение:

$$k_f \approx C\left(1-0{,}36\frac{S_\Phi}{F}+0{,}36\frac{S_{оп}}{F_{оп}}\right). \qquad (6.54)$$

По этой формуле можно легко подсчитать поправку и найти истинную величину к. п. д.

Итак, учет числа M при подборе винта по диаграммам, полученным при малых значениях M, сводится к использованию в расчетах величины $N_{оп}=\dfrac{N}{k_N}$, получению по опытным кривым величины $\eta_{оп}$ и окончательному исправлению к. п. д. по формуле

$$\eta_{эф}=\eta_{оп}\,k_\eta k_f.$$

Напомним еще раз, что приведенные графики и формулы дают величину k_N, k_η и k_f для средних винтов и фюзеляжей.

Более точный расчет взаимных влияний будет дан в гл. 7. Он основан на учете обдувки фюзеляжа струей винта.

*
* *

Мы привели здесь простейшие приемы учета больших окружных скоростей конца лопастей. Они получены для довольно толстых профилей. Для современных, очень тонких, профилей они дают несколько завышенные значения потерь. В таких случаях необходимо пользоваться специальными испытаниями моделей таких винтов в аэродинамических трубах или в полете. Но таких материалов опубликовано мало, так как эти опыты сложны и дороги.

Более надежный учет можно делать по методам, описанным в § 8. 8, где показано, как изменяются характеристики профилей при больших скоростях обтекания. Вводя исправленные на число M характеристики профилей в расчет по импульсной или вихревой теории, мы получим достаточно надежный окончательный результат.

Глава 7

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ СТРУИ ВИНТА И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ (ИДЕАЛЬНЫЙ ВИНТ)

§ 7.1. ИСТОРИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Излагаемая здесь теория была в окончательном виде разработана русскими учеными и, в первую очередь, проф. Н. Е. Жуковским, называвшим ее «теорией идеального пропеллера»,— потому, что она исходила из идеального процесса работы винта, не имеющего ни трения лопастей о воздух, ни закручивания струи за винтом при полной равномерности распределения скоростей в плоскости сечений струи и т. д. Уже в таком виде эта теория приносила большую пользу, объясняя теоретически многие явления, происходящие в струе винта.

Ученик Н. Е. Жуковского проф. В. П. Ветчинкин показал, что теорию идеального винта можно весьма эффективно использовать для расчета реальных винтов. Для этого он ввел в теорию идеального винта поправочный коэффициент, так называемый относительный к. п. д. винта. Ряд первых исследований струи винта был сделан еще в 1905—1908 гг. в Кучинском аэродинамическом институте. Теория эта была впервые изложена на русском языке Н. Е. Жуковским в 1911 г. в «Теоретических основах воздухоплавания» и усовершенствована В. П. Ветчинкиным в ряде последующих работ начиная с 1912 г.

Много опытов по изучению струи винта провели под руководством проф. Н. Е. Жуковского в 1910—1913 гг. в аэродинамической лаборатории МВТУ студенты А. А. Архангельский, В. П. Ветчинкин, Г. Х. Сабинин и Б. Н. Юрьев. Уже в 1910 г. основные положения этой теории были полностью подтверждены экспериментально. До этого времени вызывал сомнение вопрос о сжатии сечений струи. Одни предполагали, что струя за винтом имеет цилиндрическую форму, другие считали, что струя за винтом должна суживаться и образовывать некоторое сечение, имеющее площадь, равную половине площади, ометаемой лопастями винта. Описанные опыты полностью подтвердили последнюю точку зрения и это сразу уточнило и привело в стройный вид всю теорию. С тех пор

эта теория навсегда вошла в практику расчета винтов и излагается теперь во всех учебниках по аэродинамике и по винтам.

Однако такого признания она добилась не сразу. Так, в Англии даже в 1920 г. появились две книги по винтам [1], где излагались параллельно две теории винтов — Фруда, где сжатие есть, и Хендерсона, где оно отсутствует, причем авторы этих книг затруднялись ответить, какая же теория верна.

Теория идеального винта является «гидравлической теорией», так как она рассматривает струю винта в упрощенном виде, как делаются все подобные расчеты в гидравлике при расчете трубопроводов и гидротурбин. В ней широко применяются средние скорости и средние давления. Это, однако, не снижает ее точности для обычных режимов работы винтов, так как ее применяют на практике, вводя в нее взятые из опытов поправочные коэффициенты.

Мы изложили ее здесь, согласовав ее с импульсной теорией, что сделает ее формулы совпадающими с теми, которые применяются теперь при расчете вертолетов и винтов.

§ 7.2. СТРУЯ У РАБОТАЮЩЕГО «НА МЕСТЕ» ИДЕАЛЬНОГО ВИНТА

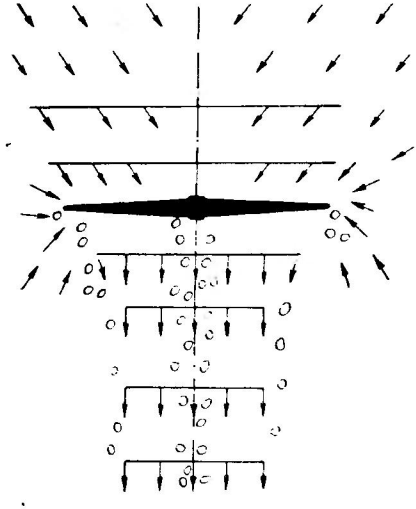
Струю винта, работающего на месте (что соответствует режиму висения вертолета), легко изучить экспериментально. Для этого в струю, созданную винтом, пускают тонкие струйки дыма или пользуются различными флажками, ниточками, а для точных опытов применяют маленькие флюгерки или специальные аэродинамические насадки, описание которых приводится в курсах экспериментальной аэродинамики. На фиг. 7.1 изображена примерная картина течения воздуха около работающего на месте винта. Воздух подсасывается к нему со всех сторон, а за винтом образуется четкая сужающаяся воздушная струя, имеющая вдали за винтом диаметр значительно меньший, чем диаметр винта. Струя делается почти цилиндрической на расстоянии, приблизительно равном $^1/_4$ радиуса винта, а далее медленно размывается и расширяется, оставаясь близкой к цилиндрической. Радиус сжатого сечения R_2 равен, приблизительно $\frac{R}{\sqrt{2}}$, где R — радиус винта. Следовательно, площадь сжатого сечения равна $^1/_2$ сметаемой винтом площади. Струю за винтом легко проследить на расстоянии, равном десяткам его диаметров. На границе струи наблюдается сильное вихреобразование — на фиг. 7.1 вихри изображены в виде кружков. В центре винта также обнаруживается вихревое движение. Особенно беспорядочно течение воздуха у концов лопастей. Струйки подходят там

[1] W. E. Park, A treatise on airscrews, London, Chapman a. Hall Ltd., 1920. H. C. Watts, The design of screw propellers for aircraft, London, Longmans Green & Co. 1920.

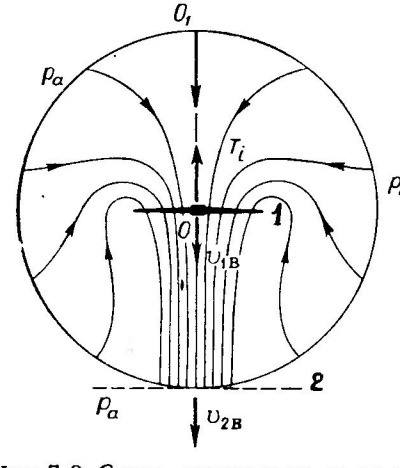
к лопасти радиально и даже снизу. Там явно обнаруживается срывное обтекание профилей.

У современных винтов скорости течения по сечениям струи, перпендикулярным к оси винта, почти постоянны. Закручивание струи у винтов оказывается очень малым. На небольшом удалении от винта (на $^1/_2$ или $^3/_4$ радиуса) давления в струе оказываются очень близкими к атмосферному.

Все изложенные факты позволяют представить себе идеальный винт в таком виде (фиг. 7.2): винт подсасывает воздух



Фиг. 7.1. Воздушная струя у работающего «на месте» несущего винта. Кружки дают положение вихрей.



Фиг. 7.2. Струя воздуха у идеального винта, работающего «на месте».

со всех сторон и отбрасывает его в виде струи, имеющей сжатие. Завихрений и закручивания струи у него нет. Скорости воздуха по сечениям постоянны. Давления вдали от винта равны атмосферному. Проведем два сечения струи, перпендикулярные к оси винта: сечение *1* — через центр втулки винта и сечение *2* — в том месте, где струя стала цилиндрической («горловое» сечение струи).

Скорость воздуха в сечении *1* обозначим через $v_{1в}$ и будем называть ее скоростью подсасывания, а скорость воздуха в сечении *2* — через $v_{2в}$ и будем называть ее скоростью отбрасывания. Значком «в» будем отмечать работу винта на режиме висения. По аналогии с крылом скорость $v_{1в}$ называют часто индуктивной скоростью.

Опишем около втулки винта сферу большого радиуса, как показано на фиг. 7.2. Применим теперь к струе винта два основных закона механики системы: равенство импульса действующей силы приросту количества движения и закон сохранения энергии.

На винт действует сила тяги T; по закону «действие равно противодействию»— на воздушную струю будет действовать обратно направленная сила реакции, равная по величине силе T. За 1 сек. она даст воздуху импульс $T \cdot 1$, что вызовет в струе некоторый прирост количества движения. Последнее легко подсчитать. На сфере большого радиуса скорости притекающего воздуха очень малы и направлены к винту со всех сторон. Общее количество движения, которое они несут к винту, поэтому можно считать равным нулю. Остается количество движения, уносимое уходящей струей: оно будет равно за секунду $mv_{2в}$, где m — секундная масса воздуха, отбрасываемого винтом. Силы давления, действующие на струю, импульса не дадут, так как они действуют со всех сторон и равны атмосферному давлению. Внутри струи, в сечении *2*, давления тоже должны быть равны атмосферному, так как струя там имеет цилиндрическую форму, и если бы давления в ней были выше атмосферного, то струя расширялась бы, а если бы были ниже, то она должна была бы сжиматься.

Следовательно, секундный импульс силы тяги T в направлении оси винта OO_1 будет равен изменению количества движения в секунду в том же направлении, т. е.

$$T_i = mv_{2в}. \tag{7.1}$$

Индекс i означает здесь, что речь идет пока об идеальном винте. Работа L_i, затрачиваемая на идеальный винт в секунду, будет равна уносимой струей кинетической энергии, равной за 1 сек. $\frac{mv_{2в}^2}{2}$. Других затрат энергии у работающего на месте идеального винта не будет, так как на сфере скорости воздуха очень малы, а давление всюду равно атмосферному. Следовательно, секундная работа или мощность идеального винта будет такой:

$$L_i = \frac{mv_{2в}^2}{2}, \tag{7.2}$$

или, пользуясь формулой (7.1), можем написать:

$$L_i = T_i \frac{v_{2в}}{2}. \tag{7.3}$$

Эту мощность можно вычислить еще по-другому исходя из того, что реакция винта — сила T_i, обратная силе тяги, приложена к движущемуся в сечении *1* со скоростью $v_{1в}$ воздуху. Следовательно, эта сила производит в секунду работу

$$L_i = T_i v_{1в}. \tag{7.4}$$

Так как формулы (7.3) и (7.4) дают хотя и разные выражения, но относятся они к одной и той же мощности, потребляемой идеальным винтом, то они должны быть равными и, следовательно,

$$\frac{v_{2в}}{2} = v_{1в},$$

или

$$v_{2в} = 2v_{1в}. \tag{7.5}$$

Мы получили очень важную теорему: скорость отбрасывания $v_{2в}$ в 2 раза больше скорости подсасывания $v_{1в}$.

Подставим в выведенные формулы величину секундной массы воздуха m, равной, очевидно,

$$m = \rho F v_{1в}, \tag{7.6}$$

где ρ *кг сек*^{2}/*м*^{4} — массовая плотность воздуха, считающаяся в этой теории постоянной, и F — ометаемая винтом площадь (сечение *1*); произведение $Fv_{1в}$ дает секундный объем воздуха. Пользуясь еще теоремой о том, что $v_{2в}=2v_{1в}$, получим из формул (7.1) и (7.4) окончательно следующие выражения:

$$T_i = 2\rho F v_{1в}^2 \tag{7.7}$$

и

$$L_i = T_i v_{1в} = 2\rho F v_{1в}^3. \tag{7.8}$$

Полученные формулы можно объединить в одну, исключив из них величину скорости потока $v_{1в}$. Для этого возводим выражение для тяги в куб, а выражение для мощности в квадрат и делим их одно на другое. Сначала находим

$$\frac{T_i^3}{L_i^2} = 2\rho F \tag{7.9}$$

и далее получаем

$$T_i = \left(\sqrt{2\rho F}\, L_i\right)^{\frac{2}{3}}. \tag{7.10}$$

§ 7.3. ПЕРЕХОД К РЕАЛЬНОМУ ВИНТУ, РАБОТАЮЩЕМУ НА МЕСТЕ

Если в последнюю формулу подставить полученные из опыта для реального винта значения T и L, то равенства правой и левой частей в формуле (7.10) не получится. Для сохранения равенства нужно в него ввести поправочный множитель, который можно получить или путем опытов или из теории, учитывающей потери энергии у винта.

Существует два приема такой увязки уравнения.

1) Введение коэффициента добротности $\eta_д$ винта, с помощью которого формула (7.10) пишется в таком виде:

$$T=\eta_д\left(\sqrt{2\rho F}L\right)^{\frac{2}{3}}=\eta_д T_i. \tag{7.11}$$

Смысл его ясен: если в правую часть подставить действительную величину мощности L, то идеальная тяга T_i получится больше действительной. Множитель $\eta_д<1$ оценивает потери и равенство сохраняется. Величиной $\eta_д$ пользовался у нас в ряде исследований В. П. Ветчинкин, а за границей — многие авторы.

2) Введение в формулу относительного к. п. д. η_0.

Этот прием нашел очень широкое применение в работах проф. Н. Е. Жуковского и В. П. Ветчинкина. В настоящее время он под разными названиями постоянно применяется при расчете вертолетов во всех странах. Он основан на следующих соображениях.

Если в основную формулу (7.10) подставить вместо L_i величину $L\eta_0$, где L — мощность, реально подведенная к винту, а произведение $L\eta_0$ — мощность, идущая только на идеальный процесс, то равенство (7.10) не нарушится при правильном выборе величины η_0. Следовательно, можно писать:

$$T=\left(\sqrt{2\rho F}\eta_0 L\right)^{\frac{2}{3}}, \tag{7.12}$$

где

$$\eta_0=\frac{L_i}{L}. \tag{7.13}$$

Величину η_0 легко найти путем проведения опытов с моделью винта, так как, измерив T, L и ρ и зная F, получим из формулы (7.12), решив ее относительно η_0, следующее выражение для η_0:

$$\eta_0=\frac{T^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\rho F}L}. \tag{7.14}$$

Обычно опыты с винтами обрабатываются с помощью безразмерных коэффициентов C_T и $m_к$. Если в полученную формулу подставить $T=C_T\frac{\rho U^2}{2}F$ и $L=m_к\frac{\rho U^3}{2}F$, то после сокращения именованных множителей получится часто применяющаяся формула

$$\eta_0=\frac{1}{2}\frac{C_T^{\frac{3}{2}}}{m_к}. \tag{7.15}$$

В случае применения старых коэффициентов $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ получится выражение

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\alpha}^{\frac{3}{2}}}{\bar{\beta}} \approx 0{,}8 \frac{\bar{\alpha}^{\frac{3}{2}}}{\bar{\beta}}. \qquad (7.16)$$

Формула со степенью $^2/_3$ и формула $q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}$ по теории струи

Пользуясь теорией струи, легко получить уже найденные нами из закона подобия формулы (6.30) и (6.31), широко применяющиеся при расчете вертолетов. Теория струи позволяет указать предельные значения тяги, чего теория подобия не может сделать.

Для получения формулы Н. Е. Жуковского со степенью $^2/_3$ поступим так: в выражение (7.12) введем $L=75N$; $F=\frac{\pi D^2}{4}$ и $\rho=\frac{\Delta}{8}$ и получим сразу

$$T=\left(\frac{75}{4}\sqrt{\pi}\,\eta_0\sqrt{\Delta}\,DN\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (7.17)$$

Это и есть формула тяги со степенью $\frac{2}{3}$. Величина $\frac{75}{4}\sqrt{\pi}=33{,}25$ и предыдущую формулу можно написать еще в таком виде:

$$T=(33{,}25\eta_0\sqrt{\Delta}\,DN)^{\frac{2}{3}}. \qquad (7.18)$$

Величина $33{,}25\eta_0=a$ может иметь лишь в идеальном случае, когда $\eta_0=1$, предельное значение, равное 33,25, и, следовательно, тяга несущего винта для данных величин D, N, Δ ограничена и не может быть увеличена никакими модификациями формы винта. Это уравнение выражает два основных закона природы: законы сохранения энергии и количества движения и поэтому его принципиальное значение очень велико.

Очень легко из той же формулы (7.14) получить и величину $q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}$. Для этого вводим в нее $L=75N$; $\rho=\frac{\Delta}{8}$ и пишем ее в виде:

$$\frac{T^3}{\rho F L^2}=\frac{T^2}{75^2N^2}\frac{T}{F\frac{\Delta}{8}}=2\eta_0^2.$$

Вводя в нее удельные нагрузки p и q, т. е.

$$p=\frac{T}{F}\ кг/м^2 \quad и \quad q=\frac{T}{N}\ кг/л.\ с.,$$

получаем

$$q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=\frac{75}{2}\eta_0=E. \qquad (7.19)$$

Эту формулу мы получили ранее в § 6.4 с помощью закона подобия и не могли там указать предела энергетического качества несущего винта E. Теперь же мы видим, что при $\eta_0=1$, т. е. в идеальном случае, $E_i=\frac{75}{2}=37{,}5$.

Величина η_0 у вертолетов оказывается обычно лежащей в пределах 0,6÷0,75 и, следовательно, энергетическое качество несущего винта равно приблизительно 22,5÷27,8. Можно значительно повысить величину η_0, но это требует применения, как увидим далее, тяжелых многолопастных и медленно вращающихся несущих винтов, что увеличивает вес вертолета и уменьшает его горизонтальную скорость.

Напомним еще раз, что величина N относится к мощности на валу несущего винта. Если ее относить к мощности $N_м$ на валу двигателя, то $N=\zeta N_м$, и тогда, относя удельную нагрузку на 1 *л. с.* к мощности двигателя, как мы делали в § 6.5, получим

$$q_м\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=\frac{75}{2}\eta_0\zeta=E_м. \qquad (7.20)$$

Об использовании этой формулы мы уже говорили в § 6.5. Величина ζ приведена в § 4.7.

Замечание о соосной схеме

Выведенная здесь формула (7.12) содержит ометаемую лопастями площадь струи F. В случае соосных винтов у нижнего винта получится боковое подсасывание (см. фиг. 4.16) и действительная ометаемая площадь у такой схемы оказывается значительно большей, чем у одиночного винта. В § 4.7 мы показали, что в этом случае $F_{ом}=1{,}66F$. Поэтому тяга у винта-спарки $T_с$ при той же мощности больше, чем у одиночного винта T_1, и выигрыш в тяге достигает 15%. Вследствие этого, если вычислять относительный к. п. д. у соосного винта, исходя из полученных из опыта значений T и L или C_T и $m_к$ и вводить в формулы площадь одиночного винта $F_1=\frac{\pi D^2}{4}$, то получается очень большое значение η_0, близкое к единице, а иногда и большее единицы.

Выведенными формулами с F_1 можно пользоваться и здесь, но величина η_0 имеет в этом случае условный характер.

§ 7.4. СКОРОСТЬ ПОТОКА И СКАЧОК ДАВЛЕНИЯ В СТРУЕ ВИНТА, РАБОТАЮЩЕГО НА МЕСТЕ

Для определения скорости потока в струе висящего несущего винта мы можем воспользоваться формулой (7.7), т. е.

$$T_i = 2\rho F v_{1в}^2.$$

Условимся подставлять в нее для реальных винтов среднюю по ометаемому диску скорость $v_{1в}$; для простоты расчетов ее берут на радиусе $\bar{r}=0{,}7$. Но если подставить в эту формулу такую среднюю скорость, то мы получим преувеличенно большую тягу T_i, так как формула выведена для идеального случая. Реальный винт даст при той же скорости $v_{1в}$ меньшую тягу T и уравнение (7.7) можно сбалансировать, введя в него поправочный множитель $\varkappa$, обычно называемый коэффициентом концевых потерь винта, и писать:

$$T = \varkappa 2\rho F v_{1в}^2. \tag{7.21}$$

Это — основная формула всех теорий несущего винта. Из нее следует, что

$$v_{1в} = \sqrt{\frac{T}{\varkappa 2\rho F}}, \tag{7.22}$$

или, подставляя в нее $\frac{T}{F} = p$ *кг/м²* и $\rho = \frac{\Delta}{8}$ *кг сек²/м⁴*, получим окончательно

$$v_{1в} = 2\sqrt{\frac{p}{\varkappa\Delta}}. \tag{7.23}$$

Очень часто в формулу (7.22) вводят коэффициент тяги, т. е. подставляют в нее $T = C_T\rho\frac{U^2}{2}F$, и получают

$$v_{1в} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}U. \tag{7.24}$$

Так как $\frac{v_{1в}}{U} = \frac{v_{1в}}{R\omega} = \bar{v}_{1в}$ равно относительной индуктивной скорости, то часто последнюю формулу пишут в безразмерном виде, т. е.

$$\bar{v}_{1в} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}. \tag{7.25}$$

Скорость $v_{1в}$ часто называют характеристической скоростью вертолета, так как она входит в очень многие формулы аэродинамического расчета. На значение этой скорости впервые указывал В. П. Ветчинкин. На практике часто пользуются всеми

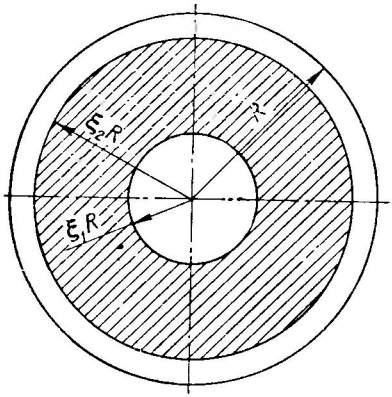
указанными формулами в зависимости от решаемых задач и их следует всегда помнить.

Итак,

$$v_{1_в} = \sqrt{\frac{T}{\varkappa 2\rho F}} = 2\sqrt{\frac{p}{\varkappa\Delta}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}R\omega. \qquad (7.26)$$

О величине $\varkappa$

Величину $\varkappa$ можно рассматривать как некоторый коэффициент гидравлических потерь, подобный обычно применяемому в гидравлике коэффициенту Кориолиса, оценивающему неравномерность скоростного поля в различных трубах и каналах. Его можно находить и теоретически, как это мы сделаем в импульсной теории винтов. Его можно также рассматривать как некоторый коэффициент использования площади, ометаемой винтом, и мы можем ввести в наши формулы рабочую площадь $F_1 = \varkappa F$. Последний способ является наиболее простым и наглядным.



Фиг. 7.3. Границы струи воздуха у реальных винтов.

Дело в том, что у гребных и несущих винтов в центре, у втулки, нет лопасти, а идет оголенный или прикрытый лонжерон, не дающий тяги. На концах лопастей получается срыв потока и практически и там тяги не получается. Если принять, что нерабочая часть у втулки имеет радиус $r_{вт} = \xi_1 R$, а концевой срыв начинается на $r_{конц} = \xi_2 R$, где ξ_1 и ξ_2 — безразмерные величины радиусов $r_{вт}$ и $r_{конц}$ лопасти (фиг. 7.3), то реальная рабочая площадь винта будет равна

$$F_1 = \pi\xi_2^2 R^2 - \pi\xi_1^2 R^2 = F\left(\xi_2^2 - \xi_1^2\right)$$

и, следовательно,

$$\varkappa = \left(\xi_2^2 - \xi_1^2\right). \qquad (7.27)$$

Обычно у хороших винтов величина $\varkappa$ равна от 0,92 до 0,9, а у плохих доходит до 0,85. Более подробные данные о коэффициенте концевых потерь изложены в § 8.6.

Относительный к. п. д. винта второго рода

Описанный здесь относительный к. п. д. η_0 очень удобен в обычных расчетах, так как он увязывает в теоретической формуле ре-

альные величины T, L и F и дает простую формулу (7.12), из которой следует, что

$$L=\frac{T^{\frac{3}{2}}}{\eta_0\sqrt{2\rho F}}.$$

Однако в некоторых расчетах удобно пользоваться вентиляторной работой винта, равной $Tv_{1в}$, где T и $v_{1в}$ — реальные величины тяги и скорости. Скорость же $v_{1в}$ по уточненной формуле (7.22) равна

$$v_{1в}=\sqrt{\frac{T}{\varkappa 2\rho F}}. \qquad (7.22)$$

Если в предыдущей формуле умножить правую часть на $\sqrt{\frac{\varkappa}{\varkappa}}$, то мы получим

$$L=\frac{\sqrt{\varkappa}}{\eta_0}Tv_{1в}. \qquad (7.27')$$

Вводя обозначение η_0' для относительного к. п. д. второго рода, получим

$$\eta_0'=\frac{\eta_0}{\sqrt{\varkappa}}. \qquad (7.27'')$$

Величина $\varkappa\approx 0{,}92\div 0{,}9$ и тогда

$$\eta_0'\approx 1{,}05\div 1{,}03\,\eta_0.$$

Коэффициентом η_0' следует пользоваться тогда, когда мощность вычисляется по вентиляторной работе Tv_1. У винтов, имеющих осевую скорость, получится, как увидим далее, вентиляторная работа, равная TV_1.

Давления в струе винта при работе «на месте» (на висении)

Найдем давления (фиг. 7.4), получающиеся в струе винта непосредственно перед его диском (сечение *1.1*) и непосредственно за ним (сечение *1.2*). Напишем уравнение Бернулли для сечений на сфере, где давление равно атмосферному и скорость равна нулю, и для сечения *1.1*, где скорость равна $v_{1в}$, а давление имеет величину $p_{1.1}$, т. е.

$$p_0+0=p_{1.1}+\frac{\rho v_{1в}^2}{2}.$$

Отсюда находим избыточное давление

$$p'_{1.1}=p_{1.1}-p_0=-\frac{\rho v_{1в}^2}{2}, \qquad (7.28)$$

т. е. перед винтом получается пониженное давление, равное скоростному напору скорости индукции (подсасывания).

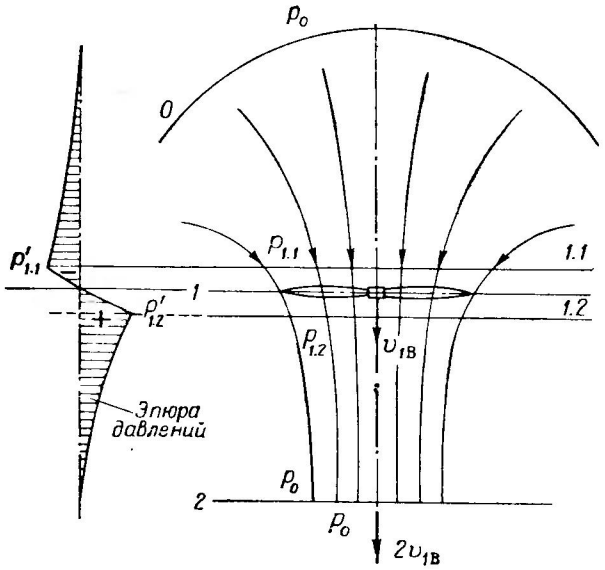
Для сечений *1. 2* и *2* пишем аналогично

$$p_0+\frac{\rho(2v_{1в})^2}{2}=p_{1.2}+\frac{\rho v_{1в}^2}{2}.$$

Отсюда находим избыточное давление

$$p'_{1.2}=p_{1.2}-p_0=3\frac{\rho v_{1в}^2}{2}, \qquad (7.29)$$

т. е. избыточное давление за винтом, работающим на месте (для несущего винта — висение), равно трем скоростным напорам скорости индукции $v_{1в}$.



Фиг. 7.4. Избыточные давления в струе воздуха у несущего винта.

Вследствие указанного всякие близкие к диску винта тела, находящиеся позади винта, испытывают большее увеличение сопротивления, чем тела, находящиеся впереди винта. Этот факт впервые был обнаружен в Кучинском аэродинамическом институте в 1908 г.

Изложенная теория очень груба и дает лишь средние давления. На границе струи давления близки к атмосферному. Тем не менее она приносит большую пользу при инженерных расчетах взаимного влияния винта и корпуса машины.

§ 7.5. ЭФФЕКТ ОБДУВКИ КОРПУСА И КРЫЛЬЕВ ВЕРТОЛЕТА СТРУЕЙ НЕСУЩЕГО ВИНТА ПРИ ВИСЕНИИ

Струя, создаваемая несущим винтом, омывает большое количество различных деталей и вызывает у них силу лобового сопротивления, которую по правилам экспериментальной аэродинамики можно вычислить по формуле

$$Q = \rho \frac{V^2}{2} c_x S.$$

Струя за несущим винтом быстро сжимается и можно считать, что почти все детали обдуваются при висении со скоростью $v_{2в} = 2v_{1в}$, направленной сверху вниз. Полное сопротивление всех деталей получится суммированием отдельных сопротивлений и будет равно так называемому вредному сопротивлению

$$Q_{вр} = \sum Q = \frac{\rho (2v_{1в})^2}{2} \sum c_x S. \qquad (7.30)$$

Подставляя в эту формулу величину характерной скорости, т. е.

$$v_{1в} = \sqrt{\frac{T}{\varkappa 2 \rho F}},$$

находим

$$Q_{вр} = T \frac{\sum c_x S}{\varkappa F}. \qquad (7.31)$$

Получается важный вывод, что вредное сопротивление на режиме висения пропорционально тяге несущего винта. Для оценки лобовых сопротивлений летательных аппаратов (здесь — для вертикальной обдувки) часто пользуются понятием эквивалентной вредной пластинки $\sigma_{вр}$, дающей при том же скоростном напоре такое же сопротивление, как и все детали вертолета.

Считая коэффициент сопротивления пластинки $c_x \approx 1{,}28$, получим ее величину из соотношения

$$1{,}28\, \sigma_{вр} \frac{\rho v_{2в}^2}{2} = \sum c_x S \frac{\rho v_{2в}^2}{2},$$

а тогда

$$\sigma_{вр} = \frac{\sum c_x S}{1{,}28}. \qquad (7.32)$$

С помощью этой величины предыдущее выражение (7.31) примет вид:

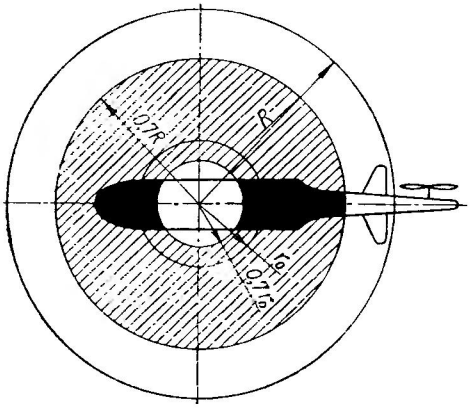
$$Q_{вр} = 1{,}28\, \sigma_{вр} \frac{T}{\varkappa F}.$$

Особенно велико сопротивление фюзеляжа, обтекаемого поперек ($c_x \approx 0{,}4$), и сопротивление крыльев с горизонтальной хордой

($c_x \approx 1{,}28$, как у пластинки). Не все детали попадают полностью в струю несущего винта, поэтому нужно составлять эскиз по фиг. 7.5 и брать у деталей лишь те миделевые площади, какие попадут в струю. При этом нужно учесть сжатие струи.

Однако, кроме обдувки, существует еще влияние этих деталей, особенно крыльев, на несущий винт: оно заметно увеличивает тягу последнего. Этот эффект аналогичен влиянию близости земли на работу несущего винта (см. ниже § 11.6); иногда его называют «воздушной подушкой». Следовательно, полная потеря тяги будет равна $Q_{вр} - \Delta T_h$. Величина ΔT_h дает разность тяг, получающихся при удаленном от крыльев винте (индекс ∞) и находящемся на расстоянии по оси, равном h, т. е.

$$\Delta T_h = T_h - T_\infty.$$



Фиг. 7.5. Обдувка фюзеляжа одновинтового вертолета на режиме висения.

Радиусы струи уменьшались в отношении $\frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0{,}7$.

Особенно подробно изучался эффект близости земли. На фиг. 11.21 (далее) приведена величина $\frac{T_h}{T_\infty}$ в зависимости от $\frac{h}{R}$ при условии постоянства мощности винта. Она очень сильно изменяется в зависимости от $\frac{h}{R}$. Будем оценивать эффект земли в этих условиях величиной

$$\zeta = \frac{T_h - T_\infty}{T_\infty}. \tag{7.33}$$

Этот эффект при малых значениях $\frac{h}{R}$ очень велик: так, при $\frac{h}{R} = 0{,}2$ величина $\zeta \approx 0{,}5$. Для оценки влияния крыльев и других деталей можно исходить из грубой гипотезы пропорциональности выигрыша тяги ΔT_h величине перекрытой части эффективного сечения струи винта, т. е. величине $\frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F}$ и тяге T, а влияние расстояния $\frac{h}{R}$ оценивать по фиг. 11.21 величиной $\zeta = \frac{T_h - T_\infty}{T_\infty}$. Тогда можно написать, что

$$\Delta T_h = \zeta \frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F} T. \tag{7.34}$$

Окончательная потеря тяги от обдувки будет, очевидно, равна

$$Q_{вр}-\Delta T_h=1{,}28\frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F}T-\zeta\frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F}T.$$

В испытаниях винтов и при их расчете это влияние обычно не учитывается и тогда потребная для висения тяга T должна будет равняться полетному весу машины G, увеличенному на вредные сопротивления и уменьшенному на эффект торможения потока, т. е.

$$T=G+Q_{вр}-\Delta T_h,$$

или, подставляя сюда значения $Q_{вр}$ и ΔT_h, получаем

$$T=G+T\frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F}(1{,}28-\zeta).$$

Отсюда

$$T\left[1-\frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F}(1{,}28-\zeta)\right]=G.$$

Вводим обозначение $\tau_{обд}$ для коэффициента обдувки:

$$\tau_{обд}=\frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F}(1{,}28-\zeta). \tag{7.35}$$

Тогда получим окончательно

$$T(1-\tau_{обд})=G, \tag{7.36}$$

или

$$T=\frac{G}{1-\tau_{обд}}\approx G(1+\tau_{обд}). \tag{7.37}$$

Величина τ обычно мала и можно принимать в формулах, что

$$\frac{1}{1-\tau_{обд}}\approx 1+\tau_{обд}.$$

Полученная формула показывает, что учет взаимных влияний несущего винта и корпуса вертолета можно делать, беря повышенный на несколько процентов вес машины.

У одновинтового вертолета величина $\tau_{обд}$ обычно мала, порядка $1\div 2\%$. Но у крылатых вертолетов она может быть очень большой. Например, при $\frac{\sigma_{вр}}{F}\approx 0{,}1$; $\varkappa=0{,}9$ и $\zeta=0{,}5$ мы получим

$$\tau_{обд}=\frac{\sigma_{вр}}{\varkappa F}(1{,}28-\zeta)=\frac{0{,}1}{0{,}9}(1{,}28-0{,}5)=0{,}086=8{,}6\%.$$

Если не учитывать эффекта торможения, т. е. величины ζ, то получится $\tau_{обд}\approx 15\%$. Следовательно, увеличение тяги уменьшает

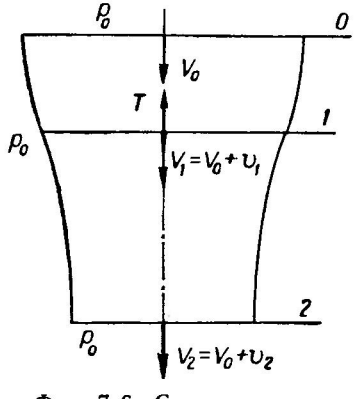
эффект обдувки приблизительно в 2 раза и его нужно обязательно учитывать. Точный его учет возможен лишь с помощью испытаний моделей вертолетов данного типа.

На первый взгляд кажется более выгодным помещать детали, и особенно крыло, возможно ближе к диску винта, так как там скорость потока на висении равна $v_{1в}$, а ниже диска она близка к величине $2v_{1в}$. Однако нужно помнить о больших давлениях, получающихся непосредственно за винтом и равных $3\frac{\rho v_{1в}^2}{2}$ [по формуле (7.29)]; винт сильно увеличивает сопротивление больших деталей, так как у них сверху получается повышенное давление.

Кроме того, при близости деталей к диску винта возникают аэродинамические удары от проходящих близко лопастей, что может вызвать тряску машины.

§ 7.6. ТЕОРИЯ СТРУИ У ВИНТА, ИМЕЮЩЕГО ОСЕВУЮ СКОРОСТЬ ПОЛЕТА

Рассмотрим теперь струю, получающуюся у винта, имеющего осевую скорость движения V_0 (фиг. 7.6). Такой случай имеет место у гребных винтов и у несущих винтов вертолетов при вертикальном подъеме. Работу такого винта удобно изучать в обращенном или относительном движении, для чего нужно всей массе воздуха и винту сообщить движение со скоростью V_0 в направлении, обратном осевой скорости. Тогда винт будет вращаться на месте, а воздух будет на него набегать в осевом направлении со скоростью V_0. Это соответствует тому, что видит летчик в полете и тому, что получается при опытах в аэродинамических трубах. Этот прием постоянно применяется при теоретическом изучении винтов.



Фиг. 7.6. Струя воздуха у идеального винта.

Опыты показывают, что струя в этом случае имеет форму воронки, как показано на фиг. 7.6. Струя за винтом сжимается и примерно на расстоянии одного радиуса винта делается цилиндрической. После этого она начинает постепенно размываться, оставаясь на расстоянии нескольких десятков радиусов винта приблизительно цилиндрической.

Проведем три нормальных к оси винта плоских сечения: нулевое — далеко перед винтом, первое — через плоскость вращения винта и второе — через сжатое сечение. Скорость потока в нулевом сечении равна V_0, в сечении *1* она увеличивается вследствие подса-

сывающего действия винта и будет равна $V_1=V_0+v_1$, где v_1 — скорость подсасывания, или индуктивная скорость; V_1 — скорость протекающего через диск винта воздуха, или осевая скорость воздуха в сечении *1*.

В сжатом сечении *2* скорость воздуха еще более увеличится и будет равна $V_2=V_0+v_2$, где v_2 — скорость отбрасывания, а V_2 — скорость уходящего воздуха.

Давление на боковую поверхность воронки и в сечении *0* равно атмосферному. У реальных винтов уходящая струя вращается и скорости V_1 и V_2 имеют различную величину на разных радиусах винта. Мы сначала рассмотрим идеальный винт, у которого скорости V_1 и V_2 постоянны для всех точек сечений *1* и *2* и у которого давление в цилиндрическом сжатом сечении также равно атмосферному.

Применим к выделенной сечениями *0* и *2* части струи два основных закона механики, считая винт идеальным. На выделенное воздушное тело действует лишь реакция силы тяги, равная и прямо противоположная силе тяги T_i идеального винта. Секундный импульс этой силы должен вызвать равное секундное изменение количества движения в системе. Приходящий воздух приносит количество движения mV_0, где m — секундная масса воздуха, проходящая через любое нормальное к оси сечение струи. Уходящий воздух уносит количество движения mV_2. Следовательно,

$$T_i=mV_2-mV_0=mv_2. \tag{7.38}$$

Энергия у идеального винта будет расходоваться в относительном движении лишь на создание кинетической энергии струи. Приходящий воздух несет кинетическую энергию, равную $\frac{mV_0^2}{2}$, а уходящий — энергию $\frac{mV_2^2}{2}$. Следовательно, затраченная в секунду работа, т. е. мощность, будет в идеальном случае равна

$$L_i=\frac{mV_2^2}{2}-\frac{mV_0^2}{2}=\frac{m}{2}(V_2^2-V_0^2)=\frac{m}{2}(V_2+V_0)(V_2-V_0).$$

Замечая, что

$$V_2+V_0=2V_0+v_2;\quad V_2-V_0=v_2 \text{ и } T_i=mv_2,$$

получим

$$L_i=m\left(V_0+\frac{v_2}{2}\right)v_2=T_i\left(V_0+\frac{v_2}{2}\right). \tag{7.39}$$

Эту мощность можно вычислить исходя и из других соображений. Винт давит на воздух, движущийся через сечение *1* со скоростью

$V_1=V_0+v_1$, с силой реакции, равной по величине силе тяги T_i. Следовательно, эта сила производит в секунду работу, равную

$$L_i=T_iV_1=T_i(V_0+v_1). \tag{7.40}$$

Эту работу иногда называют вентиляторной, или работой прокачивания воздуха через диск винта, где получается перепад давлений, равный $\frac{T_i}{F}$. Обе полученные формулы должны у идеального винта давать одно и то же значение мощности. Сравнивая их, сразу получаем

$$V_0+\frac{v_2}{2}=V_0+v_1,$$

откуда следует, что

$$v_2=2v_1. \tag{7.41}$$

Это выражение дает очень важную теорему: скорость отбрасывания равна удвоенной скорости подсасывания (или индуктивной скорости).

Следовательно, полученная нами в § 7.2 зависимость для работы винта на месте, сохраняется и в этом случае.

Секундную массу воздуха для идеального винта можно представить в таком виде:

$$m=\rho FV_1. \tag{7.42}$$

Воздух в этой теории считается несжимаемым, и тогда $\rho=\text{const}$. Пользуясь найденными соотношениями, можно переписать формулу тяги (7.38) и мощности (7.40) в таком виде:

$$T_i=2\rho FV_1v_1; \tag{7.43}$$

$$L_i=T_iV_1=2\rho FV_1^2v_1. \tag{7.44}$$

Эти формулы являются основными в теории идеального винта. Они, естественно, обращаются в формулы идеального винта, работающего «на месте», если в них положить $V_0=0$; тогда $V_1=v_{1в}$ и мы получим уже известные формулы (7.7) и (7.8).

§ 7.7. ПЕРЕХОД К РЕАЛЬНОМУ ВИНТУ, ИМЕЮЩЕМУ ОСЕВУЮ СКОРОСТЬ V_0

К. п. д. реального и идеального винтов

Найдем к. п. д. у идеального винта.

По определению $\eta_i=\frac{T_iV_0}{L_i}$.

Подставляя сюда найденное значение L_i, получим

$$\eta_i=\frac{T_iV_0}{L_i}=\frac{T_iV_0}{T_iV_1}=\frac{V_0}{V_1}. \tag{7.45}$$

Получилась весьма простая зависимость: к. п. д. идеального винта равен отношению осевых скоростей в сечениях струи «0» и «1».

У реального винта получится значительно меньший к. п. д., так как у него существуют потери энергии на трение лопастей, на закручивание струи, получаются потери на изменяемость скоростей V_1 и V_2 по сечениям струи и т. д.

Зная у реального винта величину T и V_1, мы можем вычислить его вентиляторную работу по формуле TV_1. Полная работа, затрачиваемая на этот винт, может быть получена с помощью относительного к. п. д. второго рода по формуле

$$L=\frac{TV_1}{\eta_0'}. \tag{7.46}$$

Здесь η_0' — относительный к. п. д. второго рода, оценивающий потери реального винта. Тогда к. п. д. реального винта будет равен

$$\eta=\frac{TV_0}{L}=\frac{TV_0}{TV_1}\eta_0',$$

или, замечая, что $\eta_i=\frac{V_0}{V_1}$, получаем

$$\eta=\eta_i\eta_0'. \tag{7.47}$$

У современных гребных винтов к. п. д. высок и достигает значения 0,88; при этом η_i близок к единице, а $\eta_0'\approx 0{,}9\div 0{,}85\approx\eta_0$.

Скорости в струе винта при осевом движении

Отметим теперь, что подобно тому, как мы видели у винта, работающего на месте, и у гребного винта получаются концевые потери. Их можно оценить тем же коэффициентом концевых потерь $\varkappa$. Поэтому формулу для тяги (7.43) нужно писать для реальных винтов с учетом $\varkappa$ в таком виде:

$$T=\varkappa 2\rho F V_1 v_1. \tag{7.48}$$

Величину $\varkappa$ можно получить или путем опытов, или с помощью теории, или приближенно по формуле (7.27). Формулу тяги для многих приложений удобно писать в безразмерном виде, введя в нее коэффициент тяги винта C_T и относительные скорости

$$\overline{V}_0=\frac{V_0}{U};\quad \overline{V}_1=\frac{V_1}{U}\quad\text{и}\quad \overline{v}_1=\frac{v_1}{U},$$

где $U=R\omega$.

Разделив обе части найденного выражения (7.48) на $\frac{\rho U^2}{2}F$, получим

$$C_T=\varkappa 4\overline{V}_1\overline{v}_1. \tag{7.49}$$

Формула эта очень удобна, так как при проведении расчета вертолета величина C_T всегда известна. С ее помощью легко вычислить скорости, получающиеся в струе винта. Подставив в предыдущее выражение $\overline{V}_1=\overline{V}_0+\overline{v}_1$, получим

$$C_T=\varkappa 4(\overline{V}_0+\overline{v}_1)\overline{v}_1,$$

или

$$\overline{v}_1^2+\overline{v}_1\overline{V}_0-\frac{C_T}{4\varkappa}=0.$$

Из полученного квадратного уравнения находим:

$$\overline{v}_1=-\frac{\overline{V}_0}{2}+\sqrt{\frac{\overline{V}^2}{4}+\frac{C_T}{4\varkappa}}=\frac{-\overline{V}+\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{2}. \qquad (7.50)$$

В этом решении берем знак плюс перед корнем, так как скорость $\overline{v}_1$ всегда направлена обратно тяге и при положительной величине C_T должна быть положительной согласно общему правилу знаков (см. § 2.3).

Случай $V_1<0$, что соответствует спуску вертолета, мы рассмотрим ввиду его важности отдельно, в гл. 11.

Полученная формула находит очень широкое применение в теории винтов. Ее значение было впервые оценено Н. Е. Жуковским и В. П. Ветчинкиным и широко использовано в курсе Н. Е. Жуковского «Теоретические основы воздухоплавания» (1911 г.). Однако и Н. Е. Жуковский, и В. П. Ветчинкин не вводили тогда в него концевые потери.

Зная скорость $\overline{v}_1$, легко найти скорости $\overline{V}_1$ и $\overline{V}_2$, так как если

$$\overline{v}_1=\frac{-\overline{V}_0+\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{2}, \qquad (7.50)$$

то

$$\overline{V}_1=\overline{V}_0+\overline{v}_1=\frac{\overline{V}_0+\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{2} \qquad (7.51)$$

и

$$\overline{V}_2=\overline{V}_0+2\overline{v}_1=\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}. \qquad (7.52)$$

С помощью этих выражений легко получить идеальный к. п. д. винта, так как

$$\eta_i=\frac{V_0}{V_1}=\frac{\overline{V}_0}{\overline{V}_1}=\frac{2}{1+\sqrt{1+\frac{C_T}{\varkappa\overline{V}_0^2}}}. \qquad (7.53)$$

§ 7.8. ДРУГИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СКОРОСТЕЙ В СТРУЕ ВИНТА И ЕГО К. П. Д.

Приведенными выражениями удобно пользоваться при расчете винтов. В некоторых вопросах, например, при учете взаимного влияния винта и частей летательного аппарата, удобнее пользоваться натуральными величинами, а не безразмерными. Для получения таких выражений достаточно умножить предыдущие выражения (7.50), (7.51) и (7.52) на $U=R\omega$ и подставить в них $C_T=\dfrac{T}{\dfrac{\rho U^2}{2}F}$. Тогда получим

$$v_1=V_0\frac{-1+\sqrt{1+\dfrac{T}{\varkappa^1/_2\rho V_0^2F}}}{2}; \tag{7.54}$$

$$V_1=V_0\frac{1+\sqrt{1+\dfrac{T}{\varkappa^1/_2\rho V_0^2F}}}{2}; \tag{7.55}$$

$$V_2=V_0\sqrt{1+\frac{T}{\varkappa^1/_2\rho V_0^2F}} \tag{7.56}$$

и

$$\eta_i=\frac{2}{1+\sqrt{1+\dfrac{T}{\varkappa^1/_2\rho V_0^2F}}}. \tag{7.57}$$

Величину $\dfrac{C_T}{V_0^2}=\dfrac{T}{\rho\dfrac{V_0^2}{2}F}$ В. П. Ветчинкин обозначил буквой B и назвал коэффициентом нагрузки ометаемую винтом площадь. Эта величина встречается во многих наших и заграничных книгах. Однако при пользовании новыми коэффициентами в этом нет большой необходимости, так как выражение $\dfrac{C_T}{V_0^2}$ достаточно просто и наглядно. Ранее, до 1948 г., концевые потери винта не учитывались, что снижало точность формулы.

Полученные выражения иногда бывает выгодно написать, введя в них характеристическую скорость винта [см. (7.4), формула (7.26)], т. е.

$$\bar{v}_{1в} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}. \tag{7.25}$$

Вводя ее в формулы (7.50), (7.51) и (7.52), получим

$$\bar{v}_1 = \frac{-\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + 4\bar{v}_{1в}^2}}{2} = -\frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \bar{v}_{1в}^2}; \tag{7.58}$$

$$\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \bar{v}_{1в}^2}; \tag{7.59}$$

$$\bar{V}_2 = \sqrt{\bar{V}_0^2 + 4\bar{v}_{1в}^2} \tag{7.60}$$

и

$$\eta_i = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\left(\frac{\bar{v}_{1в}^2}{\bar{V}_0^2}\right)}}. \tag{7.61}$$

В. П. Ветчинкин предложил для упрощения составления графиков ввести особые безразмерные скорости, отнесенные к характерной скорости $v_{1в}$; мы будем их обозначать теми же буквами, как именованные скорости, но ставить над ними волнистую черту («волну»). Таким образом, мы получим

$$\tilde{V}_0 = \frac{V_0}{v_{1в}}; \quad \tilde{V}_1 = \frac{V_1}{v_{1в}}; \quad \tilde{V}_2 = \frac{V_2}{v_{1в}} \text{ и } \tilde{v}_1 = \frac{v_1}{v_{1в}}. \tag{7.62}$$

Разделив выражения (7.58), (7.59), (7.60) и (7.61) на $v_{1в}$, получим:

$$\tilde{v}_1 = -\frac{\tilde{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\tilde{V}_0^2}{4} + 1}; \tag{7.63}$$

$$\tilde{V}_1 = \frac{\tilde{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\tilde{V}_0^2}{4} + 1}; \tag{7.64}$$

$$\tilde{V}_2 = \sqrt{\tilde{V}_0^2 + 4} \tag{7.65}$$

и

$$\eta_i = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{4}{\tilde{V}_0^2}}}. \tag{7.66}$$

§ 7.9. ХАРАКТЕРИСТИКА ИДЕАЛЬНОЙ ВИНТОМОТОРНОЙ ГРУППЫ ПО В. П. ВЕТЧИНКИНУ И ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ВЕРТОЛЕТОВ

Хорошим примером использования безразмерных величин («с волной») является предложенный В. П. Ветчинкиным приближенный способ построения характеристики винтомоторной группы. Он дает полезные указания при подборе несущего винта к вертолету. Постановка задачи такова: мощность двигателя считается постоянной на всех режимах. Тяга идеальной винтомоторной группы на режиме висения равна $T_{i\,в}$, а на ходу T_i.

Тогда

$$L_i = T_i V_1 = T_{i\,в} v_{1в}, \tag{7.67}$$

или, вводя характерную скорость $v_{1в}$ и характерную тягу на месте $T_{i\,в}$, можем написать предыдущее выражение в таком виде:

$$\frac{T_i}{T_{i\,в}} \frac{V_1}{v_{1в}} = 1.$$

Вводя относительные величины „с волной", т. е. $\tilde{V}_1 = \frac{V_1}{v_{1в}}$ и $\tilde{T}_i = \frac{T_i}{T_{i\,в}}$, можем написать

$$\tilde{T}_i \tilde{V}_1 = 1, \tag{7.68}$$

или

$$\tilde{V}_1 = \frac{1}{\tilde{T}_i}. \tag{7.69}$$

Тяга идеального винта на ходу будет такой

$$T_i = 2\rho F V_1 v_1 = 2\rho F V_1 (V_1 - V_0), \tag{7.70}$$

а при работе на месте

$$T_{i\,в} = 2\rho F v_{1в}^2.$$

Разделив почленно полученное первое выражение на второе, найдем

$$\tilde{T}_i = \tilde{V}_1 (\tilde{V}_1 - \tilde{V}_0).$$

Подставляя сюда $\tilde{V}_1 = \frac{1}{\tilde{T}_i}$, получим

$$\tilde{T}_i = \frac{1}{\tilde{T}_i}\left(\frac{1}{\tilde{T}_i} - \tilde{V}_0\right),$$

что приводится к кубическому уравнению

$$\tilde{T}_i^3 + \tilde{T}_i \tilde{V}_0 - 1 = 0. \tag{7.71}$$

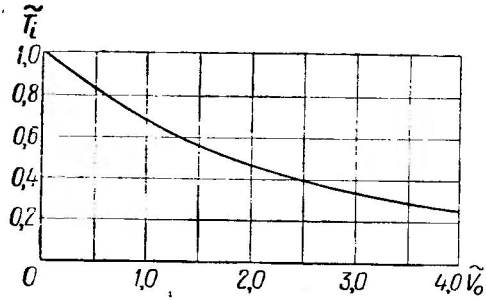
Это и есть уравнение идеальной ХВМГ, так как оно связывает тягу $\tilde{T}_i$ со скоростью полета $\tilde{V}_0$ при постоянной мощности дви-

гателя. Его удобнее решать, задаваясь относительной тягой и вычисляя ряд значений $\tilde{V}_0$, т. е. исходить из выражения

$$\tilde{V}_0 = \frac{-\tilde{T}_i^3+1}{\tilde{T}_i} = -\tilde{T}_i^2 + \frac{1}{\tilde{T}_i} = \frac{1}{\tilde{T}_i} - \tilde{T}_i^2. \qquad (7.72)$$

Если решать его относительно $\tilde{T}_i$, то получится по формуле Кардана очень громоздкое и ненаглядное выражение (см. В. П. Ветчинкин и Н. Н. Поляхов, Теория и расчет воздушного гребного винта, Оборонгиз, 1940).

На фиг. 7.7 и в табл. 7.1 приведены результаты таких вычислений и приведено, кроме того, значение η_i.



Фиг. 7.7. Характеристика идеальной винтомоторной группы $\tilde{T}_i = f(\tilde{V}_0)$ по В. П. Ветчинкину.

Таблица 7.1

$\tilde{V}_0$	$\tilde{T}_i$	η_i	$\tilde{V}_0$	$\tilde{T}_i$	η_i
0,0	1,0	0,0	1,0	0,683	0,683
0,1	0,967	0,0967	1,5	0,554	0,830
0,2	0,933	0,187	2,0	0,453	0,907
0,3	0,900	0,270	2,5	0,378	0,946
0,4	0,868	0,347	3,0	0,322	0,967
0,5	0,835	0,418	3,5	0,280	0,978
0,6	0,803	0,482	4,0	0,246	0,985
0,8	0,741	0,593	5,0	0,198	0,992
			5,5	0,181	0,994
			6,0	0,166	0,995

У вертолетов обычно величина $\tilde{V}_0 = \frac{V_0}{v_{1в}}$ при вертикальном взлете невелика и равна 0,2÷0,5 при форсировании двигателя. При номинальной мощности эта скорость у некоторых машин близка к нулю, т. е. обеспечивается лишь висение у земли при нормальных метеорологических условиях. Учитывая же, что могут встретиться неблагоприятные метеорологические условия, т. е. низкое давление и повышенная температура, необходимо требовать, чтобы при полете у земли в нормальной атмосфере у вертолета была скорость $\tilde{V}_0 \geqslant 0.1$. Иначе может случиться, что, не имея запаса тяги, машина не сможет подняться в воздух.

В табл. 7.2, составленной на основании табл. 7.1, приведены значения $\tilde{T}_i$, дающие падение тяги в зависимости от $\tilde{V}_0$. Там же приведена величина $\frac{1}{\tilde{T}_i}$, дающая необхо-

димый для получения заданного значения $\tilde{V}_0$ избыток тяги. Этот избыток в последней строке дан в процентах.

Таблица 7.2

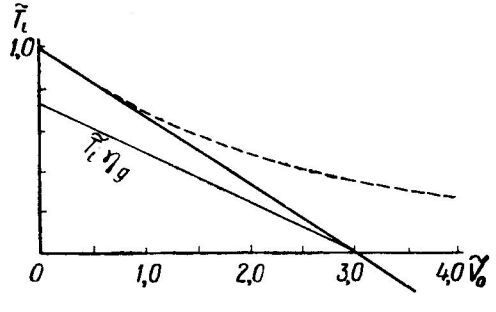
$\tilde{V}_0$	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\tilde{T}_i$	1,0	0,967	0,938	0,900	0,868	0,835
$\frac{1}{\tilde{T}_i}$	1,0	1,033	1,067	1,11	1,15	1,20
Избыток в %	0,0	3,3	6,7	11	15	20

Эта таблица показывает, что для обеспечения $\tilde{V}_0 \approx 0{,}1$ нужно иметь запас тяги, равный 3,3%.

Заметим, что при скоростях до $\tilde{V}_0 < 0{,}5$ кривая ХВМГ является почти прямой линией и, если провести касательную на фиг. 7.8 в точке, где $\tilde{V}_0 = 0$, то она практически совпадет с ХВМГ. Пользуясь полученным уравнением, можно найти точку пересечения этой касательной с осью абсцисс: она лежит на абсциссе $\tilde{V}_0 = 3{,}0$. Уравнение этой прямой тогда будет очень простым, как это видно из фиг. 7.8:

$$\tilde{T}_i = \frac{1}{3}\left(3 - \tilde{V}_0\right) = 1 - \frac{\tilde{V}_0}{3}. \qquad (7.73)$$

Она является приближенной ХВМГ, дающей достаточную точность до значений $\tilde{V}_0 < 0{,}5$.



Фиг. 7.8. Замена истинной кривой $\tilde{T}_i = f(\tilde{V}_0)$ касательной (прямой) для расчета вертолета.

Истинная тяга будет меньше идеальной и можно написать, что

$$\tilde{T} = \tilde{T}_i \eta_д, \qquad (7.74)$$

где $\eta_д$ — коэффициент добротности винта.

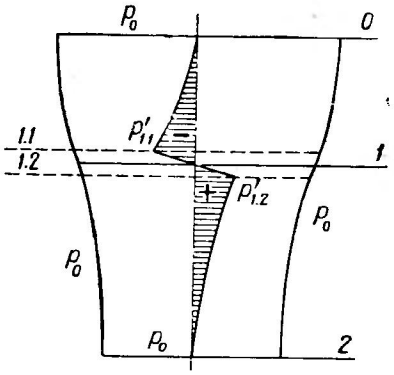
Переходя от безразмерных величин к натуральным и пользуясь формулой со степенью $^2/_3$, получим

$$T = T_{i\,в}\tilde{T}_i\eta_д = \tilde{T}_i\eta_д\left(33{,}25\sqrt{\Delta}DN\right)^{\frac{2}{3}} = \tilde{T}_i\left(33{,}25\eta_0\sqrt{\Delta}DN\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (7.75)$$

Величина $\eta_д$ у хороших несущих винтов достигает величины 0,8, а относительный к. п. д. $\eta_0 \approx 0{,}7$.

§ 7.10. ДАВЛЕНИЯ В СТРУЕ ГРЕБНОГО ВИНТА

Пользуясь теоремой Бернулли, легко найти величину средних избыточных давлений в струе винта, имеющего осевую скорость движения.



Фиг. 7.9. Давления в струе винта.

Рассмотрим сначала сечение *1.1*, лежащее непосредственно перед диском винта (фиг. 7.9). Скорость в этом сечении будет очень близкой к скорости в плоскости диска, т. е. осевой скорости протекания V_1. В далеком, нулевом, сечении скорость будет равна V_0, а давление будет равно атмосферному, т. е. p_0.

Применив к сечениям *0* и *1* теорему Бернулли, получим

$$p_0+\frac{\rho V_0^2}{2}=p_{1.1}+\frac{\rho V_1^2}{2}.$$

Отсюда находим избыточное давление

$$p'_{1.1}=p_{1.1}-p_0=\frac{\rho V_0^2}{2}-\frac{\rho V_1^2}{2}=\frac{\rho}{2}(V_0^2-V_1^2).$$

Подставляя сюда

$$V_0=\overline{V}_0U \text{ и } V_1=\overline{V}_1U=\frac{\overline{V}_0+\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{2}U,$$

получим

$$p'_{1.1}=\frac{\rho U^2}{2}\cdot\frac{4\overline{V}_0^2-\overline{V}_0^2-2\overline{V}_0\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}-\overline{V}_0^2-\frac{C_T}{\varkappa}}{4}=$$

$$=\frac{\rho U^2}{2}\cdot\frac{2\overline{V}_0^2-\frac{C_T}{\varkappa}-2\overline{V}_0\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{4}. \qquad (7.76)$$

При больших скоростях полета можно пользоваться упрощенным выражением, воспользовавшись простой формулой приближенных вычислений, гласящей, что $\sqrt{1+\varepsilon}\approx 1+\frac{\varepsilon}{2}$, если ε мало.

В нашем случае входящее в формулу (7.76) выражение $2\overline{V}_0\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}$ может быть преобразовано таким образом:

$$2\overline{V}_0\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}=2\overline{V}_0^2\sqrt{1+\frac{C_T}{\varkappa\overline{V}_0^2}}\approx$$

$$\approx 2\overline{V}_0^2\left(1+\frac{C_T}{2\varkappa\overline{V}_0^2}\right)=2\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}. \qquad (7.77)$$

Вводя его в нашу формулу и сделав сокращения, получим приближенную величину давления

$$p'_{1.1}=-\frac{\rho U^2}{2}\frac{C_T}{2\varkappa}. \qquad (7.78)$$

Умножив и разделив правую часть этого выражения на F и замечая, что $T=C_T\frac{\rho U^2}{2}F$, получим окончательно

$$p'_{1.1}=-\frac{T}{2\varkappa F}, \qquad (7.79)$$

т. е. понижение давления перед винтом приближенно равно половине тяги T, разделенной на эффективную площадь струи $\varkappa F$.

Совершенно аналогичным приемом находим избыточное давление в сечении *1.2*, лежащем непосредственно за площадью, ометаемой винтом; для этого пишем уравнение Бернулли для сечений *1.2* и *2* и получаем

$$p_0+\frac{\rho V_2^2}{2}=p_{1.2}+\frac{\rho V_1^2}{2},$$

или

$$p'_{1.2}=p_{1.2}-p_0=\frac{\rho}{2}(V_2^2-V_1^2)=\frac{\rho U^2}{2}(\overline{V}_2^2-\overline{V}_1^2).$$

Подставляя сюда значения

$$\overline{V}_1=\frac{\overline{V}_0+\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{2} \quad \text{и} \quad \overline{V}_2=\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}},$$

после упрощения находим

$$p'_{1.2}=\frac{\rho U^2}{2}\frac{2\overline{V}_0^2+3\frac{C_T}{\varkappa}-2\overline{V}_0\sqrt{\overline{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{4}. \qquad (7.80)$$

При больших скоростях полета сюда можно подставить вместо $2\bar{V}_0\sqrt{\bar{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}$ его приближенное значение, равное, как мы видели, $2\bar{V}_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}$, и тогда получим приближенную формулу избыточного давления, получающегося непосредственно за ометаемой винтом площадью, а именно:

$$p'_{1.2}\approx\frac{\rho U^2}{2}\frac{C_T}{2\varkappa}. \tag{7.81}$$

Умножив и разделив на F правую часть последнего выражения, получим окончательно:

$$p'_{1.2}\approx\frac{T}{2\varkappa F}, \tag{7.82}$$

т. е. избыточное давление за винтом при малых значениях $\frac{C_T}{\varkappa\bar{V}_0^2}$ приближенно равно половине тяги T, разделенной на эффективную ометаемую винтом площадь $\varkappa F$.

Полный перепад давления Δp будет равен как по точным, так и по приближенным формулам

$$\Delta p=p'_{1.2}-p'_{1.1}=\frac{T}{\varkappa F}. \tag{7.83}$$

Точные формулы (7.76) и (7.80) при подстановке в них $\bar{V}_0=0$ дают, как это и должно быть, такой же результат, какой был нами получен ранее для работы на месте, т. е. формулы (7.28) и (7.29).

§ 7.11. ОБЩИЙ ЭФФЕКТ ОБДУВКИ ЧАСТЕЙ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА СТРУЕЙ ГРЕБНОГО ВИНТА

У летательных аппаратов, как уже было сказано ранее, много различных деталей попадает в струю винта. И так как скорость потока в этой струе больше, чем скорость полета, то сопротивление этих деталей получается бóльшим, чем если бы они были расположены вне струи винта и обдувались со скоростью V_0. Учесть это обстоятельство можно, вводя в обычную формулу экспериментальной аэродинамики, дающей сопротивление тел, т. е.

$$Q=c_x\frac{\rho V_0^2}{2}S,$$

не скорость V_0, а ту скорость, с которой воздух набегает на эту деталь. Если она находится вне струи, то нужно брать скорость V_0, если она лежит очень близко к диску винта, то надо брать V_1, а для деталей, находящихся позади винта, на расстоянии, бóльшем радиуса, нужно брать скорость обдувки, равную V_2.

Найдем сначала сопротивление деталей, лежащих близко к диску. Тогда

$$Q=c_x\frac{\rho V_1^2}{2}S=c_x\frac{\rho U^2}{2}\left(\frac{\bar V_0+\sqrt{\bar V_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}}{2}\right)^2 S=$$

$$=c_x\frac{\rho U^2}{2}\frac{\bar V_0^2+2\sqrt{\bar V_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}\,\bar V_0+\bar V_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}{4}S.$$

Пользуясь приближенной формулой (7.77), т. е.

$$2\bar V_0\sqrt{\bar V_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}=2\bar V_0^2+\frac{C_T}{\varkappa},$$

получаем

$$Q\approx c_x\frac{\rho U^2}{2}S\left(\bar V_0^2+\frac{C_T}{2\varkappa}\right)$$

или, раскрывая скобки и умножив второй член на $\frac{F}{F}$, получаем

$$Q\approx c_x\frac{\rho V_0^2}{2}S+T\frac{c_xS}{2\varkappa F}=Q_0+T\frac{c_xS}{2\varkappa F}. \qquad (7.84)$$

Первый член дает сопротивление Q_0 без учета обдувки, а второй, пропорциональный тяге T, дает добавочное сопротивление от обдувки.

В настоящее время избегают помещать детали вблизи от диска винта, так как при прохождении лопастей мимо таких деталей получаются толчки, вызывающие вибрации лопастей и тряску всей машины. Поэтому, как правило, попадающие в струю детали находятся на таком расстоянии от диска, что можно принять скорость обдувки равной скорости уходящего воздуха, т. е. V_2. Тогда для вычисления их сопротивления можно применить формулу

$$Q=c_x\frac{\rho V_2^2}{2}S.$$

Скорость

$$V_2=U\bar V_2=U\sqrt{\bar V_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}}$$

и, следовательно,

$$Q=c_x\frac{\rho U^2}{2}S\left(\bar V_0^2+\frac{C_T}{\varkappa}\right)=c_x\frac{\rho V_0^2}{2}S+c_x\frac{\rho U^2}{2}\frac{C_T}{\varkappa}S.$$

Умножив и разделив второй член на F, получим

$$Q = c_x \frac{\rho V_0^2}{2} S + T \frac{c_x S}{\varkappa F} = Q_0 + T \frac{c_x S}{\varkappa F}. \qquad (7.85)$$

Следовательно, первый член дает сопротивление без учета обдувки, а второй — добавочное сопротивление от обдувки.

На реальном летательном аппарате имеется не одна, а много деталей, попадающих в струю, и тогда можно написать:

$$\sum Q = \sum Q_0 + T \frac{\Sigma c_x S}{\varkappa F}. \qquad (7.86)$$

Обдувка фюзеляжа или мотогондол

В случае крупных деталей, как, например, фюзеляжа или мотогондол, получается еще добавочное сопротивление от повышенного давления за винтом. Если бы такое тело было тупым, то на его переднюю часть действовало бы избыточное давление $p'_{1.2}$ (фиг. 7.10), а у кормовой части давление было бы близким к атмосферному и $p_0' = 0$. Если бы фюзеляж или мотогондола имели миделевое сечение S_Φ, то на фюзеляж, как на поршень, действовала бы сила $S_\Phi p'_{1.2}$. Так как фюзеляж имеет плавно заостренную форму, то нужно ввести поправочный множитель ζ, близкий обычно по величине к $^1/_2$, и писать, что добавочное сопротивление от наличия давлений в струе будет равно

$$Q_p = \zeta S_\Phi p'_{1.2}.$$

Подставляя сюда величину $p'_{1.2} = \frac{T}{2\varkappa F}$, получим окончательно

$$Q_p = \zeta T \frac{S_\Phi}{2\varkappa F}. \qquad (7.87)$$

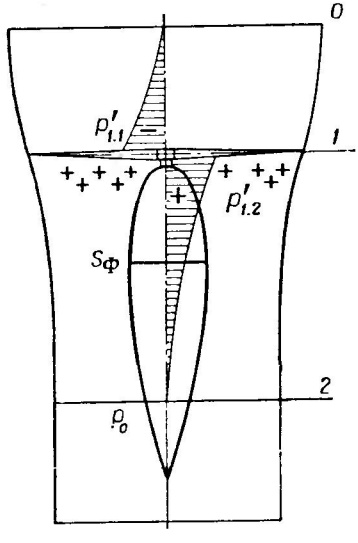
Полное сопротивление фюзеляжа или мотогондолы при тянущем гребном винте будет таким:

$$Q = Q_{\Phi 0} + T \frac{c_{x\,\Phi} S_\Phi}{\varkappa F} + T\zeta \frac{S_\Phi}{2\varkappa F} = Q_{\Phi 0} + T \left(\frac{c_{x\,\Phi} S_\Phi + \frac{\zeta}{2} S_\Phi}{\varkappa F} \right). \qquad (7.88)$$

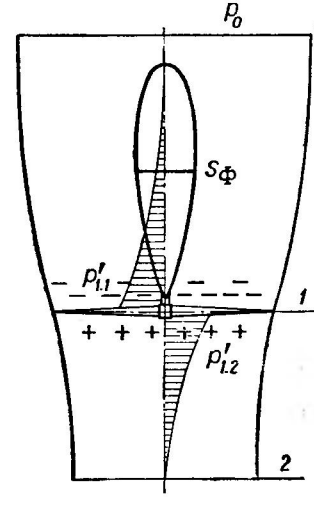
Первый член дает сопротивление фюзеляжа без учета обдувки струей винта, а второй оценивает обдувку, которая оказывается пропорциональной силе тяги T. При хороших фюзеляжах величина $c_{x\,\Phi}$ мала и тогда второй член в скобке становится очень большим, в несколько раз бо́льшим первого. Следовательно, сопротивление крупных деталей, помещенных в струе винта, весьма заметно увеличивается.

При помещении фюзеляжа или мотогондолы перед винтом (толкающие винты) выпадет добавочное сопротивление, зависящее от увеличения скорости в струе, так как скорость перед винтом быстро уменьшается и делается равной V_0 (фиг. 7.11). Но избыточное давление перед винтом отрицательно и выражается формулой (7.79), т. е.

$$p'_{1.1} = -\frac{T}{2\varkappa F}. \tag{7.89}$$



Фиг. 7.10. Давления у тянущего винта.



Фиг. 7.11. Давления у толкающего винта.

Следовательно, и в этом случае получается «поршневой эффект» и можно писать

$$Q_p = \zeta T \frac{S_\Phi}{2\varkappa F}$$

и полное сопротивление фюзеляжа или мотогондолы при толкающем винте будет равно

$$Q_\Phi = Q_{\Phi 0} + \zeta T \frac{S_\Phi}{2\varkappa F}. \tag{7.90}$$

Поправочный коэффициент в этом случае обычно близок к значению $\zeta = 2/3$.

Влияние корпуса летательной машины на винт

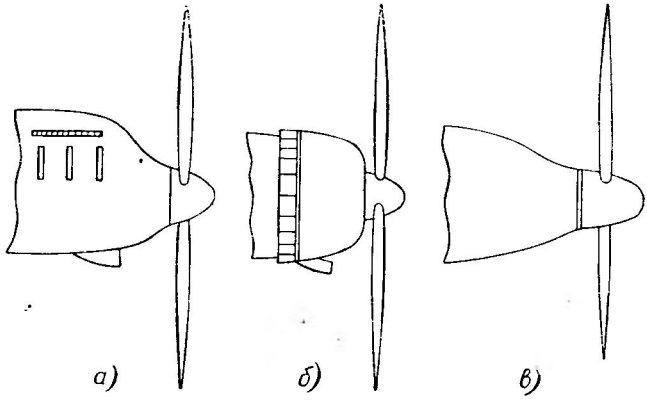
Корпус летательной машины оказывает заметное влияние на винт. Сильнее всего действуют фюзеляж и мотогондола и значительно слабее — крылья. Учет этого влияния в первом приближении делается следующим образом. Считают, что в присутствии фюзеляжа воздух набегает на винт со скоростью V_0, а не со скоростью полета машины V, т. е. считают, что получается некоторая средняя скорость торможения v_Φ и

$$V_0 = V - v_\Phi. \tag{7.91}$$

Тогда можно написать, что

$$V_0 = V(1-\varepsilon), \tag{7.92}$$

где $\varepsilon = \frac{v_\Phi}{V}$ — коэффициент торможения воздуха летательным аппаратом. Так как винт и винтомоторная группа рассчитываются по



Фиг. 7.12. Типичные формы носа фюзеляжа.
а и *б* — тупые носы, *в* — острый.

скорости V_0, то фактически самолет в этих условиях будет летать быстрее, со скоростью

$$V = \frac{V_0}{1-\varepsilon} \approx V_0(1+\varepsilon). \tag{7.93}$$

Величину ε проще всего брать по приближенным формулам Г. И. Кузьмина, основанным на обработке всех известных опытов по этому вопросу. Формулы эти таковы:

для тянущего винта

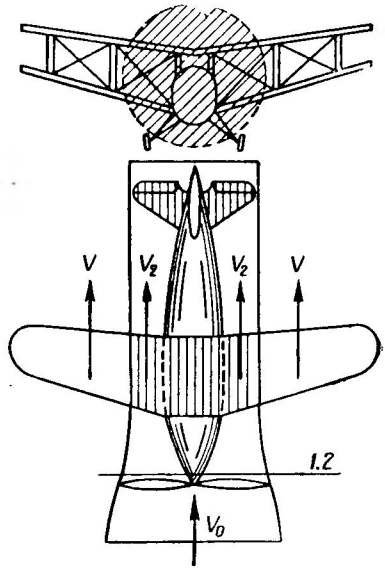
$$\varepsilon = 3{,}9 c_{x\Phi} \left(\frac{S_\Phi}{F}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{7.94}$$

и для толкающего винта

$$\varepsilon = 2{,}3 c_{x\,\text{ф}} \left(\frac{S_\text{ф}}{F}\right)^{\frac{3}{2}}. \tag{7.95}$$

Здесь $c_{x\,\text{ф}}$ — коэффициент сопротивления фюзеляжа или мотогондолы. Величина ε обычно имеет порядок $2 \div 5\%$.

Эти данные относятся к тупым формам носа фюзеляжа (фиг. 7. 12, а и б). У новейших самолетов нос фюзеляжа делается более острым и винт выносится вперед по отношению к двигателю (фиг. 7. 12,в). В этих случаях величина ε получается малой и ее можно считать близкой к нулю.



Фиг. 7.13. Обдувка летательного аппарата струей гребного винта.

Общий эффект обдувки

На летательном аппарате в струю винта (или винтов) попадает лишь часть деталей (фиг. 7. 13), остальные находятся вне струи. Будем отмечать величины, относящиеся к первым деталям, знаком «штрих» и примем, что они обдуваются со скоростью V_2, вычисленной по скорости V_0 набегающего на винт потока. В таких же условиях находятся фюзеляж с двигателем и мотогондолы; их мы будем отмечать значком «ф». Остальные детали обдуваются со скоростью полета машины V, и, как мы видели, $V = V_0(1+\varepsilon)$. Их мы будем отмечать значком «два штриха». Таким образом, полное сопротивление всех деталей можно представить с учетом обдувки в виде трех слагаемых

$$\left.\begin{aligned} \sum Q' &= \sum Q'_0 + T\,\frac{\sum c'_x S'}{xF}; \\ \sum Q'' &= \sum Q''_V. \end{aligned}\right\} \tag{7.86}$$

$$Q_\text{ф} = Q_{\text{ф}0} + T\,\frac{c_{x\,\text{ф}} S_\text{ф} + \frac{\zeta}{2} S_\text{ф}}{xF}. \tag{7.88}$$

Здесь значок «0» указывает, что сопротивление вычислялось по скорости V_0. Полное сопротивление летательного аппарата будет равно

$$Q = Q_0' + Q_{\phi 0} + Q_V'' + T\frac{\sum c_x' S' + c_{x\,\phi} S_\phi + \frac{\zeta}{2} S_\phi}{\varkappa F}. \qquad (7.96)$$

Удобнее отнести все сопротивления к скорости полета V, исходя из пропорциональности сопротивлений квадрату скорости, т. е. из очевидной формулы

$$Q_0 = Q_V (1-\varepsilon)^2 \approx Q_V (1-2\varepsilon).$$

Тогда предыдущее выражение можно написать в таком виде:

$$Q = Q_V' + Q_{V\,\phi} + Q_V'' + T\frac{\sum c_x' S' + c_{x\,\phi} S_\phi + \frac{\zeta}{2} S_\phi}{\varkappa F} - \\ - 2\varepsilon (Q_V' + Q_{V\,\phi}). \qquad (7.97)$$

Сумма первых трех членов даст так называемое вредное сопротивление при горизонтальном полете всех ненесущих частей машины, т. е.

$$Q_{вр} = Q_V' + Q_{V\,\phi} + Q_V''. \qquad (7.98)$$

Его легко найти, составив сводку лобовых сопротивлений (см. ниже § 14.3).

В последнем члене предыдущей формулы, обычно малом по сравнению с предыдущим, можно без заметной погрешности принять, что

$$Q_V' + Q_{V\,\phi} \approx Q_0' + Q_{\phi 0}.$$

После этого формулу сопротивления (7.97) можно написать в таком виде:

$$Q = Q_{вр} + \tau T, \qquad (7.99)$$

где

$$\tau = \frac{\sum c_x' S' + c_{x\,\phi} S_\phi + \frac{\zeta}{2} S_\phi - \frac{\varkappa F}{T} 2\varepsilon (Q_0' + Q_{\phi 0})}{\varkappa F}. \qquad (7.100)$$

Формула (7.99) показывает, что полное сопротивление ненесущих частей летательной машины будет состоять из вредного лобового сопротивления $Q_{вр}$ и добавочного сопротивления от обдувки, пропорционального силе тяги T и зависящего от скорости потока V_0.

Величину τ называют коэффициентом обдувки. Последний член в формуле (7.100) мал и его часто отбрасывают.

Эффективная тяга и к. п. д. винта

На практике в расчетах удобнее относить сопротивление, возникшее от обдувки, к винту и считать, что оно понижает реальную тягу винта на величину добавочного сопротивления, получающегося от обдувки. Такую уменьшенную тягу называют эффективной и пишут:

$$T_{эф}=T(1-\tau). \tag{7.101}$$

При этом пользуются эффективным к. п. д. винта $\eta_{эф}$, относя его к реальной скорости полета V. Тогда получают

$$\eta_{эф}=\frac{T_{эф}V}{L}=\frac{T(1-\tau)V_0}{(1-\varepsilon)L};$$

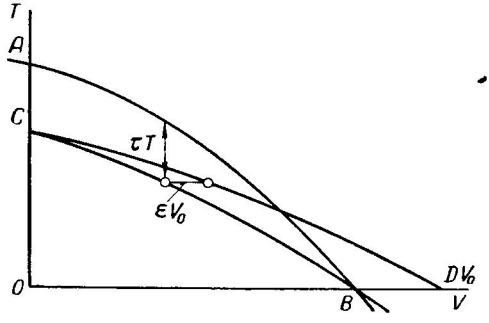
замечая, что $\frac{TV_0}{L}=\eta$, можем написать

$$\eta_{эф}=\eta\frac{1-\tau}{1-\varepsilon}. \tag{7.102}$$

Величина $\eta_{эф}$ может быть и больше и меньше η, в зависимости от значений τ и ε. Для аэродинамического расчета самолета нужно пользоваться эффективной силой тяги $T_{эф}$ и эффективным к. п. д. $\eta_{эф}$. Полученные формулы и дают такую возможность.

Исправление ХВМГ на обдувку и влияние фюзеляжа

Очень удобно исправлять графически полученную без учета взаимных влияний характеристику винтомоторной группы



Фиг. 7.14. Исправление ХВМГ (кривая AB) на обдувку — кривая CB и на обдувку и торможение потока — кривая CD (поправки на τ и ε).

(фиг. 7.14). Пусть линия AB дает полученную ХВМГ без учета обдувки. Умножив ее ординаты на $(1-\tau)$, получим ХВМГ с учетом обдувки — линию CB. Для учета влияния фюзеляжа увеличи-

ваем абсциссы, умножая их на $\frac{1}{1-\varepsilon}$; этим мы учтем торможение воздуха фюзеляжем или мотогондолой — линия CD на фиг. 7. 14.

Исправленная таким способом ХВМГ дает эффективную тягу, в которой учтены и обдувка и торможение воздуха. При пользовании ею сопротивление самолета или вертолета относится к скорости полета V и его не приходится исправлять.

Существуют более сложные методы учета взаимных влияний самолета и винта, но мы здесь на них останавливаться не будем и отсылаем интересующихся к первоисточникам (см. список литературы).

Глава 8

ИМПУЛЬСНАЯ ТЕОРИЯ НЕСУЩЕГО ВИНТА ПРИ ОСЕВОМ ДВИЖЕНИИ (ОБЩАЯ ТЕОРИЯ НЕСУЩЕГО ВИНТА)

§ 8.1. ИСТОРИЯ РАЗРАБОТКИ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕОРИИ ВИНТОВ

Для получения расчетных формул для вертолета, движущегося по вертикали или висящего в воздухе неподвижно, проще всего воспользоваться импульсной теорией воздушных винтов, впервые развитой в 1910 г. студентами МВТУ, учениками проф. Н. Е. Жуковского — Г. Х. Сабининым и Б. Н. Юрьевым. Эта теория в ее более позднем развитии часто называется у нас *импульсной теорией*. Она очень проста и наглядна и потому ею охотно пользуются в теории несущего винта вертолета, где она особенно удобна.

Как известно, эта теория развилась у нас в связи с работами студенческого «Воздухоплавательного кружка» при Московском Высшем Техническом Училище, почетным председателем которого был проф. Н. Е. Жуковский. Кружок занимался тогда, в частности, разработкой проблемы вертолета и даже приступил к постройке первого одновинтового аппарата по системе Б. Н. Юрьева. Теория Г. Х. Сабинина и Б. Н. Юрьева и была разработана в связи с необходимостью иметь теорию, пригодную для расчета несущих винтов вертолетов. В ней делались с самого начала допущения, что давления, возникающие в струе, создаваемой самим несущим винтом, невелики, и скорость вращения в струе уходящего от несущего винта воздуха мала. Для вертолета эти допущения очень близки к действительности. Однако для сильно нагруженных гребных винтов, особенно для осевых вентиляторов, эти допущения не вполне точны, и Н. Е. Жуковский с помощью студента В. П. Ветчинкина вскоре, в 1912 г., создал свою классическую *вихревую теорию* воздушных винтов, охватившую единым анализом и едиными формулами все типы винтов: гребные винты, несущие винты вертолетов, вентиляторы и ветряные двигатели. Она более точно учитывает давления и скорость вращения в струе винта и является огромным научным достижением в аэродинамике.

Однако в применении к вертолетам она дает те же самые формулы, как и импульсная теория, если отбросить в формулах очень малые для несущих винтов члены, зависящие от давлений и скоростей вращения струи. Выводы же по импульсной теории во много раз проще, чем в вихревой теории. Вследствие этого при изложении приближенных методов расчета вертолета мы и будем пользоваться в основном этой теорией, делая лишь ссылки, где это требуется, на результаты, получаемые с помощью более совершенной вихревой теории.

Заметим еще, что за границей аналогичные теории появились на 10÷15 лет позже, чем у нас, хотя как импульсная, так и вихревая теории подробно излагались у нас во множестве статей, в десятках книг и в ряде учебников, начиная с 1911 г. При этом, иностранные авторы обычно ссылок на наши работы не делают и, в лучшем случае, отмечают в сноске, что аналогичные теории несколько ранее были разработаны в России.

§ 8.2. СТРУЯ ВОЗДУХА, СОЗДАВАЕМАЯ РЕАЛЬНЫМ ВИНТОМ, В ОБЩЕМ СЛУЧАЕ

В гл. 7 мы уже рассмотрели струю, создаваемую винтом. Мы там исходили из так называемого идеального винта, у которого скорости потока в пределах каждого сечения струи (*0; 1* и *2*) были постоянными. Для применения ее в случае винтов, у которых это условие не соблюдалось, мы пользовались средними скоростями, беря их обычно на $\bar{r}=0{,}7$. Импульсная теория не делает этого грубого приближения и считает скорости V_1 и V_2 переменными по радиусу винта. Поэтому в импульсной теории рассматривается не вся струя сразу, а ее разбивают на отдельные кольцевые струйки, как показано на фиг. 8.1. Для этого в сечении *1* радиусами r и $r+dr$ очерчиваем из центра втулки две окружности и проводим через них линии тока. Получается элементарная кольцевая струйка; ее рассматривают теми же приемами, которые применялись в теории идеального винта. Винт и здесь рассматривается в обращенном движении; проводятся три сечения: *0; 1* и *2*. Скорость потока в нулевом сечении равна V_0, а в сечении *1* она возрастает до величины

$$V_1=V_0+v_1, \tag{8.1}$$

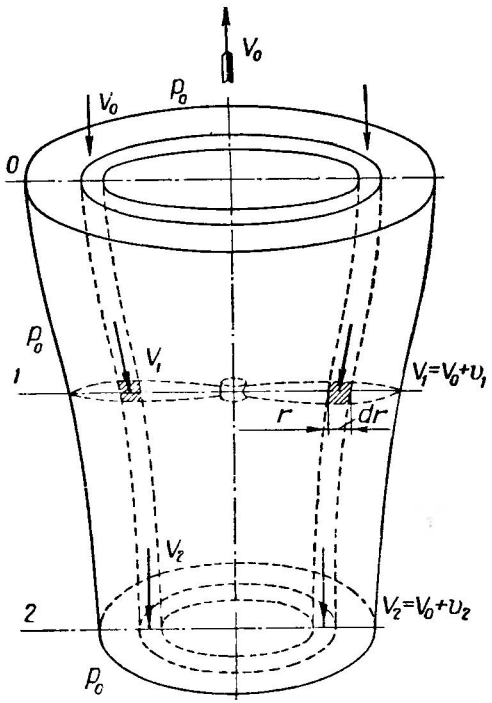
где v_1 — скорость подсасывания или индуктивная скорость. В сечении *2* получится скорость воздуха

$$V_2=V_0+v_2, \tag{8.2}$$

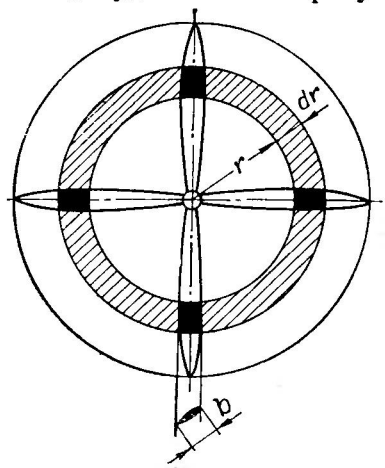
где v_2 — скорость отбрасывания.

Скорость V_1 называется скоростью воздуха в плоскости винта, а V_2 — скоростью уходящего воздуха.

Все эти скорости будут в общем случае переменными и по радиусам и по окружности. Изменением скоростей по окружности в этой теории обычно пренебрегают и считают, что скорости v_1 и v_2 берутся по средним значениям. Изменение же скоростей по радиусу в этой теории учитывается. Внутри выделенной кольцевой струйки у k-лопастного винта будет находиться k элементов лопасти (фиг. 8.2). Каждый из них будет иметь ширину



Фиг. 8.1. Струя, создаваемая винтом.



Фиг. 8.2. Кольцевая струйка и находящиеся в ней k элемеитов лопасти.

лопасти b (длина хорды сечения) и длину по радиусу dr. Площадь каждого элемента будет равна

$$dS=bdr.$$

Импульсная теория, как увидим далее, исходит при выводе своих формул или из рассмотрения элементарной струйки или из рассмотрения работы элемента лопасти как крыла с площадью dS. Такой двоякий подход позволяет сделать много ценных выводов, в частности, получить основное выражение этой теории, так называемое уравнение связи.

Теорема о скоростях в струе несущего винта

Во время работы несущего винта элементы лопастей, набегая на воздух, создают общую тягу dT. Реакция этой силы приложена к воздуху и равна и противоположна этой силе тяги. Давления,

действующие на боковую поверхность кольцевой струйки, практически не дают осевой проекции, так как они близки к атмосферному давлению и направлены навстречу друг другу. Давление в сечениях *0* и *2* также близки к атмосферному.

Применим теперь к кольцевой струйке два основных закона механики, а именно — равенство импульса действующей силы приросту количества движения в системе и закон сохранения энергии.

Будем брать импульс за 1 сек. Тогда импульс действующей на воздух вдоль оси Ox силы dT будет равен секундному приросту количества движения в кольцевой струе. Через сечение O приносится секундное количество движения $dm \cdot V_0$, где dm — секундная масса воздуха, проходящая через сечения винта; уходит же через сечение *2* количество движения, равное $dm \cdot V_2$. Следовательно, соблюдая указанное в гл. 2 правило знаков, мы можем написать:

$$dT = dm \cdot V_2 - dm \cdot V_0 = dm(V_2 - V_0).$$

Замечая, что $V_2 = V_0 + v_2$, можно предыдущее выражение написать в таком виде:

$$dT = dm \cdot v_2. \tag{8.3}$$

На вращение элементов лопасти, находящихся в рассматриваемой кольцевой струйке, придется затрачивать мощность dL *кгм/сек*. Эта мощность будет расходоваться на увеличение кинетической энергии в струйке и на преодоление трения лопастей о воздух. Так как давления в сечениях *0* и *2* мы считаем равными атмосферному, то никакой энергии на преодоление разности давлений в сечениях *0* и *2* мы не должны затрачивать.

Кинетическая энергия, приносимая в секунду через сечение *0*, равна $\frac{dm \cdot V_0^2}{2}$, а энергия, уходящая через сечение *2*, равна $\frac{dm \cdot V_2^2}{2}$. Следовательно, баланс мощности будет таким:

$$dL = \frac{dm \cdot V_2^2}{2} - \frac{dm \cdot V_0^2}{2} + dL_p,$$

где dL_p — мощность, затрачиваемая на трение (профильное сопротивление) элементов лопасти, находящихся в изучаемой кольцевой струйке. Эту формулу можно переписать в таком виде:

$$dL = \frac{dm}{2}(V_2^2 - V_0^2) + dL_p = \frac{dm}{2}(V_2 + V_0)(V_2 - V_0) + dL_p.$$

Замечая, что $v_2 = V_2 - V_0$, получаем

$$dL = \frac{dm}{2}(2V_0 + v_2)\, v_2 + dL_p = dm\left(V_0 + \frac{v_2}{2}\right) v_2 + dL_p. \tag{8.4}$$

Но $dm \cdot v_2 = dT$ и, следовательно,

$$dL = dT\left(V_0 + \frac{v_2}{2}\right) + dL_p. \tag{8.5}$$

Это выражение для мощности мы получили, исходя из изменения кинетической энергии струи. Можно вычислить эту же мощность, исходя из другой точки зрения. Сила реакции dT приложена в сечении *1* к движущемуся со скоростью V_1 воздуху и, следовательно, производит в секунду работу $dT \cdot V_1$. Мы здесь рассматриваем винт как вентилятор, преодолевающий перепад давления, создающий силу dT_1, приходящуюся на кольцевую струйку. Этот перепад давления прогоняет воздух со скоростью V_1.

Баланс энергии в этом случае напишется таким образом:

$$dL = dT \cdot V_1 + dL_p = dT(V_0 + v_1) + dL_p. \tag{8.6}$$

Выражения (8.5) и (8.6) должны быть равными, так как в них идет речь об одной и той же мощности, следовательно:

$$dL = dT(V_0 + v_1) + dL_p = dT\left(V_0 + \frac{v_2}{2}\right) + dL_p.$$

Отсюда следует, что

$$v_1 = \frac{v_2}{2},$$

или

$$v_2 = 2v_1, \tag{8.7}$$

т. е. скорость отбрасывания в элементарной струе винта в 2 раза больше скорости подсасывания. Это очень важная теорема, лежащая в основе всей импульсной теории. Для идеального винта в целом, для средних скоростей, мы ее получили в гл. 7.

§ 8.3. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ СИЛА ТЯГИ И МОЩНОСТЬ, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО СТРУЕ. БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Пользуясь найденной теоремой, мы можем переписать формулы (8.3) и (8.4) в таком виде:

$$dT = dm \cdot v_2 = 2dm \cdot v_1; \tag{8.8}$$

$$dL = dm\left(V_0 + \frac{v_2}{2}\right)v_2 + dL_p = 2\,dm \cdot V_1 v_1 + dL_p. \tag{8.9}$$

Секундную массу воздуха dm, проходящего через сечения кольцевой струйки, заключенной между радиусами r и $r+dr$, найдем, умножив площадь кольца, т. е. $2\pi r dr$, на скорость V_1,— что даст объем проходящего в секунду воздуха, и, умножив этот объем на массовую плотность воздуха ρ *кг сек²/м⁴*, получим

$$dm = 2\pi r dr \cdot V_1 \rho. \tag{8.10}$$

Подставляя эту величину dm в формулы для dT и dL, получим

$$dT = 4\pi\rho V_1 v_1 r\, dr; \tag{8.11}$$

$$dL = 4\pi\rho V_1^2 v_1 r\, dr + dL_p = dT \cdot V_1 + dL_p. \tag{8.12}$$

Эти формулы находят очень широкое применение в импульсной теории. Последнюю формулу можно написать еще так:

$$dL = dT(V_0 + v_1) + dL_p =$$

$$= dT \cdot V_0 + dT \cdot v_1 + dL_p. \tag{8.13}$$

Следовательно, получаемая кольцевой струйкой мощность расходуется по трем путям: первый член в формуле (8.13) дает полезную работу элемента винта, как гребного винта, второй дает так называемые индуктивные потери, связанные с наличием индуктивной скорости v_1, а последний член дает потери на трение элементов лопастей о воздух (в основном — это профильные потери).

У сильно нагруженных винтов прибавляются еще потери на закручивание отходящей струи. У обычных гребных и несущих винтов они малы. У несущих винтов они меньше 1%. Но у вентиляторов они могут быть весьма значительными и тогда их необходимо учитывать.

Переход к безразмерным величинам

Формулы (8.11) и (8.12) выведены в именованных величинах. Для удобства расчетов удобно писать их в безразмерной форме, что делает их более общими. Мы будем пользоваться следующими величинами:

коэффициентом тяги

$$C_T = \frac{T}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2} \quad \text{и} \quad dC_T = \frac{dT}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2};$$

коэффициентом крутящего момента (он же коэффициент мощности)

$$m_к = \frac{L}{\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3} \quad \text{и} \quad dm_к = \frac{dL}{\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3};$$

отвлеченным радиусом $\bar{r}$, т. е. будем писать

$$r = R \cdot \bar{r},$$

и относительными скоростями

$$v_1 = \bar{v}_1 R\omega = \bar{v}_1 U; \qquad V_0 = \bar{V}_0 R\omega = \bar{V}_0 U;$$

$$v_2 = \bar{v}_2 R\omega = \bar{v}_2 U; \qquad V_1 = \bar{V}_1 R\omega = \bar{V}_1 U.$$

Разделив формулу (8.11) на $\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2$ и формулу (8.12) на $\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3$, получим

$$dC_T = 8\bar{V}_1\bar{v}_1\bar{r}\,d\bar{r}; \tag{8.14}$$

$$dm_к = 8\bar{V}_1^2\bar{v}_1\bar{r}\,d\bar{r} + dm_{кр} = dC_T\bar{V}_1 + dm_{кр}. \tag{8.15}$$

В случае работы винта на месте $V_0 = 0$ и $\bar{V}_1 = \bar{v}_1 = \bar{v}_{1в}$, следовательно,

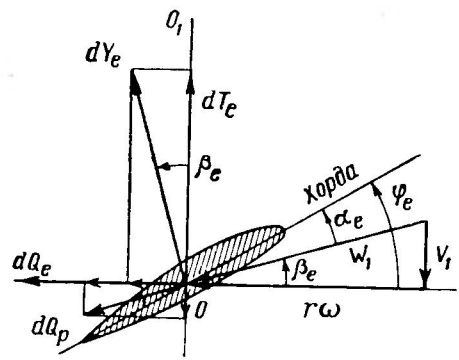
$$dC_T = 8\bar{v}_{1в}^2\bar{r}\,d\bar{r}; \tag{8.16}$$

$$dm_к = 8\bar{v}_{1в}^3\bar{r}\,d\bar{r} + dm_{кр} = dC_T\cdot\bar{v}_{1в} + dm_{кр}. \tag{8.17}$$

Формулы (8.11), (8.12), (8.15) и (8.16) будем называть формулами тяги и мощности, вычисленными «по струе».

§ 8.4. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ СИЛА ТЯГИ И МОЩНОСТЬ, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО ПРОФИЛЮ ЛОПАСТИ

Если развернуть на плоскости цилиндрическое сечение винта, то получится картина, изображенная на фиг. 8.3. Сечение лопасти представится в виде крылового профиля, с хордой b, установленной под углом φ_e к плоскости вращения. Этот профиль во время работы винта вращается с окружной скоростью $r\omega$ и движется вдоль оси OO_1 со скоростью V_0. Обращая движение и прибавив индуктивную скорость v_1, мы получим стоящий неподвижно профиль, на который воздух набегает (сечение *1*) со скоростью W_1, компоненты которой равны $r\omega$ и $V_1 = V_0 + v_1$.



Фиг. 8.3. Работа элемента лопасти, лежащего на радиусе r.

Скорость набегающего на профиль потока W_1, очевидно, будет равна

$$W_1 = \sqrt{(r\omega)^2 + V_1^2}. \tag{8.18}$$

У несущих винтов вертолетов $(r\omega)^2$ велико, а V_1^2 мало́ и с очень малой погрешностью можно для них считать, что

$$W_1 = r\omega. \tag{8.19}$$

Эта скорость образует с плоскостью вращения угол притекания потока к элементу, равный

$$\beta_e = \operatorname{arctg}\frac{V_1}{r\omega}. \tag{8.20}$$

Значком «*e*» мы будем отмечать величины, относящиеся к элементу, когда возможна путаница.

Ввиду малости этого угла у несущих винтов вертолетов, где он равен 3÷8°, можно считать, что в радианах

$$\beta_e = \frac{V_1}{r\omega} = \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}} \tag{8.21}$$

и в градусах

$$\beta_e^\circ = 57{,}3\frac{V_1}{r\omega} = 57{,}3\frac{\bar{V}_1}{\bar{r}}. \tag{8.22}$$

Угол атаки элемента α_e, т. е. угол между хордой профиля и скоростью W_1, как видно из фиг. 8.3, будет равен

$$\alpha_e = \varphi_e - \beta_e = \varphi_e - \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}}. \tag{8.23}$$

Угол атаки элемента лопасти α_e будет отсчитываться у нас от аэродинамической хорды сечений, т. е. такой хорды, при отсчете от которой получается, что если $\alpha_e=0$, то $c_y=0$.

Таким образом, мы видим, что каждый элемент лопасти, имеющий площадь $dS=b\,dr$, обдувается воздушным потоком со скоростью W_1, образующим с аэродинамической хордой профиля угол атаки α_e. В таких условиях на этот элемент будут действовать подъемная сила dY_e и лобовое сопротивление dQ_p и, по правилам экспериментальной аэродинамики, можно написать:

$$dQ_p = c_{xp}\frac{\rho W_1^2}{2} b\,dr = c_{xp}\frac{\rho r^2\omega^2}{2} b\,dr;$$

$$dY_e = c_y\frac{\rho W_1^2}{2} b\,dr = c_y\frac{\rho r^2\omega^2}{2} b\,dr.$$

Значком «*e*» мы будем отмечать, что силы dQ_e, dY_e и др. взяты для одного элемента. Коэффициенты c_{xp} и c_y берутся из продувок крыльев, пересчитанных на бесконечное удлинение по правилам экспериментальной аэродинамики, т. е. отнесенных к профилю, а не к крылу в целом. Делается это потому, что у винтов индуктивная скорость учитывается особо — это скорость v_1. Если бы мы взяли

продувку крыла, то в ней уже была бы учтена эта скорость и мы, вводя в теорию винта скорость v_1, сделали бы ошибку: скорость индукции вошла бы 2 раза.

Сила dY_e является подъемной силой профиля и направлена перпендикулярно к скорости W_1, образующей с плоскостью вращения угол β_e; следовательно, и сила dY_e образует с осью OO_1 угол β_e. Сила лобового профильного сопротивления dQ_p направлена по скорости W_1. Ищем теперь силу тяги одного элемента dT_e и его сопротивление dQ_e, для чего проектируем силы dY_e и dQ_p на ось винта OO_1 и на плоскость вращения (см. фиг. 8.3), что дает:

$$dT_e = dY_e \cos \beta_e - dQ_p \sin \beta_e; \tag{8.24}$$

$$dQ_e = dY_e \sin \beta_e + dQ_p \cos \beta_e. \tag{8.25}$$

У несущих винтов угол β_e мал и можно принять, что $\sin \beta_e = \beta_e$ и $\cos \beta_e = 1$. Тогда, подставив в формулы (8.24) и (8.25) величины dY_e и dQ_p, мы получим

$$dT_e = c_y \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} b\, dr - dQ_p \beta_e;$$

$$dQ_e = c_y \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} b\, dr \cdot \beta_e + c_{xp} \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} b\, dr.$$

Произведение $dQ_p \beta_e$ мало́, так как оба множителя малы по сравнению с dY_e, и его можно отбросить в первой формуле: подставляя во вторую формулу вместо β_e равную ему величину $\frac{V_1}{r\omega}$, получим

$$dT_e = c_y \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} b\, dr; \tag{8.26}$$

$$dQ_e = c_y \frac{\rho r \omega}{2} V_1 b\, dr + c_{xp} \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} b\, dr. \tag{8.27}$$

Для всех k лопастей получим

$$dT = k\, dT_e = c_y \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} kb\, dr; \tag{8.28}$$

$$dQ = k dQ_e = c_y \frac{\rho r \omega}{2} V_1 kb\, dr + c_{xp} \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} kb\, dr. \tag{8.29}$$

Сила dQ является окружным усилием, приложенным ко всем k элементам. Умножив его на окружную скорость вращения элементов на рассматриваемом радиусе r, т. е. на величину $r\omega$, мы полу-

чим элементарную мощность dL *кгм/сек*, потребляемую этими элементами, т. е.

$$dL = dQ \cdot r\omega = c_y \frac{\rho r^2 \omega^2}{2} V_1 kb\, dr + c_{xp} \frac{\rho r^3 \omega^3}{2} kb\, dr. \qquad (8.30)$$

Переход к безразмерным обозначениям

Приводим полученные формулы к безразмерным обозначениям, пользуясь уже известными формулами, добавив к ним коэффициент заполнения:

$$\sigma = \frac{kb}{\pi R} = \frac{k\bar{b}}{\pi} = f(\bar{r}). \qquad (8.31)$$

Поступая так, как было объяснено при выводе формул (8.16) и (8.17), мы теперь получим

$$dC_T = c_y \sigma \bar{r}^2\, d\bar{r}; \qquad (8.32)$$

$$dm_к = c_y \sigma \bar{V}_1 \bar{r}^2\, d\bar{r} + c_{xp} \sigma \bar{r}^3 d\bar{r}. \qquad (8.33)$$

Для расчета прочности несущего винта полезно ввести коэффициент окружной силы $dC_Q = \dfrac{dQ}{\frac{\pi}{2}\rho R^4 \omega^2}$ и тогда, помня, что $dL = dQ \cdot r\omega$, мы можем написать:

$$dC_Q = \frac{dm_к}{\bar{r}}. \qquad (8.34)$$

Полученные формулы дают величины dC_T, $dm_к$ и dC_Q, вычисленные по профилю. Интегрируя их выражения по всей лопасти, мы получим основные величины, необходимые для аэродинамического расчета вертолета, т. е. C_T и $m_к$, но для этого нам нужно знать величину скорости $\bar{V}_1$ и угол α_e. Для этого служит уравнение связи, к рассмотрению которого мы и переходим.

§ 8.5. УРАВНЕНИЕ СВЯЗИ

До 1910 г. в теорию винтов не вводили скорости подсасывания v_1 и считали осевую скорость в плоскости диска, равной V_0. При работе на месте $V_0 = 0$ и тогда $\alpha_e = \varphi_e$. Так излагалась теория винта в 1890 г. проф. Н. Е. Жуковским и в 1892 г. С. К. Джевецким. Это давало очень большую погрешность при расчете работы винта на месте. В 1910 г., как мы указывали, была разработана импульсная теория и было впервые составлено уравнение связи, связывающее профиль лопасти, т. е. величины c_y, σ и V_0, с создаваемыми в струе скоростями v_1 и V_1. В 1912 г. Н. Е. Жуковским была разработана классическая вихревая теория воздушных винтов, в которой было применено уравнение связи. В его со-

став вошла циркуляция скорости вокруг контура, охватывающего профиль лопасти.

В импульсной теории уравнение связи получается очень просто. Мы уже видели, что выражение для элементарного коэффициента силы тяги можно получить, исходя из струи, и тогда оно имеет вид:

$$dC_T = 8\bar{V}_1\bar{v}_1\bar{r}d\bar{r}; \tag{8.14}$$

его можно получить также из рассмотрения работы сечения лопасти, и тогда оно имеет следующий вид:

$$dC_T = c_y\sigma\bar{r}^2d\bar{r}. \tag{8.32}$$

Эти выражения должны быть равными, так как оба они относятся к силе тяги (или ее коэффициенту) и как бы мы не вычисляли тягу, она должна быть одной и той же.

Следовательно, приравняв друг к другу выражения (8.14) и (8.32), получим

$$8\bar{V}_1\bar{v}_1 = c_y\sigma\bar{r},$$

или, вводя в него $\bar{V}_1 = \bar{V}_0 + \bar{v}_1$, получим

$$(\bar{V}_0 + \bar{v}_1)\bar{v}_1 = \frac{1}{8}c_y\sigma\bar{r}.$$

Раскрывая скобки, получаем квадратное уравнение

$$\bar{v}_1^2 + \bar{V}_0\bar{v}_1 - \frac{1}{8}c_y\sigma\bar{r} = 0.$$

Решая его относительно $\bar{v}_1$, находим

$$\bar{v}_1 = -\frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8}c_y\sigma\bar{r}}. \tag{8.35}$$

Знак перед корнем берем положительный, так как при положительной тяге и, следовательно, и коэффициенте c_y, скорость $\bar{v}_1$ должна быть положительной в применяемой нами системе обозначений.

Теперь легко находим скорость $\bar{V}_1$, так как

$$\bar{V}_1 = \bar{V}_0 + \bar{v}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8}c_y\sigma\bar{r}}. \tag{8.36}$$

В общем случае величины c_y и σ различны на разных радиусах винта $\bar{r}$ и тогда и скорости $\bar{v}_1$ и $\bar{V}_1$ будут функциями $\bar{r}$.

Зная $\bar{V}_1$, можно найти угол притекания потока β_e на данном радиусе r, так как по формуле (8.21)

$$\beta_e = \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}},$$

и затем найти угол атаки элемента по формуле (8.23):

$$\alpha_e = \varphi_e - \beta_e = \varphi_e - \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}}.$$

Зная же α_e, мы можем найти для данного $\bar{r}$ по продувке профиля c_y и c_{xp}. Однако, решая уравнение (8.36), нужно помнить, что входящий в него c_y сам зависит от $\bar{V}_1$. Поэтому решать это уравнение приходится или методом последовательных приближений, или аналитически, пользуясь линейным законом изменения c_y в зависимости от α_e.

Мы рассмотрим сначала аналитическое решение уравнения связи. Зависимость c_y от α_e обычно представляют в аэродинамике в виде

$$c_y = A\alpha_e, \tag{8.37}$$

где A имеет у хороших профилей почти одинаковое значение и равно примерно 5,6, если углы α_e брать в радианах. Если же углы α_e брать в градусах, то

$$c_y = A^\circ \alpha_e^\circ \tag{8.38}$$

и $A^\circ \approx 0{,}1$.

Более развернуто можно написать:

$$c_y = A\alpha_e = A(\varphi_e - \beta_e) = A\left(\varphi_e - \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}}\right). \tag{8.39}$$

Подставляя это выражение c_y в уравнение связи (8.36), получим

$$\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{\bar{V}_0}{2}\right)^2 + \frac{A_3}{8}\varphi_e\bar{r} - \frac{\sigma A}{8}\bar{V}_1}. \tag{8.40}$$

Освободив полученное выражение от радикала и сделав приведение, получим квадратное уравнение относительно $\bar{V}_1$:

$$\bar{V}_1^2 - \left(\bar{V}_0 - \frac{A\sigma}{8}\right)\bar{V}_1 - \frac{A_3}{8}\varphi_e\bar{r} = 0.$$

Решая его, находим:

$$\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{A\sigma}{16} + \sqrt{\left(\frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{A_3}{16}\right)^2 + \frac{A\sigma}{8}\varphi_e\bar{r}}. \tag{8.41}$$

Знак перед корнем берем «+» на основании соображений, приведенных при выводе формулы (8.35). При работе винта на месте $\bar{V}_0 = 0$, и тогда уравнение связи [формула (8.41)] сильно упростится и примет вид:

$$\bar{v}_{1в} = -\frac{A_3}{16} + \sqrt{\left(\frac{A\sigma}{16}\right)^2 + \frac{A_3}{8}\varphi_e\bar{r}}. \tag{8.42}$$

Введя в полученные уравнения $A=5{,}6$ и $\varphi^\circ_e=57{,}3\,\varphi_e$, получим окончательный вид этих основных выражений импульсной теории винтов, а именно:

$$\bar{V}_1=\frac{\bar{V}_0}{2}-0{,}35\sigma+\sqrt{\left(\frac{\bar{V}_0}{2}-0{,}35\sigma\right)^2+\frac{\sigma\varphi^\circ_e}{82}\bar{r}}, \qquad (8.43)$$

а при работе на месте

$$\bar{v}_{1_в}=\bar{V}_1=-0{,}35\sigma+\sqrt{(0{,}35\sigma)^2+\frac{\sigma\varphi^\circ_e}{82}\bar{r}}. \qquad (8.44)$$

Последнюю формулу для удобства вычислений можно написать также в следующем виде:

$$\bar{v}_{1_в}=\bar{V}_1=0{,}35\sigma\left[-1+\sqrt{1+\frac{\varphi^\circ_e\bar{r}}{10\sigma}}\right]. \qquad (8.45)$$

Очень часто приходится находить эту скорость на относительном радиусе винта $\bar{r}=0{,}7$ и тогда получим весьма полезную формулу:

$$\bar{v}_{7_в}=+0{,}35\sigma_7\left[-1+\sqrt{1+0{,}07\frac{\varphi^\circ_7}{\sigma_7}}\right]. \qquad (8.46)$$

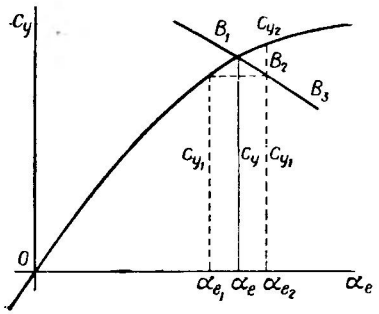
С помощью этих формул, имея чертеж несущего винта, находим для заданного $\bar{r}$ величины $\sigma=\dfrac{kb}{\pi R}$ и φ_e, и затем находим скорости $\bar{V}_1$ или $\bar{v}_{1_в}$.

Заметим еще, что эти формулы связаны с линейным законом изменения c_y, что справедливо до критического угла атаки, равного примерно $12\div14°$. Далее начинается срыв потока с профилей лопасти, что обычно сопровождается сильной тряской всего вертолета. Поэтому при проектировании вертолетов стараются, чтобы на лопастях углы атаки не достигали критической величины. В тех редких и ненормальных случаях, когда кривая c_y по α_e сильно отличается от прямой, удобно применить графический способ засечки, заключающийся в том, что сначала задаются углом атаки α_{e1} «на глаз», по продувке профиля (фиг. 8.4) находят c_{y1} и вычисляют по уравнению связи [формула (7.36)] скорость $\bar{V}_1$. После этого находят снова угол атаки

$$\alpha^\circ_{e2}=\varphi^\circ_e-\frac{\bar{V}_1}{\bar{r}}57{,}3,$$

который может лишь случайно совпасть с тем углом α_{e1}, которым мы первоначально задались; нанеся на диаграмму испытания профиля точку B_2 с координатами c_{y1} и α_{e2}, мы увидим, насколько

предполагаемое значение c_{y1} отличается от возможного c_{y2}. Сделав несколько таких расчетов, получим ряд точек B_1, B_2, B_3..., через которые проведем плавную кривую. Пересечение этой кривой с кривой $c_y = f(\alpha_e)$ даст правильное значение c_y и α_e. Этот способ называют способом «засечки».



Фиг. 8.4. Определение скорости V_1 и угла α_e по способу засечки.

Так или иначе, уравнение связи легко решается и мы можем найти для любого радиуса $\bar{r}$ величины $\bar{V}_1$, α_e и c_y, если нам известна форма лопасти и задана скорость осевого движения $\bar{V}_0$.

Заметим, что выведенное нами уравнение связи [формула (8.36)] пригодно лишь для режимов взлета и режима висения. При спуске оно теряет силу и дает совершенно неправильные результаты. Этот вопрос мы подробно рассмотрим в гл. 11.

§ 8.6. КОНЦЕВЫЕ ПОТЕРИ У ВИНТОВ

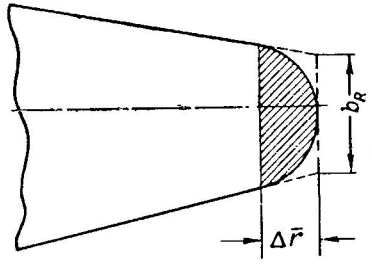
Выведенные формулы для элементарных тяги и мощности и уравнение связи предполагают отсутствие срыва потока у профилей. Это обеспечивается выбором углов атаки α_e, меньших критического угла. Однако на концах лопастей и у втулки происходит перетекание воздуха снизу вверх, что вызывает там беспорядочные завихрения, резко изменяющие обтекание профилей. На конце лопастей при работе на месте наблюдается радиальное течение воздуха и даже притекание струй воздуха снизу (см. фиг. 7.1). Кроме того, как известно, такие же явления наблюдаются и на концах обычных крыльев, где теория индуктивного сопротивления оказывается неприменимой. Имеются еще другие причины, изменяющие скорость потока в струе, рассматриваемые в так называемой «относительной» теории винтов, учитывающей число лопастей винта. Все эти теории, несмотря на сложность получающихся формул, не учитывают срывных явлений, являющихся источником больших потерь. Поэтому в настоящее время большинство авторов применяют упрощенный прием расчета, сводящийся к отбрасыванию концов лопастей при вычислении тяги винтов. Предложено много различных формул для такого учета. Мы будем применять здесь простейший метод.

Рассмотрим конец лопасти (фиг. 8.5). Он обычно несколько округлен. Если провести плавное продолжение передней и задней кромок лопасти, то на чертеже легко найти длину хорды условного концевого сечения $\bar{b}_R$. Эффект конца сводится к тому, что на участке длиной $\Delta\bar{r}$ лопасть не развивает тяги. На основании раз-

личных опытов с распределением давления по крыльям и винтам и на основании общих соображений можно считать, что длина этого участка приблизительно равна

$$\Delta\bar{r}=\frac{1}{2}\bar{b}_R c_{yR}, \tag{8.47}$$

т. е. пропорциональна концевой хорде $\bar{b}_R$ и коэффициенту подъемной силы концевого профиля c_{yR}. Чем шире лопасть на конце и чем больше у нее угол атаки сечения, тем больше длина $\Delta\bar{r}$. Это — простейшее, достаточно логичное и хорошо совпадающее с опытами предположение. Коэффициент $^1/_2$ получается у лопастей с округленным концом. При прямоугольном конце лопасти он возрастает примерно до единицы, а при очень остром конце лопасти падает примерно до величины $^1/_3$.



Фиг. 8.5. Срыв потока на конце лопасти.

Поправка на влияние концов невелика, поэтому при вычислении ее можно делать различные упрощения.

При расчете несущих винтов обычно пользуются не шириной лопасти на конце, а ее шириной на характерном радиусе $\bar{r}=0{,}7$. Кроме того, в основную формулу теории винта входит, как мы видели, не ширина лопасти, а пропорциональная ей величина — коэффициент заполнения [формула (3.15)]

$$\sigma_{\bar{r}}=\frac{k\bar{b}_{\bar{r}}}{\pi},$$

берущийся в окончательных формулах на радиусе $\bar{r}=0{,}7$. Поэтому удобно ввести в формулу (8.47), дающую $\Delta\bar{r}$, величину $\sigma_{\bar{r}}$ и $c_{y\bar{r}}$, взятые на $\bar{r}=0{,}7$.

У современных винтов стараются иметь c_y постоянным или почти постоянным на всей лопасти. Поэтому можно принять, что $c_{yR}\approx c_{y\bar{r}}$. Лопасть у большинства современных несущих винтов несколько суживается к концу и в среднем можно принять

$$\bar{b}_R=0{,}8\bar{b}_{\bar{r}}$$

и, следовательно, можно написать, что

$$\Delta\bar{r}=\frac{1}{2}\bar{b}_R c_{yR}=\frac{0{,}8}{2}\bar{b}_{\bar{r}}c_{y\bar{r}}=\frac{0{,}8}{2}\frac{k\bar{b}_{\bar{r}}}{\pi}\frac{\pi}{k}c_{y\bar{r}}.$$

Замечая, что $\frac{k\bar{b}_{\bar{r}}}{\pi}=\sigma_{\bar{r}}$ — коэффициент заполнения, получаем

$$\Delta\bar{r}=\pi\cdot 0{,}4\frac{\sigma_{\bar{r}}c_{y\bar{r}}}{k}. \tag{8.48}$$

В дальнейшем (см. гл. 9) мы увидим, что коэффициент тяги у обычных несущих винтов можно вычислять по формуле (9.38):

$$C_T = \frac{\sigma_7 c_{y7}}{3{,}2}. \tag{9.38}$$

Вводя его в последнюю формулу, получаем

$$\Delta\bar{r} = \pi \cdot 0{,}4 \cdot 3{,}2 \frac{C_T}{k},$$

или, вычислив числовой коэффициент, находим

$$\Delta\bar{r} = 4{,}0 \frac{C_T}{k}. \tag{8.49}$$

Таким образом, концевые потери тем больше, чем больше величина C_T, и тем меньше, чем больше число лопастей k.

Получается так, что на относительном радиусе, бо́льшем чем $\bar{r} = \xi_2$, лопасть не дает тяги. Величина ξ_2 будет, очевидно, такой:

$$\xi_2 = 1 - \Delta\bar{r} = 1 - 4{,}0 \frac{C_T}{k}. \tag{8.50}$$

Во многие формулы она входит в квадрате, и тогда мы получим:

$$\xi_2^2 = \left(1 - 4{,}0 \frac{C_T}{k}\right)^2 = 1 - 8 \frac{C_T}{k} + \left(4{,}0 \frac{C_T}{k}\right)^2.$$

Величина в скобках мала (в среднем, равна 0,01) и ее квадратом по сравнению с единицей следует пренебречь; тогда можно написать:

$$\xi_2^2 = 1 - 8 \frac{C_T}{k}. \tag{8.51}$$

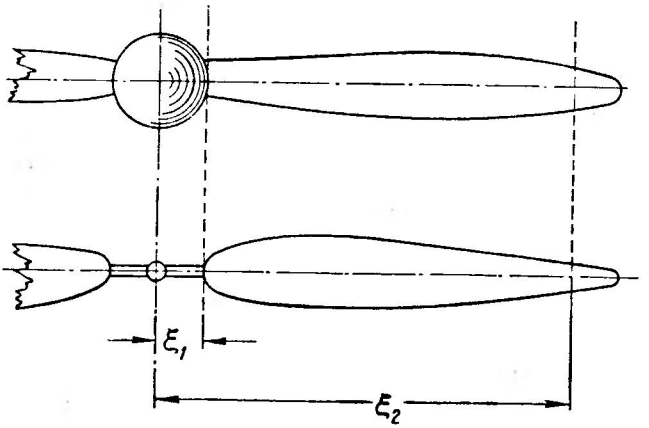
В центре, возле втулки, лопасти нет: там находится или обтекатель (кок), или просто идет оголенный лонжерон лопасти (фиг. 8.6). Следовательно, на круге с относительным радиусом ξ_1 также нет тяги.

Таким образом, у работающего винта заштрихованные на фиг. 8.7 части ометаемой лопастями площади силы тяги не дают. Тягу развивает не вся ометаемая винтом площадь $F = \pi R^2$, а меньшая, «эффективная», площадь струи:

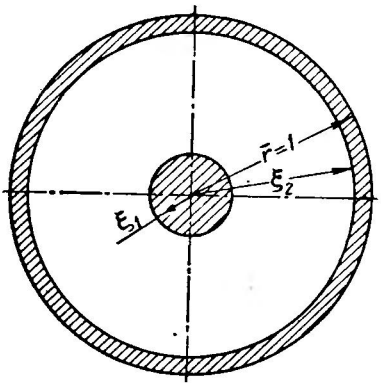
$$F_1 = \pi (\xi_2 R)^2 - \pi (\xi_1 R)^2 = \pi R^2 (\xi_2^2 - \xi_1^2). \tag{8.52}$$

С такой формулой мы уже встречались в теории идеального винта. Величина $\xi_2^2 - \xi_1^2$ очень часто встречается в винтовых формулах и мы будем называть ее **коэффициентом концевых потерь** лопасти и обозначать через $\varkappa$, т. е.

$$\varkappa = \xi_2^2 - \xi_1^2. \tag{8.53}$$



Фиг. 8.6. Центральная часть у винтов не работает.



Фиг. 8.7. Концевые потери у лопастей винтов.

Пользуясь формулой (8.51), можно написать очень удобную формулу для вычисления $\varkappa$:

$$\varkappa = 1 - 8\frac{C_T}{k} - \xi_1^2. \tag{8.54}$$

При расчете вертолетов величина C_T обычно известна, известно также число лопастей k и по выбранной форме лопасти по чертежу легко определить ξ_1, поэтому вычисление по указанной формуле величины $\varkappa$ не представляет никаких затруднений. Вычислять ее достаточно с точностью до двух цифр.

Обычно у несущих винтов в среднем $C_T \approx 0{,}008$; $k=3$ и $\xi_1 = 0{,}25$; тогда наша формула дает:

$$\varkappa \approx 1 - 8\frac{C_T}{k} - \xi_1^2 = 1 - 8\frac{0{,}008}{3} - 0{,}25^2 = 0{,}92.$$

В случае незакругленных лопастей, с прямоугольным концом нужно уменьшить $\varkappa$ примерно на $0{,}01 \div 0{,}03$; в случае лопастей с сильно заостренными концами ее можно увеличить на 0,01. В среднем $\varkappa \approx 0{,}90$. В случае необычных форм лопастей надежнее будет прибегнуть к опытам с моделями несущих винтов.

§ 8.7. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ТЯГИ И МОЩНОСТИ НЕСУЩЕГО ВИНТА ПРИ ОСЕВОМ ДВИЖЕНИИ

В § 8.4 мы вывели выражения для элементарной тяги и мощности элемента лопасти несущего винта. Для получения полной тяги и мощности всего винта нам нужно проинтегрировать найденные ранее выражения (8.14), (8.15), (8.32) и (8.33).

Тягу нам придется интегрировать не по всей длине лопасти, а лишь на участке между ξ_2 и ξ_1 ввиду наличия концевых потерь. При определении же мощности нужно учесть, что хотя конец лопасти и не дает силы тяги, но требует затраты мощности на преодоление трения и вихреобразования, причем эта мощность близка к той, какая затрачивалась бы, если бы срыва не было. В центральной части нет лопасти, но там находится оголенный лонжерон, механизмы головки, автомат-перекос с его тягами и т. д. Все это требует затраты мощности на вращение, приблизительно равной той, которая затрачивалась бы, если бы лопасть доходила до центра втулки. Это подтверждают прикидочные расчеты вертолетов. Поэтому при интегрировании формулы элементарного крутящего момента (он же коэффициент мощности в нашей системе обозначений) нужно брать пределы интегрирования $\bar{r}=1$ и $\bar{r}=0$.

Таким образом, мы получаем, исходя из рассмотрения струи несущего винта, следующие основные формулы:

$$C_T = 8\int_{\bar{\xi}_1}^{\bar{\xi}_2} \bar{V}_1 \bar{v}_1 \bar{r}\, d\bar{r}; \tag{8.55}$$

$$m_к = 8\int_0^1 \bar{V}_1^2 \bar{v}_1 \bar{r} d\bar{r} + \int_0^1 c_{xp} \sigma \bar{r}^3\, d\bar{r}. \tag{8.56}$$

Пользуясь элементарными выражениями, написанными исходя из рассмотрения профиля, т. е. формулами (8.32) и (8.33), мы получим

$$C_T = \int_{\bar{\xi}_1}^{\bar{\xi}_2} c_y \sigma \bar{r}^2\, d\bar{r}; \tag{8.57}$$

$$m_к = \int_0^1 c_y \sigma \bar{V}_1 \bar{r}^2\, d\bar{r} + \int_0^1 c_{xp} \sigma \bar{r}^3\, d\bar{r}. \tag{8.58}$$

Эти интегралы можно вычислить, задавшись теми или иными величинами, входящими в полученные формулы. При этом приходится пользоваться еще уравнением связи. В зависимости от выбранных условий мы получим различные типы несущих винтов. Этим вопросом мы займемся в следующей главе.

Формулы для C_T и $m_к$ могут, как видим, писаться в двух видах, в зависимости от того, исходим ли мы при их выводе из рассмотрения струи или из рассмотрения профиля. На практике чаще пользуются формулами, полученными по профилю, т. е. формулами (8.57) и (8.58).

§ 8.8. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИНТОВЫХ ПРОФИЛЕЙ

Как мы видели в предыдущих параграфах, современные расчеты винтов основаны на использовании аэродинамических характеристик профилей, получаемых, как правило, с помощью опытов, произведенных в аэродинамических трубах.

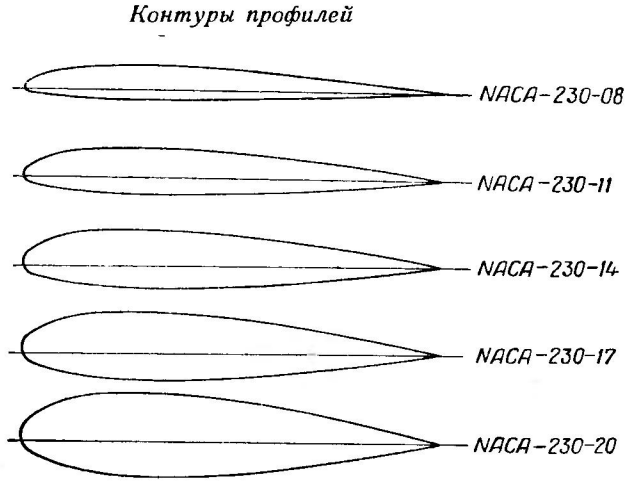
В винтостроении и вертолетостроении применяются такие же профили, как у самолетных крыльев. Иногда, особенно у деревянных лопастей, заднюю кромку профиля несколько затупляют и округляют, так как она иначе получилась бы чрезмерно острой, что представляет ряд неудобств при изготовлении и эксплуатации винтов с такими кромками. В литературе описано очень много различных профилей. У нас систематические испытания профилей начали вестись еще К. Э. Циолковским с 1897 г. и проф. Н. Е. Жуковским с 1902 г. С тех пор эти исследования необычайно широко развернулись как в нашей стране, так и за границей и теперь имеется много опубликованных материалов о таких профилях.

Винтовые профили работают на больших скоростях обтекания и для использования обычных опытов, проведенных на малых скоростях, приходится делать переход к винту в натуру по правилам экспериментальной аэродинамики. Все характеристики необходимо исправлять на влияние чисел R (критерий вязкости) и M (критерий сжимаемости воздуха). Мы здесь не будем подробно излагать методы таких пересчетов, так как они подробно изложены в наших учебниках по теоретической и экспериментальной аэродинамике и в курсах аэродинамического расчета самолетов. Мы воспользуемся здесь готовыми графиками и таблицами, подробно описанными в трудах И. В. Остославского, Б. Т. Горощенко, П. П. Красильщикова, А. К. Мартынова и многих других.

Мы не будем также приводить данные о всевозможных профилях и дадим лишь универсальную серию профилей типа NACA-230, так как, во-первых, современные винтовые профили в общем близки друг к другу по их аэродинамическим свойствам, и, во-вторых, серия эта хорошо проверена и использовалась на очень многих типах самолетов и вертолетов. Ее характеристики и точное построение контуров профилей подробно описаны в «Атласе аэродинамических характеристик профилей крыльев», изданном ЦАГИ в 1940 г.

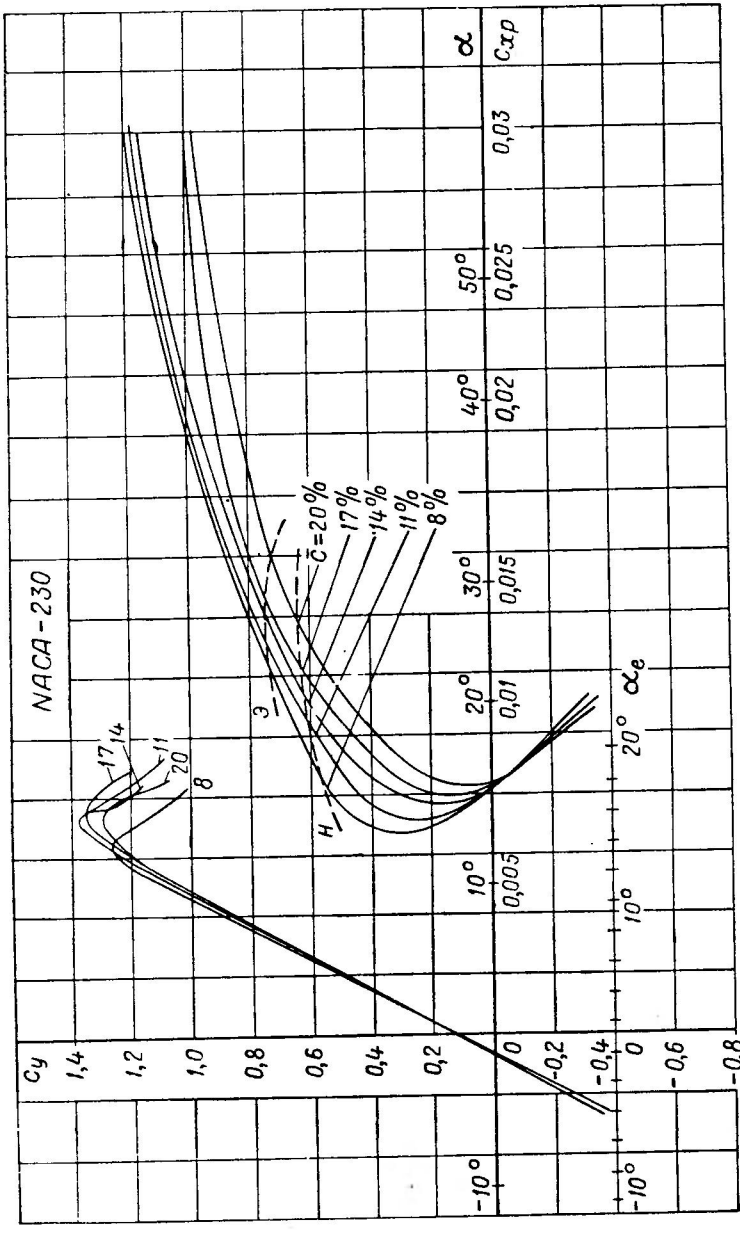
Серия NACA-230

Приведенная серия состоит из пяти профилей, имеющих относительную толщину $\bar{c}=8\%$; 11%; 14%; 17% и 20% (фиг. 8.8).



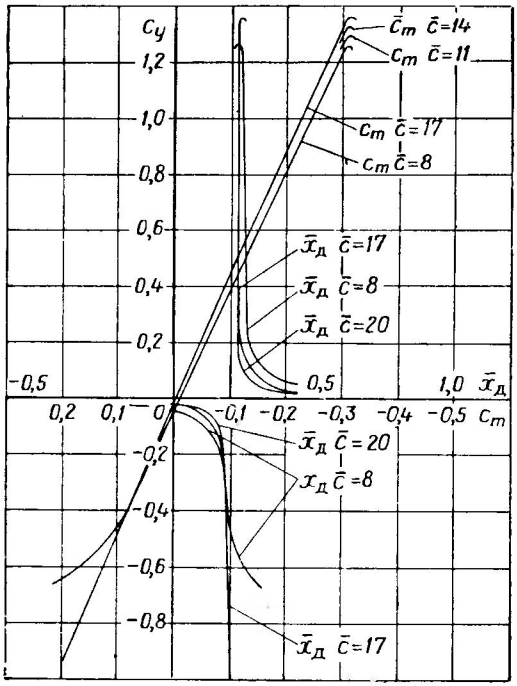
Фиг. 8.8 Серия профилей NACA-230 разной толщины.

На фиг. 8.9 даны пересчитанные на бесконечное удлинение характеристики этих профилей, т. е. кривые $c_y=f_y(\alpha^\circ)$ и поляра $c_{xp}=$



Фиг. 8.9. Поляры и $c_y = f(\alpha_e^\circ)$ для серии профилей NACA-230.
Пересчитано на бесконечное удлинение.

$=f_x(c_y)$. На кривых даны величины $\bar{c}=\frac{c}{b}100$ в процентах от хорды. Внизу дан масштаб углов атаки, отсчитываемых от аэродинамической хорды крыла; угол этот обозначен у нас через $\alpha_e°$. Угол нулевой подъемной силы равен у этой серии для всех профилей приблизительно — 1,3°.



Фиг. 8. 10. Кривые c_m и центра давления $\bar{x}_д$ для профилей NACA-230.

На фиг. 8. 10 дана величина коэффициента момента c_m относительно передней кромки профиля и координата центра давления $\bar{x}_д=\frac{x_д}{b}$. Описанная серия имеет почти на всех рабочих углах атаки постоянное положение центра давления $\bar{x}_д\approx 0{,}23$, что очень ценно для винтов, так как при правильной конструкции лопасть с такими профилями в работе не будет закручиваться.

Опыты были проведены при числе $R=1{,}7\cdot 10^6$ и $M=0{,}15$ весьма тщательно, при их обработке были учтены все имевшиеся исследования этих крыльев, проведенные в разных странах мира.

Однако на современных вертолетах число R изменяется в очень широких пределах, примерно от $R=\frac{bW_1}{\nu}=2\cdot 10^6$ до $10\cdot 10^6$, т. е. приведенные опытные данные нельзя использовать непосредственно и приходится их пересчитывать на рабочие значения этих чисел для данного вертолета.

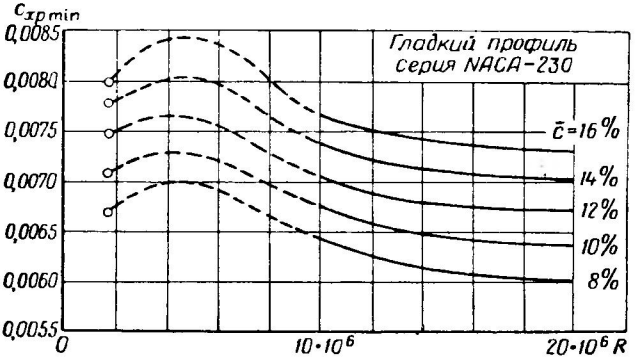
Число $M=\frac{W_1}{a}$ у вертолетов на висении достигает значений от 0,4 до 0,7. У реактивных вертолетов число M может быть порядка 1 и более.

Таким образом, профили вертолетов необходимо пересчитывать по обоим критериям и рассматривать графики, приведенные на фиг. 8. 9 и 8. 10, лишь как исходные.

Пересчет проще всего вести описанным ниже методом первого приближения (более подробно см. указанный атлас профилей крыльев ЦАГИ).

Пересчет профилей по критерию R

Удобнее всего воспользоваться готовыми графиками. На фиг. 8. 11 дана непосредственно вычисленная по теории пограничного слоя величина $c_{xp\,min}$. Здесь предполагалось, что профиль очень хорошо отполирован и точка перехода ламинарного слоя в турбулентный лежит несколько позади точек минимального давления. На фиг. 8. 12 профиль считался слегка шероховатым, а точка перехода совпадающей с точкой минимального давления.



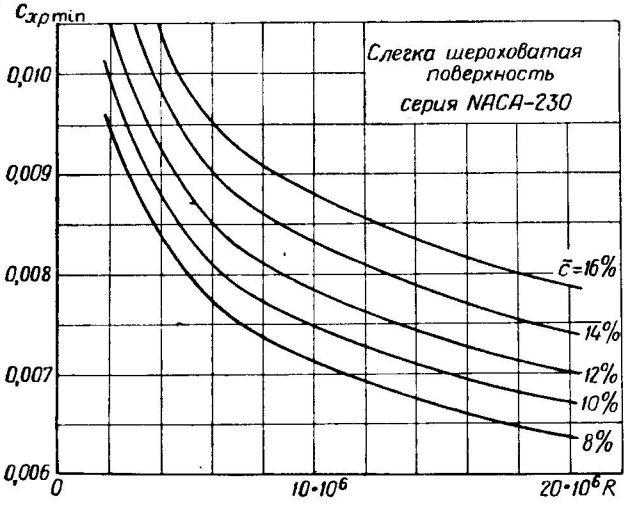
Фиг. 8. 11. Влияние числа R и толщины профиля $\bar{c}$ на $c_{xp\,min}$. Гладкие профили.

Для нормальных условий нужно считать профиль гладким.

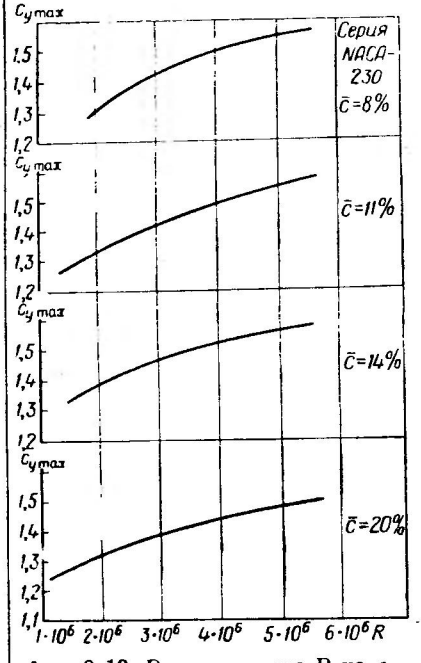
Графиком, приведенным на фиг. 8. 12, нужно пользоваться при оценке летных данных в случае выпадения атмосферных осадков на лопасти, при ее запылении или при наличии сильных вибраций лопасти.

График, приведенный на фиг. 8. 13, позволяет определить величину максимального значения $c_{y\,max}$, которую нужно знать для устранения срыва потока с лопасти и связанных с этим опасных вибраций вертолета. По этому графику получаем прямо по R и $\bar{c}$ величину $c_{y\,max}$. После этого исправляем поляру для данного $\bar{c}$ (фиг. 8. 14), сдвинув ее по оси абсцисс так, чтобы точка B перешла в точку A, причем отрезок $\overline{O_1A}$ равен найденному по графикам фиг. 8. 11 и 8. 12 значению $c_{xp\,min}$. Если значение $c_{y\,max}$ будет заметно бóльшим, чем в исходном графике, то верхнюю часть поляры следует вычертить на глаз, руководствуясь полярой и величиной нового значения $c_{y\,max}$.

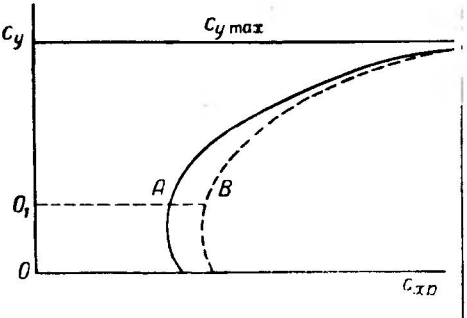
Полученная таким образом поляра будет исправлена на число R.



Фиг. 8.12. Влияние числа R и толщины профиля $\bar{c}$ на $c_{xp\,min}$.
Слегка шероховатые профили.



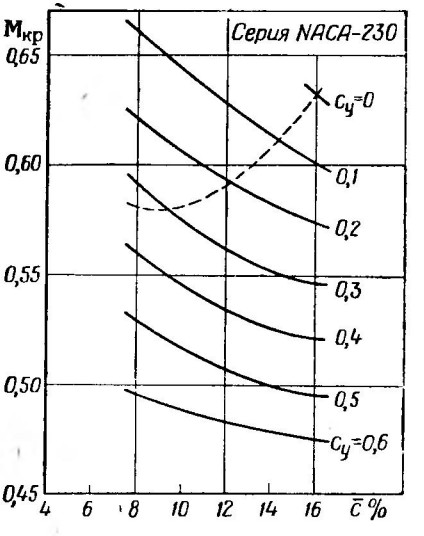
Фиг. 8.13. Влияние числа R на $c_{y\,max}$ в зависимости от $\bar{c}$.



Фиг. 8.14. Перестройка поляры на новое значение R.

Исправление поляры на число M

Мы изложим здесь простейший прием, предложенный проф. И. В. Остославским, проф. Б. Т. Горощенко и рядом других авторов. Он сводится к приближенно оправдывающемуся предположению, что сопротивление крыла можно рассматривать состоящим из двух частей: профильного, измеряемого коэффициентом c_{xp} и зависящего от критерия R, и волнового, измеряемого коэффициентом $c_{x\,в}$ и зависящего от критерия M. Величина такого коэффициента зависит от числа M, c_y профиля, его толщины $\bar{c}$ и критического числа $M_{кр}$, при котором на поверхности профиля образуется местный скачок уплотнения. Как известно, для чисел $M<M_{кр}$ коэффициент сопротивления у хороших крыльев остается почти неизменным, а при $M>M_{кр}$ сопротивление профиля начинает быстро возрастать. В работе И. В. Остославского и Д. В. Титова «Характеристики винтовых профилей типа Кларк-Y», изданной ЦАГИ в 1937 г., приведены графики-сетки, дающие такие зависимости. Аналогичные зависимости были даны проф. Б. Т. Горощенко.



Фиг. 8. 15. Критическое значение числа M в зависимости от c_y и $\bar{c}$ для профилей NACA-230.

Вместо этих сеток для расчетов первого приближения можно пользоваться заменяющей их интерполяционной формулой, имеющей вид:

$$c_{x\,в}=20\bar{c}\,(M-M_{кр})^2\,(c_y+0{,}1)^2\,k. \qquad (8.59)$$

Величина $M=\frac{R\omega}{a}$; $M_{кр}$ берется для серии NACA-230 по готовому графику (фиг. 8. 15); c_y задано и k — поправочный коэффициент. Для серии NACA-230 коэффициент k равен единице; для профилей с затянутым кризисом, т. е. наступающим при больших значениях $M_{кр}$, величина k по Б. Т. Горощенко достигает значения 1,5÷2,0. Это значит, что у крыльев с более поздним кризисом увеличение $c_{x\,в}$ идет быстрее.

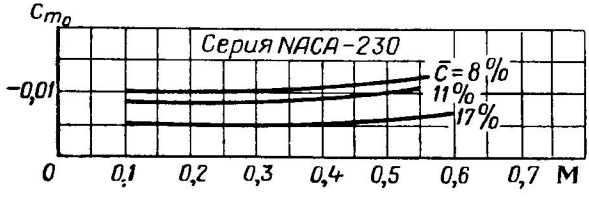
Вычислив для нескольких значений c_y, например: 0,2; 0,4; 0,6, величину $c_{x\,в}$, получим соответствующие коэффициенты сопротивления профиля

$$c_x=c_{x\,p}+c_{x\,в}, \qquad (8.60)$$

по которым и строится исправленная поляра. Точность этого расчета конечно невелика, но для расчетов первого приближения достаточна.

Кривая коэффициента подъемной силы профиля при больших значениях M идет круче, чем при малых. Достаточно точно можно подсчитать увеличение c_y профиля для этих условий по известной формуле аэродинамики:

$$c_{y\,сж} = \frac{c_y}{\sqrt{1-M^2}}. \qquad (8.61)$$



Фиг. 8.16. Изменение c_{m_0} в зависимости от M и $\bar{c}$.

Эта формула пригодна лишь для значения $M<0{,}7$. В соответствии с этим увеличится и величина $A=\frac{dc_y}{d\alpha^\circ}$. Так, при $M=0{,}6$ получится

$$\frac{dc_{y\,сж}}{d\alpha^\circ} = \frac{dc_y}{d\alpha^\circ\sqrt{1-M^2}} = \frac{dc_y}{d\alpha^\circ}\,1{,}25,$$

т. е. величина $A=\frac{dc_y}{d\alpha^\circ}$ возрастает на 25%. Это обстоятельство нужно учитывать в уравнении связи и в уравнении махового движения; в последнем случае эта величина оказывается, кроме того, еще переменной по азимуту.

Имея величину c_{xp} и c_y, можно построить окончательно исправленную поляру, соответствующую R и M натуры.

Аэродинамический момент изменяется мало с изменением M, особенно у винтов серии NACA-230. На фиг. 8.16 приведено изменение c_{m0}, т. е. величины c_m, соответствующей $c_y=0$, в зависимости от M. Постоянство положения центра давления $\bar{x}_0=0{,}23$ и малая зависимость c_m от M является большим достоинством рассматриваемой серии профилей.

Нужно еще напомнить, что при полете вертолета с горизонтальной скоростью его профили работают при разных числах R и M в зависимости от положения лопасти, задаваемого углом азимута ψ (см. часть IV).

При азимуте $\psi = 90°$ скорости вращения $r\omega$ и скорость полета V_0 складываются (угол атаки несущего винта считаем при этом малым), и тогда скорость набегающего потока будет равной

$$W_{90°} = r\omega + V_0. \tag{8.62}$$

При азимуте $\psi = 270°$, лопасть идет назад и

$$W_{270°} = r\omega - V_0. \tag{8.63}$$

На режиме висения

$$W_в = r\omega. \tag{8.64}$$

Так, например, на конце лопасти при $R\omega = U = 200$ *м/сек* и при скорости полета $V_0 = 60$ *м/сек*, получим

$$W_в = U = 200 \text{ м/сек};$$

$$W_{90°} = U + V_0 = 200 + 60 = 260 \text{ м/сек};$$

$$W_{270°} = U - V_0 = 200 - 60 = 140 \text{ м/сек}.$$

В соответствии с этим, при концевой хорде $b_R = 0{,}3$ *м* и при полете на уровне моря, где $\nu = 1{,}45 \cdot 10^{-5}$ *сек/м*^{2}, получим:

$$\mathrm{R}_в = \frac{b_R W_в}{\nu} = \frac{0{,}3 \cdot 200}{1{,}45 \cdot 10^{-5}} = 4{,}14 \cdot 10^6;$$

$$\mathrm{R}_{90°} = 4{,}14 \cdot 10^6 \frac{W_{90°}}{W_в} = 5{,}38 \cdot 10^6;$$

и

$$\mathrm{R}_{270°} = 4{,}14 \cdot 10^6 \frac{W_{270°}}{W_в} = 2{,}9 \cdot 10^6,$$

т. е. число R изменяется почти в 2 раза. Число M в этих условиях будет таким:

$$\mathrm{M}_в = \frac{W_в}{a} = \frac{200}{340} = 0{,}59;$$

$$\mathrm{M}_{90°} = \mathrm{M}_в \frac{W_{90°}}{W_в} = 0{,}756;$$

$$\mathrm{M}_{270°} = \mathrm{M}_в \frac{W_{270°}}{W_в} = 0{,}411.$$

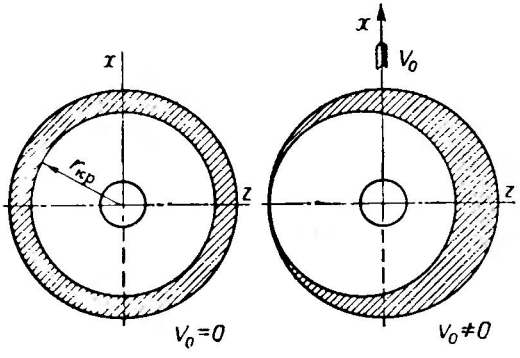
Следовательно, в указанных условиях, при висении, концевой профиль будет работать на числе M, немного бо́льшем $\mathrm{M}_{кр}$, равным для серии NACA-230, приблизительно по графику (см. фиг. 8.15) $\mathrm{M}_{кр} = 0{,}52$ ($c_y = 0{,}5$; $c = 10\%$). Волновое сопротивление при этом достигает значения 0,0032 и полный коэффициент сопротивления будет равен

$$c_x = c_{x\,p} + c_{x\,в} = 0{,}0072 + 0{,}0032 = 0{,}0104,$$

т. е. коэффициент c_x достигает значения порядка 0,01. Мы в дальнейшем поэтому будем часто брать в примерах $c_x=0{,}01$.

На азимуте $\psi=90°$, мы получим при $c_y=0{,}35$ критическое значение $M_{кр}=0{,}57$; $M-M_{кр}=0{,}765-0{,}57=0{,}195\approx0{,}2$ и коэффициент волнового сопротивления достигает значения $c_{x\,в}=0{,}016$; $c_{xp\,min}=0{,}0071$ и полный коэффициент сопротивления будет равен

$$c_x=0{,}0071+0{,}016=0{,}0231.$$



Фиг. 8.17. Области винта, работающие на числах M, бо́льших $M_{кр}$.

На азимуте $\psi=270°$ таким же способом получим $c_{x.в}=0$ и $c_{xp}=0{,}0071$. Следовательно, величина коэффициента лобового сопротивления весьма сильно изменяется в зависимости от ψ при полете с горизонтальной скоростью.

На основании изложенных расчетов нужно строить три поляры для азимутов $\psi=90°$ и 270° и для висения. Из таких исправленных характеристик и необходимо исходить при точном аэродинамическом расчете вертолетов. Заметим, что указанные значения получатся лишь на конце лопастей, на радиусе R. На меньших радиусах окружная скорость будет меньшей и числа M у профилей могут получиться меньшие, чем $M_{кр}$. Зная для данного профиля $M_{кр}$, получаем на режиме висения: $r_{кр}\omega=W_в=M_{кр}\cdot a$, откуда находим

$$r_{кр}=\frac{a}{\omega}M_{кр}. \qquad (8.65)$$

Сечения, лежащие на $r>r_{кр}$, будут работать с волновым сопротивлением, а сечения, лежащие на $r<r_{кр}$, будут работать без волнового сопротивления. При полете с горизонтальной скоростью область волнового сопротивления примет форму серпа. На фиг. 8.17 эти области заштрихованы. Последний случай мы разберем более подробно в части IV.

Симметричные профили

В последнее время некоторые конструкторы вертолетов стали применять симметричные профили лопастей. Заметим, что в 1928—1935 гг. на лопастях автожиров нередко применялись симметричные профили, чаще всего Gö-420. Это делалось с целью уменьшить волновое сопротивление лопастей.

Дело в том, что волновой кризис у симметричных профилей наступает обычно при бóльших $M_{кр}$, чем у несимметричных. Особенно это заметно у профилей со смещенной назад максимальной толщиной сечения. На фиг. 8.18 приведены результаты испытания трех симметричных профилей NACA-00012 с максимальной толщиной, находящейся на расстоянии 30%, 40% и 50% хорды, считая от носика профиля. Все профили имели максимальную толщину, равную 12% хорды. Число R в этих опытах было очень близким к тому, которое получается у профилей среднего вертолета, и было порядка $R=5\cdot10^6\div10\cdot10^6$. Следовательно, эти продувки можно не пересчитывать по величине числа R и брать c_{xp} прямо по диаграмме. Эти профили имеют малую величину c_{xp} при малых числах M. Волновой кризис у них получается значительно позже, чем у несимметричных, и $M_{кр}$ получается порядка $0{,}65\div0{,}8$. Особенно поздно волновой кризис наступает у профилей с расположенной на 50% от носка по хорде максимальной толщиной. Возрастание волнового сопротивления после кризиса получается у таких профилей очень резкое.

На указанной диаграмме для уточнения отсчетов кривые для разных c_y сдвинуты по вертикали и для каждого c_y нужно делать отсчет от своего нуля.

Профили этого типа имеют еще то достоинство, что у них центр давления в весьма широких пределах (примерно, от $c_y=0{,}1$ до $c_y=1{,}0$) остается практически на одном месте и $\bar{x}_д=\frac{x_д}{b}=0{,}225\approx\text{const}$.

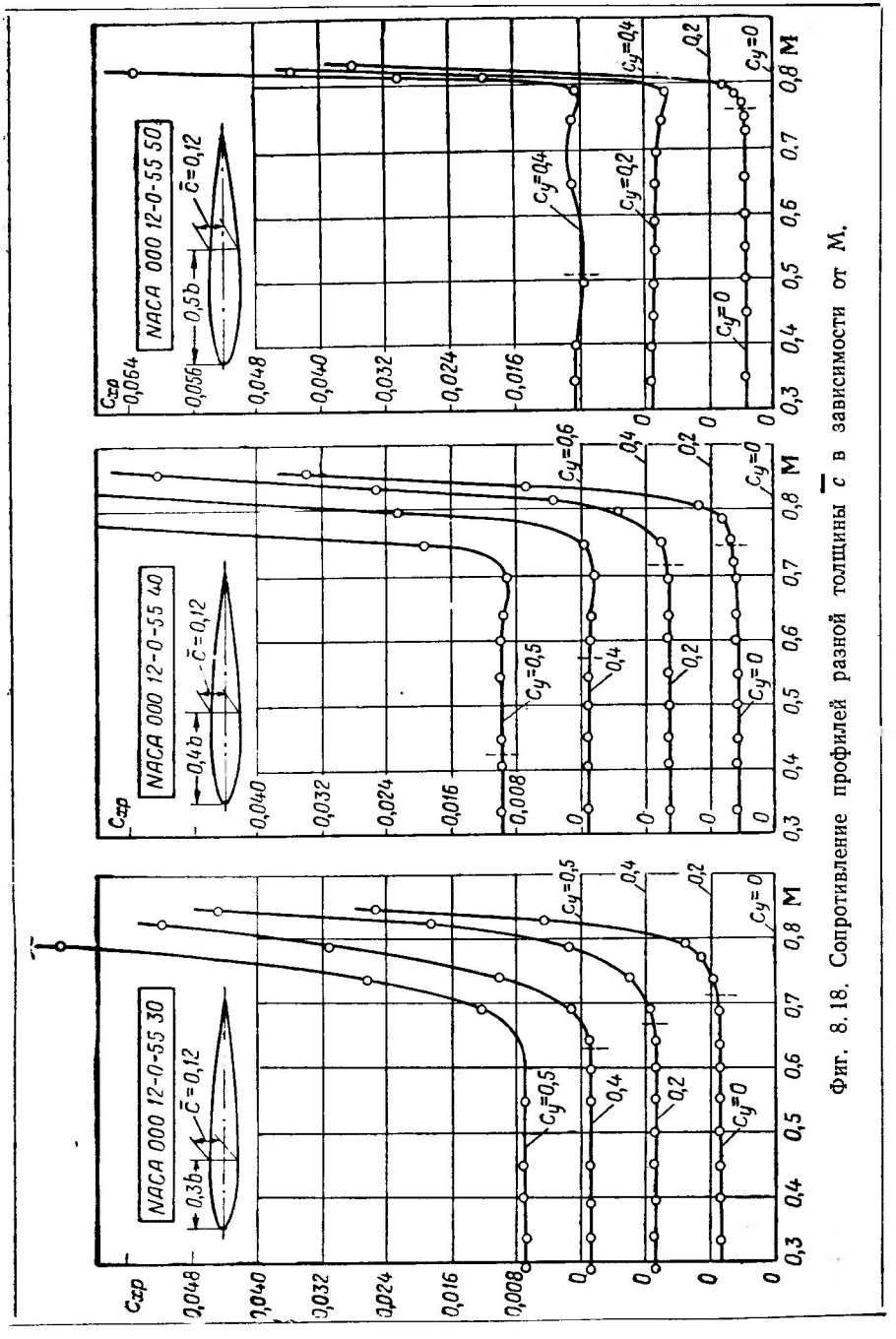
Недостатком этих профилей является несколько мéньшая величина $c_{y\,max}$ по сравнению с несимметричными профилями, а именно: $c_{y\,max}$ близок у них при больших числах R примерно к 1,2, тогда как у обычных профилей он может достигать значения $1{,}4\div1{,}6$. Этот недостаток можно компенсировать, взяв у несущего винта немного бóльшую ширину лопасти.

Величина $A_0=\frac{dc_y}{d\alpha^\circ}$ получается у них такая же, как у обычных профилей, т. е. близкая к 0,1 при малых числах M. При больших числах M можно пользоваться формулой

$$A_{0сж}=\frac{A_0}{\sqrt{1-M^2}},$$

справедливой для $M<0{,}7$.

Эти профили имеют большую площадь поперечного сечения, что удобно для постройки реактивных винтов, имеющих подвод сжатого воздуха через каналы, расположенные внутри лопастей.



Фиг. 8.18. Сопротивление профилей разной толщины $\bar{c}$ в зависимости от M.

Общий вывод

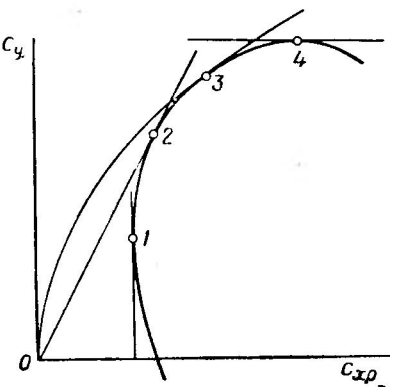
При расчете гребных и несущих винтов необходимо исправлять имеющиеся характеристики профилей на числа R и M. У хороших профилей число M заметно изменяет $A_0=\frac{dc_y}{d\alpha^\circ}$, а при переходе через $M_{кр}$ получается весьма сильное увеличение сопротивления профиля. Таким образом, при расчете винтов нужно исходить из исправленной поляры.

Особые точки на поляре

При расчете винтов очень большое значение имеют четыре характерные точки на поляре профиля и связанные с ними величины.

Первая точка (фиг. 8.19) соответствует минимуму сопротивления, т. е. $c_{xp\,min}$. Она обычно получается при угле атаки, близком к 3÷4°, при $c_y\approx 0{,}3\div 0{,}4$.

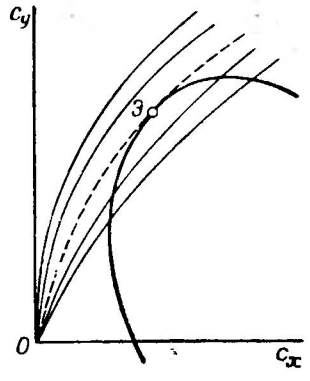
Вторая точка соответствует максимальному качеству профиля, т. е. величине $K_{max}=\left(\frac{c_y}{c_{xp}}\right)_{max}$. Для получения этой точки нужно, как известно из курса экспериментальной аэродинамики, провести из начала координат касательную прямую. В аэродинамике самолетов и винтов чаще пользуются понятием «обратное качество», т. е. величиной $\mu=\frac{1}{K}=\frac{c_{xp}}{c_y}$. В точке 2 эта величина делается минимальной. Угол атаки, при котором получается μ_{min}, называется наивыгоднейшим углом.



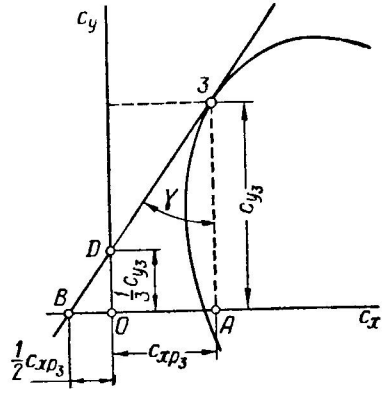
Фиг. 8.19. Характерные точки поляры.
1 — минимум $c_{xp\,min}$; *2* — наивыгоднейший угол атаки $\left(\frac{c_{xp}}{c_y}\right)_{min}$; *3* — экономический угол атаки $\left(\frac{c_{xp}}{c_y^{3/2}}\right)_{min}$; *4* — критический угол атаки и $c_{y\,max}$.

Третьей характерной точкой является та точка, в которой касается поляры полукубическая парабола, выраженная уравнением $\frac{c_y^{3/2}}{c_{xp}}=\text{const}$. Эта точка дает так называемый экономический угол атаки профиля. Ее можно найти двумя способами. По первому способу на кальке вычерчиваются полуку-

бические параболы в масштабе поляр с разными значениями $\frac{c_{xp}}{c_y^{3/2}}$ (фиг. 8.20). Накладывая такую кальку на поляру, легко найти точку, где эта величина $\frac{c_{xp}}{c_y^{3/2}} = e$ достигнет минимума.



Фиг. 8.20. Нахождение $\alpha_э$ по способу полукубических парабол.



Фиг. 8. 21. Нахождение $\alpha_э$ по способу касательной.

Другой способ, как известно из курса аэродинамики, заключается в использовании геометрических свойств касательной, проведенной к полукубической параболе (фиг. 8.21). Эта касательная отсекает на оси ординат отрезок, равный $^1/_3\, c_{yз}$, а на оси абсцисс отрезок, равный $^1/_2\, c_{xpз}$. Доказательство этого положения очень просто. Уравнение полукубической параболы можно написать в таком виде:

$$c_{xp} = e c_y^{3/2}.$$

Касательная к этой кривой образует угол γ с осью ординат. Из фиг. 8.21 видно, что тангенс этого угла будет равен

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{dc_{xp}}{dc_y} = \frac{3}{2}\, e c_y^{1/2}.$$

Отсюда находим, что отрезок $\overline{AB}$ будет равен

$$\overline{AB} = c_y \operatorname{tg}\gamma = \frac{3}{2}\, e c_y^{3/2} = \frac{3}{2}\, c_{xp}.$$

Следовательно, отрезки, отсекаемые касательной на осях координат, будут соответственно равны:

$$\overline{OB} = \frac{1}{2}\, c_{xp} \quad \text{и} \quad \overline{OD} = \frac{1}{3}\, c_y.$$

Для получения точки *3* нужно так приложить ребро линейки к поляре, чтобы она, образуя касательную, отсекла на оси ординат отрезок, равный $^1/_3 c_y$. Сделать это очень легко путем проб. Получив точку *3*, находим величину $e = \frac{c_{xp}}{c_y^{3/2}}$. Иногда пользуются обратной величиной, которую мы не будем применять.

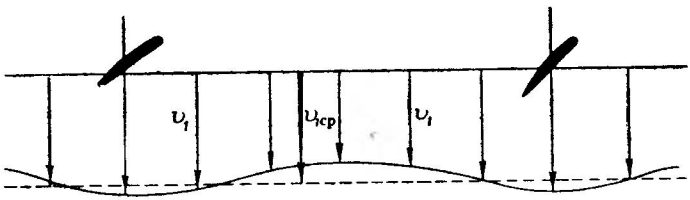
Итак:

$$e = \frac{c_{xp}}{c_y^{3/2}}. \tag{8.66}$$

Наконец, точка *4* на фиг. 8.19 дает наибольшее значение $c_{y\,max}$. После этого происходит срыв потока с профиля и c_y начинает падать. При этом обтекание профиля сопровождается сильными пульсациями, вызывающими вибрации в лопастях вертолета. Вследствие этого всегда стараются так подобрать углы установки лопастей, чтобы на всех летных режимах все профили работали на $c_y < c_{y\,max}$.

§ 8.9. ЗАМЕЧАНИЕ ОБ ИНДУКТИВНОЙ СКОРОСТИ У ВИНТОВ

В излагаемой здесь теории принимается, что индуктивная скорость v_1 хотя изменяется по радиусу лопасти r, но постоянна по окружности, описанной этим радиусом r. На самом деле она изменяется и по окружности, примерно так, как показано на фиг. 8.22.



Фиг. 8.22. Истинная и средняя скорости индукции на развертке струйки.

Под лопастью эта скорость достигает наибольшей величины, а между лопастями — наименьшей. Находимая по импульсу скорость $v_{1ср} = \sqrt{\frac{dT}{2\rho\, dF}}$ дает на самом деле лишь среднюю индуктивную скорость внутри элементарной кольцевой струйки, а скорость у профиля будет несколько бóльшей. В работе «Импульсная теория воздушных винтов», изд. ВВИА, 1948 г. мы указали, как учесть такую неравномерность струи. Для этого нужно

получить путем опытов коэффициент неравномерности ζ, дающий отношение скорости $v_{1\zeta}$ под профилем к средней индуктивной скорости, т. е.

$$v_{1\zeta}=\zeta v_1.$$

Тогда осевая скорость воздуха в плоскости найдется по формуле

$$V_{1\zeta}=V_0+v_{1\zeta}=V_0+\zeta v_1.$$

Подставляя сюда известное выражение для $\bar{v}_1$, т. е.

$$\bar{v}_1=\frac{-\bar{V}_0+\sqrt{\bar{V}_0^2+\dfrac{C_T}{\varkappa}}}{2},$$

получим

$$\bar{V}_{1\zeta}=\frac{(2-\zeta)\,\bar{V}_0+\zeta\sqrt{\bar{V}_0^2+\dfrac{C_T}{\varkappa}}}{2}.$$

Однако нахождение такой поправки приходится делать обычно путем опытов, в которые неизбежно входят и концевые потери винта. Разделить эти потери трудно, поэтому мы в настоящей книге пользуемся общими коэффициентами потерь $\varkappa$, берущимися в основном из опытов.

Коэффициент $\varkappa$ увеличивает индуктивную скорость, так как он меньше единицы, а средняя индуктивная скорость вычисляется по формуле

$$v_1=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}.$$

Если в нее подставить $\varkappa=1$, то получилась бы заниженная для сечений скорость. Вихревая относительная теория позволяет более точно вычислить влияние числа лопастей на индуктивную скорость, но не может учесть концевых потерь.

Описанный прием учета изменения индуктивной скорости по окружностям прост и дает достаточную точность.

Глава 9

РАБОЧИЕ ФОРМУЛЫ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕОРИИ

§ 9.1. НЕСУЩИЙ ВИНТ ТИПА НЕЖ

На практике встречается несколько типичных форм лопастей у несущих винтов вертолетов. Наиболее характерными являются несущий винт с сильно расширяющейся ко втулке лопастью, несущий винт с лопастью постоянной ширины и винт с лопастью, слегка расширяющейся ко втулке.

В импульсной теории форма лопасти задается законом изменения индуктивной скорости по лопасти, т. е. величиной $\bar{v}_1=f(\bar{r})$. В вихревой теории она задается законом изменения циркуляции скорости $\bar{\Gamma}$ вокруг профилей лопасти, т. е. функцией $\bar{\Gamma}=f(\bar{r})$. Как мы уже указывали в гл. 8, импульсная и вихревая теории для несущего винта дают совпадающие результаты; при этом на режиме висения $\bar{v}_1=\sqrt{\bar{\Gamma}}$.

Наиболее простым в теории винтом является такой, у которого $\bar{v}_1=\text{const}$ по всей ометаемой площади, тогда и $\bar{\Gamma}=\text{const}$. Такие винты, как мы уже указывали, у нас принято называть в честь Николая Егоровича Жуковского винтами типа НЕЖ. Эти винты дают очень хорошие результаты и близки по качеству к наивыгоднейшему винту. Расчетные формулы у таких винтов наиболее просты. Далее мы покажем, что и другие формы винтов, встречающиеся на практике, дают результаты, близкие к несущему винту типа НЕЖ; рабочие формулы для них имеют ту же самую форму и отличаются от формул, выведенных для винта НЕЖ, лишь коэффициентами. Поэтому несущий винт НЕЖ можно рассматривать как своего рода эталон винтов.

Рассмотрим сначала общий случай, когда несущий винт движется по направлению оси вращения со скоростью V_0. Это соответствует подъему вертолета со скоростью $V_y=V_0$.

Скорость V_1 у винта НЕЖ постоянна по всей лопасти и ее можно вычислить по уравнению связи, по формуле (8.36)

$$\bar{V}_1=\frac{\bar{V}_0}{2}+\sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4}+\frac{1}{8}c_y\sigma\bar{r}}. \qquad (9.1)$$

Для режима, заданного скоростью $\bar{V}_0$, постоянство получится, очевидно, если

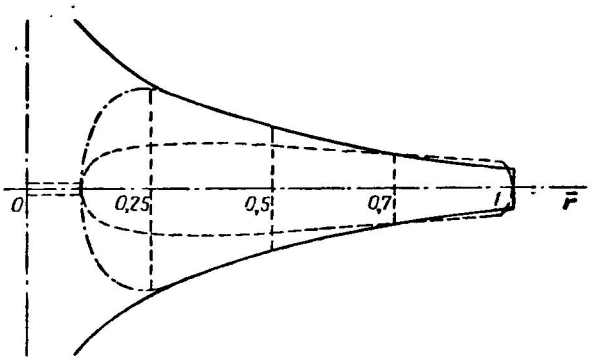
$$c_y \sigma \bar{r} = c_{y7} \sigma_7 \bar{r}_7 = \text{const}. \tag{9.2}$$

Если брать на всех радиусах одинаковый угол атаки $\alpha_э$, то $c_y = c_{y7} = \text{const}$ и $c_{xp} = c_{xp7} = \text{const}$ и тогда предыдущую формулу можно переписать в таком виде:

$$\sigma \bar{r} = \sigma_7 0{,}7, \tag{9.3}$$

или

$$\sigma = \frac{\sigma_7 \cdot 0{,}7}{\bar{r}} = \frac{\text{const}}{\bar{r}}. \tag{9.4}$$



Фиг. 9.1. Форма лопасти у винта НЕЖ.
Пунктирная кривая — компенсированный винт ($c_y = \text{const}$).

Так как $\sigma = \frac{kb}{\pi}$ и $\sigma_7 = \frac{k\bar{b}_7}{\pi}$, то последнюю формулу можно написать еще в таком виде:

$$\bar{b} = \bar{b}_7 \frac{0{,}7}{\bar{r}}, \tag{9.5}$$

или

$$b = b_7 \frac{0{,}7}{\bar{r}}. \tag{9.6}$$

Последняя формула показывает, что ширина лопасти у несущего винта типа НЕЖ очень сильно (по гиперболическому закону) возрастает ко втулке, если строго соблюдать условие $c_y = \text{const}$ (фиг. 9.1).

Мы уже получили интегральное выражение для коэффициента тяги несущего винта [см. формулу (8.57)]:

$$C_T = \int_{\xi_1}^{\xi_2} c_y \sigma \bar{r}^2 \, d\bar{r}. \tag{8.57}$$

Подставляя в него

$$c_y \cdot \sigma\bar{r} = c_{y7}\sigma_7 \cdot 0{,}7 = \text{const}, \tag{9.2}$$

получим, вынося за знак интеграла постоянные величины и интегрируя,

$$C_T = c_{y7}\sigma_7 \cdot 0{,}7 \int_{\xi_1}^{\xi_2} \bar{r}\, dr = \frac{0{,}7}{2}(\xi_2^2 - \xi_1^2)\, c_{y7}\sigma_7.$$

Величина $\xi_2^2 - \xi_1^2 = \varkappa$ — это коэффициент концевых потерь несущего винта. Вводя его, получаем окончательно основную формулу импульсной теории для винтов НЕЖ:

$$C_T = \frac{0{,}7}{2}\varkappa c_{y7}\sigma_7 \approx \varkappa \frac{c_{y7}\sigma_7}{2{,}9}. \tag{9.7}$$

Величину C_T всегда можно вычислить по заданным параметрам вертолета, так как

$$C_T = \frac{T}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2} = \frac{G}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2} \cdot (1+\tau)$$

и, следовательно, с помощью формулы (9.7) легко получить необходимую величину коэффициента заполнения σ_7, т. е.

$$\sigma_7 = \frac{2{,}9 C_T}{\varkappa c_{y7}}. \tag{9.8}$$

Скорость V_1 легко выразить для винта НЕЖ через C_T, преобразовав формулу (9.1) таким образом:

$$\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} c_y \sigma\bar{r}} = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} c_{y7} \frac{\sigma_7 \cdot 0{,}7}{\bar{r}} \bar{r}} =$$

$$= \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{4}\left(\frac{c_{y7}\sigma_7 \cdot 0{,}7}{2}\varkappa\right)\frac{1}{\varkappa}} = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{C_T}{4\varkappa}},$$

или

$$\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + \frac{C_T}{\varkappa}}}{2} = \text{const}. \tag{9.9}$$

Эта формула весьма удобна для различных вычислений. Она является уравнением связи, написанным через C_T. Найдем теперь коэффициент крутящего момента (он же коэффициент мощности) для несущего винта НЕЖ, пользуясь интегральной формулой (8.58).

Получаем

$$m_к = \int_0^1 c_y \sigma \bar{V}_1 \bar{r}^2 d\bar{r} + \int_0^1 c_{xp} \sigma \bar{r}^3 d\bar{r} =$$

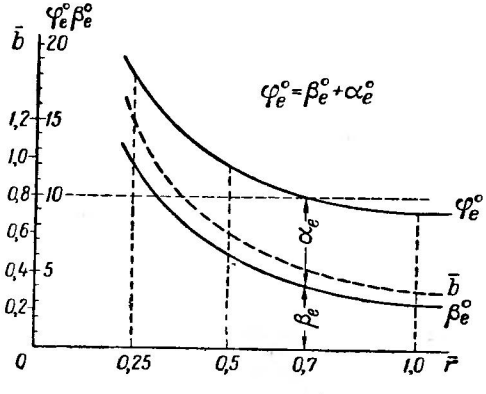
$$= c_{y_7} \sigma_7 \bar{V}_1 \int_0^1 \bar{r} d\bar{r} + c_{xp_7} \sigma_7 \cdot 0{,}7 \int_0^1 \bar{r}^2 d\bar{r} =$$

$$= \frac{0{,}7}{2} \frac{\varkappa}{\varkappa} c_{y_7} \sigma_7 \bar{V}_1 + \frac{0{,}7}{3} c_{xp_7} \sigma_7.$$

Замечая, что $\frac{0{,}7}{2} \varkappa c_{y_7} \sigma_7 = C_T$, получим окончательно:

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{V}_1 + \frac{c_{xp_7} \sigma_7}{4{,}3}. \qquad (9.10)$$

Это основное уравнение для вычисления коэффициента $m_к$ для винта НЕЖ.



Фиг. 9.2. Ход изменения φ_e, $\bar{b}$, β_e и α_e у несущего винта НЕЖ.

Легко найти угол притекания струй к элементу лопасти, так как согласно формуле (8.22)

$$\beta_e' = 57{,}3 \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}} = 57{,}3 \frac{\bar{V}_0 + \bar{v}_1}{\bar{r}}, \qquad (9.11)$$

угол установки сечений лопасти будет равен

$$\varphi_e^\circ = \beta_e' + \alpha_e^\circ = 57{,}3 \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}} + \alpha_e^\circ. \qquad (9.12)$$

На фиг. 9.2 представлено изменение $\bar{b}$, β_e° и φ_e° в зависимости от относительного радиуса $\bar{r}$ для винта НЕЖ. Лопасть получается сильно расширяющейся ко втулке и угол φ_e° сильно растет по мере уменьшения $\bar{r}$ — получается сильно закрученная лопасть.

Рассмотрим теперь работу несущего винта на режиме висения. В этом случае во всех выведенных формулах нужно положить $\bar{V}_1=\bar{v}_{1в}$ и тогда получится из формулы (9.9) уравнение связи для работы на месте:

$$\bar{v}_{1в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\bar{C}_T}{\varkappa}}. \tag{9.13}$$

Формулы (9.11) и (9.12) напишутся в таком виде:

$$\beta_e^\circ=57{,}3\frac{\bar{v}_{1в}}{\bar{r}}, \tag{9.14}$$

$$\varphi_e^\circ=57{,}3\frac{\bar{v}_{1в}}{\bar{r}}+\alpha_e^\circ. \tag{9.15}$$

Выражение для коэффициента крутящего момента [формула (9.10)] для этого случая примет вид:

$$m_{к.в}=\frac{1}{\varkappa}\bar{C}_T\bar{v}_{1в}+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4{,}3}. \tag{9.16}$$

В последнюю формулу можно ввести скорость $v_{1в}$, выраженную через C_T, т. е. $\bar{v}_{1в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\bar{C}_T}{\varkappa}}$, и тогда мы получим:

$$m_{к.в}=\frac{1}{2}\frac{\bar{C}_T^{3/2}}{\varkappa^{3/2}}+\frac{c_{px7}\sigma_7}{4{,}3}. \tag{9.17}$$

Последние две формулы находят очень широкое применение при расчете вертолетов. Заметим, что если мы построим несущий винт с $v_{1в}=\text{const}$ для работы на висении, то при движении с некоторой осевой скоростью величина v_1 у него будет изменяться вдоль по радиусу лопасти и несущий винт не будет уже винтом НЕЖ. Однако поверочные расчеты винтов типа НЕЖ показывают, что все же формула (9.17) дает очень хороший результат, если в нее подставлять среднюю по лопасти скорость V_1, взятую на радиусе $\bar{r}=0{,}7$. Такую скорость мы будем отмечать значком «7» (номер профиля) и указатель сечения *1* отбрасывать, т. е. мы будем в дальнейшем писать:

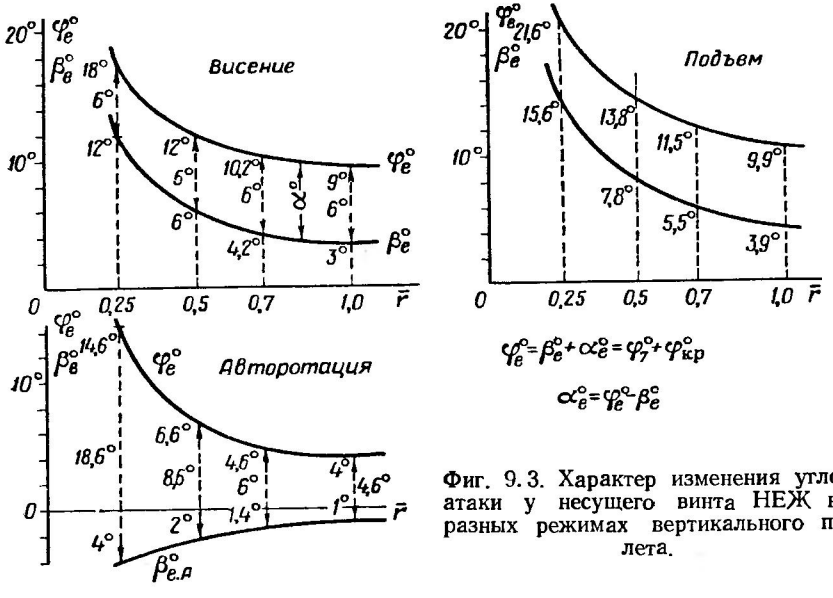
$$\bar{V}_7=\frac{\bar{V}_0+\sqrt{\bar{V}_0^2+\frac{\bar{C}_T}{\varkappa}}}{2}; \tag{9.18}$$

$$\bar{v}_{7в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\bar{C}_T}{\varkappa}}; \tag{9.19}$$

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{V}_7 + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4{,}3}; \qquad (9.20)$$

$$m_{к.\,в} = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{v}_{7в} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4{,}3} = \frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4{,}3}. \qquad (9.21)$$

Формула (9.8) для C_T пригодна и для работы на режиме висения и для подъема, если пользоваться величиной c_{y7}, взятой по α_7, т. е. на радиусе $\bar{r}=0{,}7$.



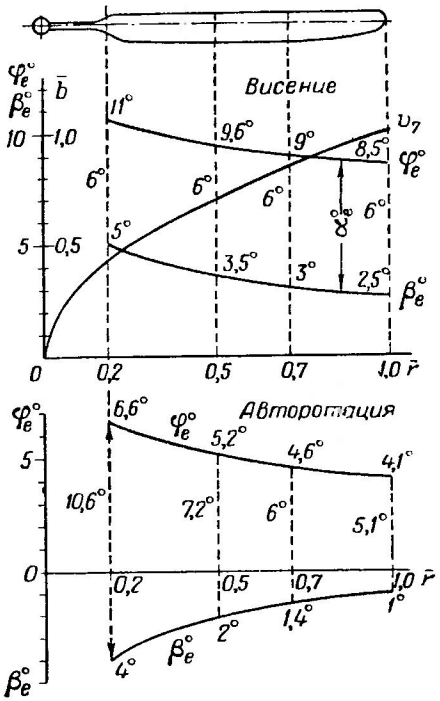
Фиг. 9.3. Характер изменения углов атаки у несущего винта НЕЖ на разных режимах вертикального полета.

Несущий винт типа НЕЖ дает очень хорошие результаты для висения и подъема и неплохо работает при полете с горизонтальной скоростью. Однако при спуске на авторотации у него в центре получаются большие углы атаки, вызывающие срыв потока, уменьшение C_T и тряску вертолета.

На фиг. 9.3 несущий винт подобран для $C_T = 0{,}006$ и $\alpha_e = 6°$. На верхней левой диаграмме даны углы φ_e°, β_e° и α_e° на разных $\bar{r}$ для несущего винта, рассчитанного для режима висения; на правой диаграмме те же величины даны для подъема со скоростью $\bar{V}_0 = \frac{1}{2}\bar{v}_{7в}$ и на нижней фигуре показано, что получается при авторотации, когда скорость снижения равна $\bar{V}_{уА} \approx 2\bar{v}_{7в}$ и $\bar{V}_7 = \frac{1}{2}\bar{v}_{7в}$. В последнем случае уже на относительном радиусе

$\bar{r} = 0{,}4$ получаются недопустимо большие углы атаки, значительно больше критического угла $\alpha_e^\circ = 12^\circ$.

Это обстоятельство, а также слишком большая ширина лопастей в центре заставляют многих конструкторов отказываться от винта типа НЕЖ и брать винты, несколько отступающие от такой формы, с меньшей степенью расширения лопасти ко втулке и менее закрученными сечениями. На фиг. 9.4 даны эти же углы для несущего винта с лопастью постоянной ширины. Она на авторотации работает лучше.



Фиг. 9.4. Изменение углов атаки у несущего винта с $\sigma = const$ и слабо закрученного.

§ 9.2. НЕСУЩИЙ ВИНТ С $\sigma = const$ И $c_y = const$

Весьма удовлетворительные результаты дает несущий винт с постоянной шириной лопастей $\sigma = \sigma_7 = const$ и со слегка закрученными лопастями.

У такого несущего винта

$$\bar{v}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} c_y \sigma \bar{r}};$$

$$\bar{v}_1 = -\frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} c_y \sigma \bar{r}}$$

и при $c_y = const$ скорости $\bar{V}_1$ и $\bar{v}_1$ сильно изменяются по радиусу.

Вычислим C_T у такого винта, учитывая, что $c_y = c_{y7} = const$ и $\sigma = \sigma_7 = const$. Получится такой результат:

$$C_T = \int_{\xi_1}^{\xi_2} c_y \sigma \bar{r}^2 \, d\bar{r} = c_y \sigma \int_{\xi_1}^{\xi_2} \bar{r}^2 \, d\bar{r} = c_{y7} \sigma_7 \frac{\xi_2^3 - \xi_1^3}{3}.$$

Величина $\xi_2^3 - \xi_1^3$ оказывается близкой к величине $\varkappa = \xi_2^2 - \xi_1^2$, как можно убедиться, проделав ряд сравнительных подсчетов; мы будем в дальнейшем писать: $\xi_2^3 - \xi_1^3 = \varkappa$, и тогда

$$C_T = \varkappa \frac{c_{y7} \sigma_7}{3}. \qquad (9.22)$$

Как видим, получается формула, очень близкая к найденной для винта НЕЖ [формула (9.7)].

Вычисляя мощность по формуле (8.58), получим:

$$m_к = \int_0^1 c_y \sigma \bar{V}_1 \bar{r}^2 d\bar{r} + \int_0^1 c_{xp} \sigma \bar{r}^3 d\bar{r} =$$

$$= c_{y7}\sigma_7 \int_0^1 \bar{V}_1 \bar{r}^2 d\bar{r} + c_{xp7}\sigma_7 \int_0^1 \bar{r}^3 d\bar{r}.$$

Для точного интегрирования этого выражения нужно в него подставить значение $\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} c_y \sigma \bar{r}}$ и провести подробное вычисление по правилам интегрирования корней (подстановка Эйлера). Однако при этом получается очень неудобная и длинная формула. Проще подставить в первый интеграл среднее значение $\bar{V}_7$ и вынести его за знак интеграла. Тогда получим

$$m_к = c_{y7}\sigma_7 \bar{V}_7 \int_0^1 \bar{r}^2 d\bar{r} + c_{xp7}\sigma_7 \int_0^1 \bar{r}^3 d\bar{r}$$

и

$$m_к = \frac{c_{y7}\sigma_7 \bar{V}_7}{3} \frac{\varkappa}{\varkappa} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4},$$

и окончательно вводя в формулу C_T, получим

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{V}_7 + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}, \qquad (9.23)$$

т. е. формула при использовании $\bar{V}_7$ почти ничем не отличается от формулы (9.20), выведенной для несущего винта НЕЖ, и лишь во втором члене вместо делителя 4,3 стоит ровно 4.

Скорость у такого винта изменяется вдоль радиуса по некоторому закону. Самое сильное изменение будет при работе на режиме висения. Тогда

$$\bar{V}_1 = \bar{v}_{1в} = \sqrt{\frac{1}{8} c_{y7}\sigma_7 \bar{r}} = \bar{v}_{1R}\sqrt{\bar{r}} = \bar{v}_{7в}\sqrt{\frac{\bar{r}}{0{,}7}}, \qquad (9.24)$$

где $\bar{v}_{1R}$ — скорость на конце лопасти, $\bar{r}=1$ и $r=R$. Этот закон изменения изображен на фиг. 9.4.

Точное выражение для $m_{к.в}$, пользуясь формулой (9.24), вычислить очень легко, так как

$$\int_0^1 c_{y7}\sigma_7 \bar{v}_{1в} \bar{r}^2 d\bar{r} = c_{y7}\sigma_7 \bar{v}_{7в} \int_0^1 \sqrt{\frac{\bar{r}}{0{,}7}} \bar{r}^2 d\bar{r} = \frac{c_{y7}\sigma_7 \bar{v}_{7в}}{3{,}5\sqrt{0{,}7}} =$$

$$= \frac{3\varkappa}{\varkappa 3} \frac{c_{y7}\sigma_7 \bar{v}_{7в}}{3{,}5\sqrt{0{,}7}} = \frac{3}{3{,}5\sqrt{0{,}7}} \frac{C_T \bar{v}_{7в}}{\varkappa} = \frac{1{,}025}{\varkappa} C_T \bar{v}_{7в}$$

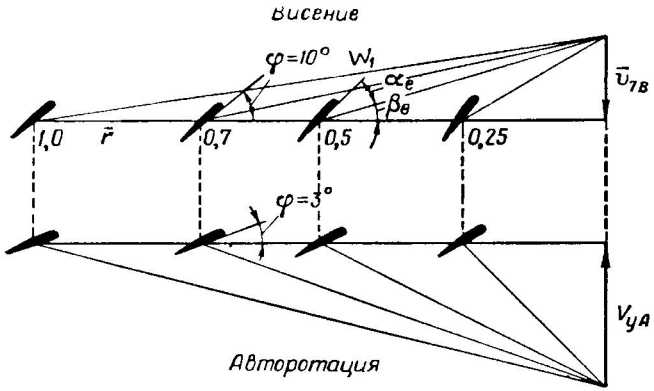
и, следовательно,

$$m_{к.в} = \frac{1{,}025}{\varkappa} C_T \bar{v}_{1в} + \frac{c_{xp_1}\sigma_1}{4}. \qquad (9.25)$$

Если бы мы прямо подставили $\bar{v}_{1в}$ в формулу (9.23), то получили бы:

$$m_{к.в} = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{v}_{1в} + \frac{c_{xp_1}\sigma_1}{4} \qquad (9.26)$$

и полная ошибка была бы при работе на месте равна примерно 2%. При $V_0 \neq 0$ она значительно меньше.



Фиг. 9.5. Эпюры С. К. Джевецкого для висения и авторотации. Винт НЕЖ.

Угол установки сечений лопастей найдется так:

$$\beta_e^\circ = \frac{\bar{v}_{1в}}{\bar{r}} 57{,}3 = \frac{\bar{v}_{1в}\sqrt{\frac{\bar{r}}{0{,}7}}}{\bar{r}} 57{,}3 = \beta_{e_1}\sqrt{\frac{1}{0{,}7\bar{r}}} \cdot 57{,}3 \qquad (9.27)$$

и

$$\varphi_e^\circ = \frac{\text{const}}{\sqrt{\bar{r}}} + \alpha_e^\circ.$$

На фиг. 9.4 сверху изображено примерное протекание кривых β_e°, φ_e° на режиме висения и внизу — на режиме вертикального спуска на авторотации. Закрутка такого винта получается небольшой, поэтому на режиме авторотации срывов потока с профилей не получается.

На фиг. 9.5 даны эпюры С. К. Джевецкого для висения и для авторотации несущего винта типа НЕЖ.

§ 9.3. НЕСУЩИЙ ВИНТ СРЕДНЕЙ ФОРМЫ

Мы получили формулы для определения C_T и $m_к$ для двух несущих винтов различной формы. Несущий винт НЕЖ имеет сильно расширяющуюся ко втулке лопасть и большую крутку сечений. Второй винт имеет постоянную ширину лопастей и малую крутку. Тем не менее, полученные формулы оказались очень близкими. Эта близость оказывается еще большей, если учесть, что коэффициент концевых потерь в первом случае выражается формулой

$$\varkappa = \xi_2^2 - \xi_1^2$$

и равен в среднем примерно 0,92, а во втором случае он выражается формулой

$$\varkappa = \xi_2^3 - \xi_1^3$$

и равен в среднем $0{,}93 \div 0{,}95$. Учитывая это, мы можем написать для C_T такие выражения:

$$\text{для НЕЖ} \quad C_T = \varkappa \frac{c_{y_7}\sigma_7}{2{,}9} \approx \frac{0{,}92}{2{,}9} c_{y_7}\sigma_7 = \frac{c_{y_7}\sigma_7}{3{,}16};$$

$$\text{для } \sigma = \text{const} \quad C_T = \varkappa \frac{c_{y_7}\sigma_7}{3} \approx \frac{0{,}95}{3} c_{y_7}\sigma_7 = \frac{c_{y_7}\sigma_7}{3{,}18}.$$

Аналогично для коэффициента крутящего момента получим

для НЕЖ при работе на месте

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{v}_{7в} + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4{,}3} = 1{,}09 C_T \bar{v}_{7в} + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4{,}3};$$

для $\sigma = \text{const}$ при работе на месте

$$m_к = \frac{1{,}025}{\varkappa} C_T \bar{v}_{7в} + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4} \approx$$

$$\approx \frac{1{,}025}{0{,}95} C_T \bar{v}_{7в} + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4} \approx 1{,}08 C_T \bar{v}_{7в} + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}.$$

Это обстоятельство позволяет написать для всех несущих винтов любой промежуточной формы единые формулы, дающие погрешность порядка $1 \div 2{,}5\%$, а именно:

$$C_T = \varkappa \frac{c_{y_7}\sigma_7}{3}; \tag{9.28}$$

$$\bar{V}_7 = \frac{\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + \dfrac{C_T}{\varkappa}}}{2}; \tag{9.29}$$

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{V}_7 + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}; \tag{9.30}$$

Таким образом, формула для коэффициента крутящего момента разбивается у винтов на два слагаемых. Первое слагаемое дает работу, зависящую от тяги винта; мы будем обозначать его через $m_{кT}=\frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_7$, причем среднюю скорость $\overline{V}_7$ мы часто будем брать на $\overline{r}=0{,}7$. Второй член дает работу трения, точнее, профильных потерь, лопастей. Его мы будем обозначать через $m_{кр}=\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}$.

Следовательно,

$$\left.\begin{aligned} m_к &= m_{кT} + m_{кр}, \\ \text{где}\quad m_{кT} &= \frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_7 \\ \text{и}\quad m_{кр} &= \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}. \end{aligned}\right\} \qquad (9.31)$$

Концевые потери нужно оценивать по формуле

$$\varkappa \approx 1 - 8\frac{C_T}{k} - \xi_1^2, \qquad (8.54)$$

где C_T можно брать средней для высоты, равной половине потолка висения; она мало влияет на $\varkappa$. В среднем $\varkappa \approx 0{,}92$ и тогда

$$C_T = \frac{c_{y7}\sigma_7}{3{,}2}; \qquad (9.32)$$

$$m_к = 1{,}08 C_T \overline{V}_7 + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}. \qquad (9.33)$$

При работе на режиме висения формулы эти упрощаются и принимают вид:

$$C_T = \varkappa \frac{c_{y7}\sigma_7}{3}; \qquad (9.34)$$

$$\overline{v}_{7в} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}; \qquad (9.35)$$

$$m_{к.\,в} = \frac{1}{\varkappa} C_T \overline{v}_{7в} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}, \qquad (9.36)$$

или

$$m_{к.\,в} = \frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}. \qquad (9.37)$$

В среднем у хороших несущих винтов $\varkappa \approx 0{,}92$, а $c_{xp} \approx 0{,}01$. Подставляя в полученные формулы эти величины, получим очень простые и удобные формулы для расчета вертолетов:

$$C_T \approx \frac{c_{y_7}\sigma_7}{3{,}2}; \tag{9.38}$$

$$\bar{v}_{7_в} = 0{,}52\sqrt{C_T}; \tag{9.39}$$

$$m_{к.\,в} = 1{,}08\, C_T \bar{v}_{7_в} + \frac{\sigma_7}{400}; \tag{9.40}$$

$$m_{к.\,в} = 0{,}56\, C_T^{3/2} + \frac{\sigma_7}{400}. \tag{9.41}$$

Формулой (9.38) приходится очень часто пользоваться при расчете вертолетов, поэтому мы даем график (фиг. 9.6), позволяющий находить по c_{y7} и σ_7 величину C_T или, зная C_T и задавшись величиной c_{y7}, находить σ_7. Заметим еще, что в формулу для C_T можно подставить при отсутствии срыва потока $c_{y7} = A^\circ \alpha_7^\circ = 0{,}1\alpha_7^\circ$, и тогда получим

$$C_T = \frac{\overset{\circ}{\alpha}_7 \sigma_7}{32}. \tag{9.42}$$

На практике чаще всего встречается промежуточная форма лопасти, умеренно расширяющаяся ко втулке и умеренно закрученная. Хорошая форма получается тогда, когда берется

$$b = b_7\sqrt{\frac{0{,}7}{\bar{r}}} \quad \text{или} \quad \sigma = \sigma_7\sqrt{\frac{0{,}7}{\bar{r}}};$$

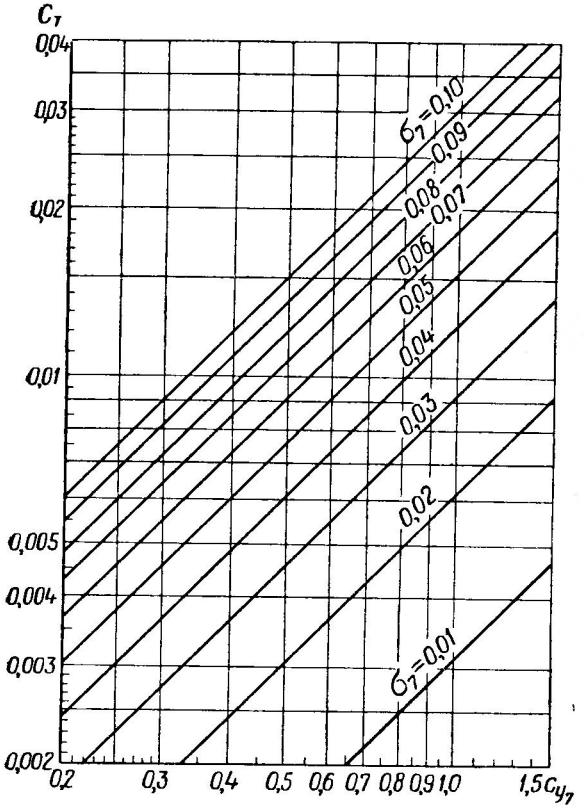
тогда лопасть имеет форму, изображенную на фиг. 9.7,*а*; у корня хорда сечения лопасти возрастает примерно в 2 раза, а не в 4, как у винта НЕЖ.

Закрутку можно дать по закону $\varphi^\circ \approx \varphi_7^\circ\sqrt{\frac{0{,}7}{\bar{r}}}$. Тогда по уравнению связи для висения [формула (8.44)] получим

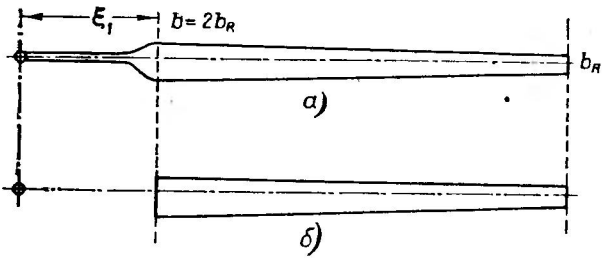
$$\bar{v}_{1_в} = -0{,}35\sigma + \sqrt{(0{,}35\sigma)^2 + 0{,}7\,\sigma\varphi\bar{r}} =$$

$$= -0{,}35\sigma_7\sqrt{\frac{0{,}7}{\bar{r}}} + \sqrt{(0{,}35\sigma_7)^2\frac{0{,}7}{\bar{r}} + 0{,}7\sigma_7\varphi_7 0{,}7}.$$

На фиг. 9.8 (кривая *а*) дан ход изменения угла φ_e° по радиусу несущего винта. Угол атаки оказывается изменяющимся мало. Такой несущий винт наряду с винтом $\sigma = \text{const}$ наиболее часто встречается на вертолетах. Чистый винт НЕЖ встречается реже.



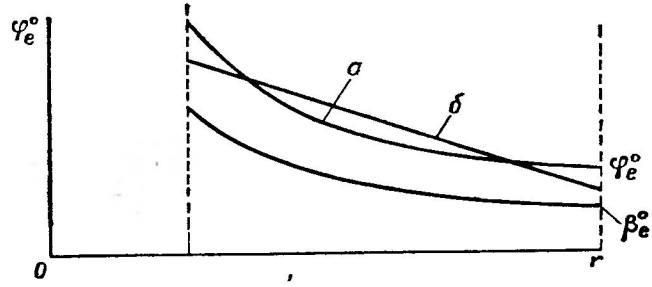
Фиг. 9.6. Номограмма, дающая $C_T = f(c_{yT}, \sigma_T)$.



Фиг. 9.7. Несущий винт средней формы.

а — лопасть, имеющая $\sigma = \sigma_T \sqrt{\frac{0,7}{r}}$; *б* — лопасть трапецевидной формы.

Часто применяют еще более простые формы лопастей, имеющие трапецевидную форму в плане и линейную закрутку (см.



Фиг. 9.8. Кривые β_e и φ_e для несущих винтов средней формы.

а—лопасть, имеющая $\sigma=\sigma_7\sqrt{\frac{0{,}7}{r}}$; *б*—винт с лопастью трапецевидной формы, и с линейной закруткой.

фиг. 9.7,*б*). Их аэродинамические коэффициенты достаточно точно получаются по изложенным здесь формулам. Более точно их можно определять или путем интегрирования основных выражений или путем поверочного расчета, что изложено ниже, в § 9.7.

Историческая справка

Формулу типа

$$C_T=\frac{c_{y_7}\sigma_7}{3{,}2}=\frac{\overset{\circ}{a}_7\sigma_7}{32}$$

за границей и у нас часто называют формулой Сисинга (Sissingh), что исторически совершенно неправильно.

В работе Н. Е. Жуковского «К теории летания», напечатанной в 1890 г., уже имеется аналогичная одночленная формула, дающая тягу элементарного несущего винта; эта тяга пропорциональна углу α. Там же имеется двучленная формула мощности несущего винта, выведенная для элементарного винта. В эту теорию тогда не вводилась индуктивная скорость. В 1910 г. у нас в России была разработана импульсная теория и в 1911 г. начали применяться двучленные формулы при проектировании вертолетов. Их вывод приводился автором в докладах о вертолете на Всероссийских воздухоплавательных съездах в 1911 и 1912 гг. Подробный вывод этих формул и их исследование были сделаны в двух напечатанных в 1935 и 1939 гг. работах автора [1].

[1] Б. Н. Юрьев, Некоторые вопросы теории геликоптера, ЦАГИ, 1935 г. (Труды Конференции по аэродинамике, 1933).

Б. Н. Юрьев, Исследование летных свойств геликоптеров, Труды ВВИА № 49, 1939.

§ 9.4. ОДНОЧЛЕННЫЕ ФОРМУЛЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОТНОСИТЕЛЬНОГО к. п. д. η_0

В главах 6 и 7 мы получили весьма широко применяющиеся при расчете несущих винтов одночленные формулы:

$$T=\left(\frac{C_T^{3/2}}{m_к}\frac{75}{8}\sqrt{\pi}\sqrt{\Delta}DN\right)^{\frac{2}{3}} \tag{6.20}$$

и

$$q\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=\frac{75}{4}\frac{C_T^{3/2}}{m_к}. \tag{6.31}$$

Здесь N и q взяты по мощности на валу винта. Если обозначить через $N_м$ мощность на валу двигателя, то

$$N=\frac{\zeta}{z}N_м, \tag{4.8}$$

где ζ — коэффициент использования мощности в данной схеме вертолетов и z — число несущих винтов, приходящихся на один двигатель.

При пользовании этими формулами необходимо брать величины C_T и $m_к$ из опытов над геометрически подобными винтами. Теория струи винта показала, что входящее в эти формулы выражение $\frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{m_к}$ имеет простой физический смысл: это относительный к. п. д. винта при работе на месте, так как

$$\eta_0=\frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{m_к}.$$

Он показывает, какая часть подведенной мощности затрачивается на идеальный процесс и какая часть идет на различные потери. Вводя его в предыдущие формулы и используя формулу (4.8), получим

$$Tz=z\left(33{,}25\,\eta_0\sqrt{\Delta}DN_м\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{9.43}$$

и

$$q_м\sqrt{\frac{p}{\Delta}}=\frac{75}{2}\zeta\eta_0. \tag{6.37}$$

Импульсная теория позволяет вычислить величину η_0 в зависимости от параметров несущего винта и сделать ряд ценных выводов для вертолетостроения.

Величина η_0 по импульсной теории

Подставив в основную формулу

$$\eta_0 = \frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{m_{к.в}}$$

найденное выражение для $m_к$ (9.37) для несущего винта средней формы, т. е.

$$m_{к.в} = \frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4},$$

получим

$$\eta_0 = \frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{m_{к.в}} = \frac{\frac{1}{2}C_T^{3/2}}{\frac{C_T^{3/2}}{2\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}} = \frac{1}{\frac{1}{\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{2}\frac{1}{C_T^{3/2}}}. \qquad (9.44)$$

Формула эта показывает, что η_0 тем больше, чем больше C_T и чем меньше величины c_{xp7} и σ_7. Эти величины не независимы, а связаны друг с другом основной формулой теории винтов

$$C_T = \varkappa\frac{c_{y7}\sigma_7}{3}. \qquad (9.22)$$

Пользуясь этой связью, предыдущее выражение для η_0 можно переписать в таком виде:

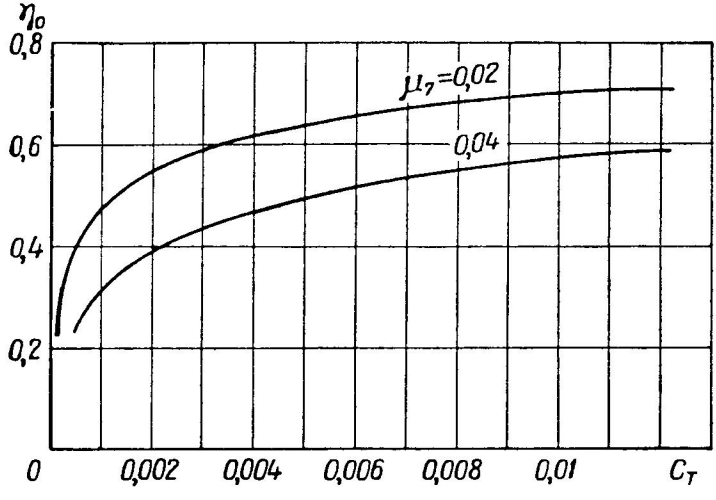
$$\eta_0 = \frac{1}{\frac{1}{\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{2}\frac{3}{\varkappa c_{y7}\sigma_7}\frac{1}{C_T^{1/2}}} = \frac{1}{\frac{1}{\varkappa^{3/2}} + \frac{3}{2\varkappa}\frac{c_{xp7}}{c_{y7}}\frac{1}{C_T^{1/2}}}.$$

Величина $\frac{c_{xp7}}{c_{y7}} = \mu_7$, т. е. равна обратному качеству профиля на характерном сечении ($\bar{r}=0{,}7$). Эту величину легко получить по продувкам профилей, как это показано в § 8.8.

Вводя величину μ_7, переписываем выведенную формулу окончательно в таком виде:

$$\eta_0 = \frac{1}{\frac{1}{\varkappa^{3/2}} + \mu_7\frac{1{,}5}{\varkappa}\frac{1}{C_T^{1/2}}}. \qquad (9.45)$$

Из этой формулы получается важный вывод о том, что при заданной величине C_T относительный к. п. д. η_0 достигает максимума, когда профили винта работают на наивыгоднейшем угле атаки $\alpha_н$, при котором μ имеет минимальную величину. Этот угол



Фиг. 9.9. Величина относительного к. п. д. η_0 в зависимости от C_T и μ_7.

для обычных профилей близок к 6° и $c_{y\,н} \approx 0{,}6$. В формулу (9.45) входит средняя величина μ_7, получающаяся на $\bar{r}=0{,}7$. Коэффициент заполнения такого винта найдем из формулы $C_T = \frac{\sigma_7 c_{y7}}{3} \varkappa$ и тогда

$$\sigma_7 = \frac{3}{\varkappa} \frac{C_T}{c_{y\,н}}. \tag{9.46}$$

Ширину лопасти на $\bar{r}=0{,}7$ получим из формулы (3.15)

$$b_7 = \frac{\pi \sigma_7}{k} R. \tag{9.47}$$

На фиг. 9.9 приведен график значений η_0 для $\mu=0{,}02$, что соответствует хорошей поверхности лопастей и для $\mu=0{,}04$, что соответствует шероховатой поверхности. Величина $\varkappa$ была принята равной 0,93.

Выражению для η_0 можно еще придать такой вид, что в него не войдет в явном виде величина C_T, но появится величина σ_7. Для этого переписываем формулу (9.44) в таком виде:

$$\eta_0 = \frac{1}{\frac{1}{\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{2}\frac{3^{3/2}}{\varkappa^{3/2} c_{y7}^{3/2}\sigma_7^{3/2}}} = \frac{\varkappa^{3/2}}{1+\frac{3^{3/2}}{2}\frac{c_{xp7}}{c_{y7}^{3/2}}\frac{1}{\sigma^{1/2}}}. \qquad (9.48)$$

Замечая, что $\frac{c_{xp7}}{c_{y7}^{3/2}} = e_э$ — обратное экономическое качество профиля на $\bar{r}=0{,}7$, переписываем это выражение окончательно в таком виде:

$$\eta_0 = \frac{\varkappa^{3/2}}{1+2{,}6\, e_э \frac{1}{\sigma^{1/2}}}. \qquad (9.49)$$

Эта формула показывает, что при заданном коэффициенте заполнения, т. е. при заданной ширине лопасти на $\bar{r}=0{,}7$, величина η_0 достигает максимума, когда профили работают на экономическом угле атаки $\alpha_э$. Для обычных профилей (см. § 8.8) это получается примерно при

$$\alpha_э \approx 8^\circ; \quad c_{y7э} \approx 0{,}8 \text{ и } e_э \approx 0{,}03.$$

Таким образом, если рассчитать наивыгоднейший винт на заданную величину C_T и выбрать в соответствии с этим величину σ_7, то при увеличении угла атаки до $\alpha_э$, что может быть достигнуто поворотом лопастей на бо́льший угол установки φ_7, мы получим увеличение η_0. Однако при этом коэффициент тяги C_T возрастет в отношении $\frac{c_{y7э}}{c_{y7н}}$. Такое увеличение C_T получается при висении вертолета на некоторой высоте или при полете у земли с перегрузкой. Следовательно, делая расчет по формулам (7.18) и (6.37), нужно всегда помнить об изменении η_0 при различных условиях полета. Приводимые далее двучленные формулы более удобны, так как в них более ясно видно влияние различных параметров (см. ниже, § 9.5).

Заметим еще, что вертолет при висении у земли должен иметь α_7, значительно меньший, чем $\alpha_н$ или $\alpha_э$. Дело в том, что при полете с горизонтальной скоростью у идущей назад лопасти получаются значительно бо́льшие углы атаки, чем во время висения. Если не

учесть этого обстоятельства, то при полете с горизонтальной скоростью у профилей идущей назад лопасти может получиться срыв потока ($\alpha_e > \alpha_{кр}$, или $c_{y7} > c_{y7\,max}$). При этом несущий винт и весь вертолет начинают сильно вибрировать и получается так называемая тряска вертолета, вызывающая добавочное динамическое напряжение и усталостные явления в целом ряде деталей вертолета. Поэтому угол атаки α_7 и c_{y7} приходится выбирать с некоторым запасом, зависящим в основном от скорости полета $\overline{V}_0 = \frac{V_0}{R\omega}$. О таких расчетах мы подробно расскажем в части III настоящей книги, посвященной изложению так называемой классической теории несущего винта, разработанной в 1927—1928 гг. в Англии Глауэртом и Локком. Эта теория позволяет находить истинные углы атаки профилей лопастей при разных условиях работы винта.

Ниже приведена примерная таблица для выбора значений α_7 и c_{y7} для режима висения (табл. 9. 1).

Таблица 9. 1

Примерная величина α_7 и c_{y7} на режиме висения, выбранная с учетом расчетного значения $\overline{V}_0$

$\overline{V}_0$	0	0,1	0,2	0,25	0,3	0,4	0,5
c_{y7}	1,2	0,96	0,84	0,57	0,46	0,3	0,19
α_7°	12	9,6	8,4	5,7	4,6	3	1,9

Эта таблица составлена Л. С. Вильдгрубе, исходя из профилей NACA-230 и предполагая плоскую лопасть и малые числа M и R у лопастей. У лопастей, имеющих большие окружные скорости, эти величины могут сильно изменяться.

Поэтому нужно с помощью классической теории каждый раз проверять несущий винт и убеждаться в том, что углы атаки нигде не превысят критического значения.

У современных вертолетов обычных схем величина $\overline{V}_0 \approx 0{,}25$ и тогда нужно брать $c_{y7} \approx 0{,}57 \div 0{,}5$.

У крылатых вертолетов часть подъемной силы создается крыльями, и тогда угол атаки профилей на идущей назад лопасти до скоростей порядка $\overline{V}_0 = 0{,}4 \div 0{,}5$ удается получить меньше критического, что устраняет опасную тряску машины.

Величина c_{xp} получается в среднем (см. фиг. 8. 9) равной $0{,}007 \div 0{,}01$. Учитывая вибрации лопастей, их шероховатость и малую точность имеющихся теорий винта, обычно в расчетах берут

$c_{xp} \approx 0{,}01$. Тогда величина обратного качества μ_7 будет сильно зависеть от допущенного значения c_{y7}, так как

$$\mu_7 = \frac{c_{xp7}}{c_{y7}} \approx \frac{0{,}01}{c_{y7}}.$$

При $\overline{V}_0 = 0{,}25 \div 0{,}3$ $\mu_7 \approx 0{,}02$; при $\overline{V}_0 \approx 0{,}4 \div 0{,}5$ величина $\mu_7 \approx 0{,}04$. Следовательно, устранение тряски заставляет несколько снижать η_0 и тем уменьшать тягу несущих винтов на режиме висения. Большое влияние на η_0 оказывает степень гладкости поверхности лопастей.

Опыты, проведенные с двумя несущими винтами одинаковой геометрической формы, но сделанными из разного материала, показали, что в случае обшивки лопастей материей по нервюрам величина η_0 на 10% меньше той, которая получается при обшивке лопастей фанерой. Поэтому на чистоту и точность изготовления лопастей нужно обращать особое внимание. Лучше всего пользоваться металлическим покрытием по жестким металлическим нервюрам. В случае необходимости окраски несущих винтов нужно применять нешероховатые краски и уменьшать в расчетах таких лопастей величину η_0 примерно на 3÷5%.

§ 9.5. ДВУЧЛЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕСУЩИХ ВИНТОВ НА РЕЖИМЕ ВИСЕНИЯ

Описанные ранее одночленные формулы имели в своем составе относительный к. п. д. η_0, зависящий от μ_7, C_T и др. Если брать его величину по статистике, то тем самым не будут учтены другие условия работы винта во вновь проектируемом вертолете. Опираясь на практику, статистика, как известно, дает лишь осредненные данные. Но при проектировании новых машин конструктор должен стремиться к созданию лучших образцов, чем построенные ранее. Следовательно, не вскрывая имеющихся возможностей, статистика в какой-то мере удерживает конструктора от смелых шагов вперед и этим вольно или невольно тянет его назад. Теория же позволяет более смело итти вперед, опираясь на науку, а не только на старую, хотя бы и хорошо проверенную, практику.

Импульсная и вихревая теории и дают конструктору такие возможности. Величину η_0 можно, как было установлено в § 9.4, находить теоретически и пользоваться одночленными формулами, подставляя в них уточненное значение η_0. Еще более удобно прямо ввести в рабочие формулы величину η_0 в развернутом виде. Тогда получатся весьма наглядные двучленные формулы, в которых будет совершенно ясной зависимость всех главных величин, определяющих работу несущего винта вертолета при висении.

Мы начали пользоваться такими формулами еще в 1911 г. и приводили их в докладах на I и II Воздухоплавательных съездах, происходивших в 1911 и 1912 гг. За границей они появились зна-

чительно позже и теперь применяются при расчете вертолетов во всех странах.

Мы приведем здесь две таких формулы. Первая дает связь между q, p, μ, U и Δ при висении и является весьма удобной универсальной формулой для расчета вертолета в стадии увязки его проекта и выбора основных параметров. Вторая формула дает зависимость мощности N от D, μ_7, ω и T, т. е. она пишется в натуральных величинах. Ею удобно пользоваться при поверочном расчете вертолетов.

Универсальная формула

Эту формулу проще всего получить, исходя из известного выражения (6.37), т. е.

$$q_м \sqrt{\frac{p}{\Delta}} = \frac{75}{2}\zeta\eta_0.$$

Подставив сюда значение η_0 по формуле (9.45), получим

$$q_м \sqrt{\frac{p}{\Delta}} = \frac{\frac{75}{2}\zeta}{\frac{1}{\varkappa^{3/2}} + \mu_7 \frac{1{,}5}{\varkappa}\frac{1}{C_T^{1/2}}}.$$

Входящую сюда величину $C_T^{1/2}$ можно заменить выражением

$$C_T^{1/2} = \sqrt{\frac{T}{\frac{\rho U^2}{2}F}} = \frac{4\sqrt{\frac{p}{\Delta}}}{U},$$

после чего предыдущая формула примет вид:

$$q_м \sqrt{\frac{p}{\Delta}} = \frac{\frac{75}{2}\varkappa^{3/2}\zeta}{1 + \frac{1{,}5\varkappa^{1/2}}{4}\frac{1}{\sqrt{\frac{p}{\Delta}}}\mu_7 U}. \qquad (9.50)$$

Разделив обе части полученного выражения на $\sqrt{\frac{p}{\Delta}}$ и вычислив коэффициенты, получим окончательно

$$q_м = \frac{37{,}5\varkappa^{3/2}\zeta}{\sqrt{\frac{p}{\Delta}} + 0{,}375\varkappa^{1/2}\mu_7 U}. \qquad (9.51)$$

Это и есть универсальная формула для расчета вертолетов на режиме висения. Величина коэффициента концевых потерь $\varkappa$ обычно близка к 0,9 и, подставив в выведенную формулу эту величину, мы получим очень удобную для различных расчетов формулу

$$q_м = \frac{31{,}4\zeta}{\sqrt{\frac{p}{\Delta} + 0{,}35\mu_7 U}}. \qquad (9.52)$$

Этой формулой очень удобно пользоваться при отработке эскизного проекта вертолета. В этом случае величины, входящие в правую часть формулы, или заданы или легко могут быть выбраны из условий эксплуатации машины. Так, величина ζ получается для выбранной схемы вертолета по его энергетическому балансу (см. § 4.7). Величину p можно выбрать из условий экономичной работы вертолета или условий безопасности спуска на авторотации. Величина относительной плотности Δ получается из стандартной атмосферы (см. приложение 4 — МСА), исходя из заданной высоты полета. Окружную скорость $U = R\omega$ можно выбрать из условий экономичной работы вертолета и из условий горизонтального полета, о чем мы скажем в части III. Величину μ_7 можно выбрать по материалам, изложенным в § 8.8.

Когда все эти величины выбраны, то формула (9.52) сразу дает величину $q_м$ *кг/л. с.*, отнесенную к мощности двигателя на высоте. Зная полетный вес машины G или найдя его по весовой отдаче k по формуле (4.15), исходя из полной нагрузки машины $G_н$, т. е.

$$G = \frac{G_н}{k},$$

мы можем вычислить необходимую мощность двигателя на заданной высоте полета

$$N_м = q_м G, \qquad (9.53)$$

и найти полную ометаемую площадь всех несущих винтов

$$F_z = \frac{G}{p}. \qquad (9.54)$$

Ометаемая площадь одного несущего винта будет равна

$$F = \frac{F_z}{z} = \frac{G}{zp}. \qquad (9.55)$$

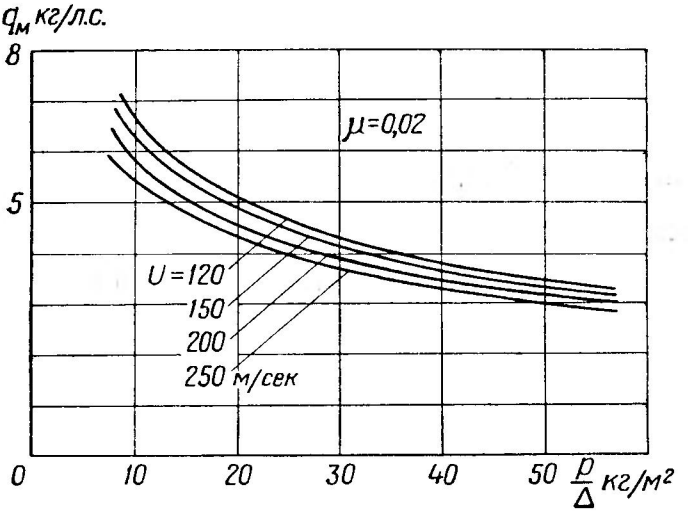
По площади находим диаметр винта $D = \sqrt{\frac{4F}{\pi}}$ и, исходя из равенства $U = R\omega = \frac{D}{2}\omega$, получаем угловую скорость вращения

$$\omega = \frac{2U}{D}, \qquad (9.56)$$

откуда число оборотов винта в минуту будет равно

$$n = \frac{\omega 60}{2\pi} = \frac{30}{\pi}\omega. \qquad (9.57)$$

Таким образом, получаются все основные параметры проектируемого аппарата.



Фиг. 9.10. Удельная тяга несущего винта $q_м$ в зависимости от $\frac{p}{\Delta}$ и $U=R\omega$. Здесь $\mu_7=0{,}02$ и $\zeta=0{,}8$.

На фиг. 9.10 приведен график, дающий величину $q_м$ в зависимости от $\frac{p}{\Delta}$ и U. Величина μ_7 была взята равной 0,02. Из него видно, что при обычной теперь нагрузке $p \approx 20$ *кг/м²*, вертолеты поднимают на 1 *л. с.* всего лишь 4÷5 *кг*.

Двучленные формулы мощности в натуральных величинах

В некоторых случаях очень удобно пользоваться формулами для мощности, выраженными через натуральные величины. Эти формулы были нами предложены также в 1911 г. и подробно разобраны в работе «Некоторые вопросы теории геликоптера», ЦАГИ, 1935 г. Они охватывают случаи висения и вертикального взлета.

Проще всего эти формулы получаются из двух основных уже полученных формул импульсной теории:

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_1 + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4} \qquad (9.30)$$

и

$$m_{к.\,в}=\frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{\varkappa^{3/2}}+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}. \qquad (9.37)$$

Умножая обе части этих формул на $\frac{1}{75}\frac{\rho U^3}{2}F$, замечая, что $\overline{V}_1=\frac{V_1}{U}$ и вводя дополнительные множители в скобках, равные единице, получим соответственно:

$$m_к\frac{1}{75}\frac{\rho U^3}{2}F=\frac{1}{\varkappa 75}C_T\overline{V}_1U\frac{\rho U^2}{2}F+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4\cdot 75}\frac{\rho U^2}{2}FU\left(\frac{3\varkappa}{3\varkappa}\right)\left(\frac{c_{y7}}{c_{y7}}\right)$$

и

$$m_{к.\,в}\frac{1}{75}\frac{\rho U^3}{2}F=\frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{\varkappa^{3/2}}\frac{1}{75}\frac{F\rho U^3}{2}\left(\frac{\rho F}{\rho F}\right)^{1/2}+$$

$$+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4\cdot 75}\frac{\rho U^2}{2}FU\left(\frac{3\varkappa}{3\varkappa}\right)\left(\frac{c_{y7}}{c_{y7}}\right).$$

Перегруппировывая множители, получим, замечая, что $C_T=\varkappa\frac{c_{y7}\sigma_7}{3}$, следующие выражения в именованных величинах:

$$N=\frac{1}{75\varkappa}TV_1+\frac{3}{300\,\varkappa}\mu_7TU$$

и

$$N_в=\frac{1}{2\cdot 75\varkappa^{3/2}}\frac{T^{3/2}}{(\rho F)^{1/2}}+\frac{3}{300\,\varkappa}\mu_7TU.$$

Подставляя сюда $\rho=\frac{\Delta}{8}$ и $F=\frac{\pi D^2}{4}$ и вычисляя коэффициенты, получим окончательно

$$N=\frac{1}{75\varkappa}TV_1+\frac{1}{100\,\varkappa}\mu_7TU \qquad (9.58)$$

и

$$N_в=\frac{1}{33{,}25\varkappa^{3/2}}\frac{T^{3/2}}{\sqrt{\Delta}\,D}+\frac{1}{100\,\varkappa}\mu_7TU. \qquad (9.59)$$

В среднем у хороших несущих винтов $\varkappa \approx 0{,}9$; подставив эту величину, получим очень удобные для прикидочных расчетов формулы

$$N = \frac{1{,}11}{75} TV_1 + \frac{1}{90} \mu_7 TU \tag{9.60}$$

и

$$N_в = \frac{1}{28} \frac{T^{3/2}}{\sqrt{\Delta D}} + \frac{1}{90} \mu_7 TU. \tag{9.61}$$

Первый член в этой формуле дает так называемые вентиляторные потери, связанные с тягой T; мы будем обозначать их через N_T; второй член дает потери на профильное сопротивление (на трение) и их можно обозначить через N_p. Следовательно,

$$N = N_T + N_p,$$

где

$$\left.\begin{aligned} N_т &= \frac{1}{75\varkappa} TV_1, \\ N_{T\,в} &= \frac{1}{75\varkappa} Tv_{1в}, \\ N_p &= \frac{1}{100\,\varkappa} \mu_7 TU. \end{aligned}\right\} \tag{9.62}$$

Среднюю скорость, входящую в нашу формулу, мы уже имеем:

$$V_1 = \frac{1 + \sqrt{1 + \dfrac{T}{\varkappa^{1/2} \rho V_0^2 F}}}{2} \cdot V_0. \tag{7.55}$$

Эти формулы весьма наглядны и удобны, так как в них входят все основные параметры, определяющие работу вертолета. Следует помнить, что эти формулы относятся к одному несущему винту; у многовинтовых вертолетов при z винтах на двигатель и при коэффициенте использования схемы ζ мы получим при полетном весе машины G:

1) тягу на один винт у машины с z несущими винтами $T = \dfrac{G(1+\tau_{обд})}{z}$, где $\tau_{обд}$ — коэффициент обдувки [формула (7.32)];

2) мощность двигателя будет равна $N_м = \dfrac{z}{\zeta} N$. С помощью всех этих формул можно решить много различных задач. Например, подставив в формулу (9.59) $U = \dfrac{D}{2}\omega$, можно решить задачу о наивыгоднейшем диаметре винта при заданных на валу N и ω,

т. е. таком диаметре, при котором при заданной тяге получится минимальная мощность. Для этого нужно лишь по общему правилу продифференцировать полученное выражение по D и приравнять результат нулю.

Оказывается, что это получится при очень больших диаметрах винтов, при которых скорость конца лопасти U делается близкой и даже бо́льшей скорости звука, что вызовет очень большие потери на сжимаемость воздуха и η_0 сильно уменьшится. Кроме того, у таких винтов получается очень малая ширина лопастей и у них трудно обеспечить надлежащую прочность.

Мощность у таких винтов при отсутствии потерь на сжимаемость воздуха оказывается распределенной так, что вентиляторные потери равны потерям на трение и $N_T = N_p$.

§ 9.6. ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА МНОГОВИНТОВЫХ ВЕРТОЛЕТОВ

Мы уже получили формулы (9.43) и (9.52), т. е.

$$Tz = z\left(33{,}25\,\eta_0\sqrt{\Delta}\,N_м D\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (9.43)$$

и

$$q_м = \frac{31{,}4\,\zeta}{\sqrt{\frac{p}{\Delta}+0{,}35\,\mu_1 U}}, \qquad (9.52)$$

позволяющие находить тягу или $q_м$ у многовинтовых вертолетов.

Если несущие винты размещены так, что при висении вертолета они не оказывают друг на друга взаимного влияния, то указанными формулами можно пользоваться непосредственно. Нужно лишь помнить, что коэффициент использования мощности ζ у одновинтовых машин близок к 0,8, а у многовинтовых он достигает значения 0,9. Вследствие этого $q_м$ при одинаковом значении всех прочих величин в формуле (9.52) увеличится у многовинтового вертолета, по сравнению с одновинтовым в отношении $\frac{0{,}9}{0{,}8} \approx 1{,}13$, т. е. получится заметный выигрыш в тяге.

В случае соосной схемы (см. фиг. 4.15) или схемы с пересекающимися винтами (см. фиг. 4.14) получается еще аэродинамический выигрыш ζ_A (см. § 4.7). Его можно включить в ζ или вводить условно в η_0. В последнем случае величина η_0 может достигнуть и превзойти значение единицы. В среднем соосная схема дает увеличение тяги от 13 до 15%, что является очень существенным добавком, так как эксплуатационная нагрузка вертолетов обычно близка к 15÷20% при независимых винтах.

При решении вопроса о выгодности той или иной схемы вертолетов нужно оценивать и вес их конструкций, и заданный потолок, и другие условия их работы.

Впервые такое исследование вертолетов сделал Н. Е. Жуковский в работе «О наибольшем полезном грузе, поднимаемом геликоптерами», в 1904 г. Он показал, что многовинтовая машина дает значительно бóльший полезный груз, чем двухвинтовая. Одновинтовая машина тогда еще не была изобретена.

Выведенные формулы позволяют оценить безопасность полета на многовинтовых вертолетах с отдельными двигателями на каждом винте. Условия безопасности и управляемости заставляют соединять все винты кинематически в одно целое, например, с помощью синхронных валов. Тогда в случае аварийной остановки одного двигателя остальные продолжают вращать все винты, и управляемость машины не нарушается. Кроме того, при этом сила тяги падает менее резко, чем это было бы при отсутствии синхронных валов.

Действительно, у двухвинтовой схемы с двумя двигателями мы по формуле (9.43) получим при остановке одного двигателя

$$2T' = 2\left(33{,}25\,\eta_0 \sqrt{\Delta}\,\frac{N_м}{2}\,D\,\frac{\zeta}{2}\right)^{\frac{2}{3}} = 0{,}63 \cdot 2T,$$

т. е. тяга упадет не в 2 раза, а на 37%. В случае четырехвинтового вертолета с четырьмя двигателями мы будем иметь при остановке одного двигателя

$$4T' = 4\left(33{,}25\,\eta_0 \sqrt{\Delta}\,\frac{3N_м}{4}\,D\,\frac{\zeta}{4}\right)^{\frac{2}{3}} = 0{,}83 \cdot 4T,$$

т. е. тяга упадет на 17%, а не на 25%. Здесь $N_м$ — суммарная мощность двигателей.

Хотя эти преимущества многовинтовых вертолетов давно известны и делалось много попыток их практической разработки, но до сих пор такие машины не вышли из экспериментальной фазы развития.

Нет никакого сомнения, что когда жизнь поставит перед авиационной наукой задачу создания тяжелых вертолетов, то многовинтовая схема будет взята за основу при конструировании таких машин.

§ 9.7. ПОВЕРОЧНЫЙ РАСЧЕТ НЕСУЩЕГО ВИНТА ЛЮБОЙ ФОРМЫ

Задача поверочного расчета

Импульсная теория позволяет найти для несущего винта любой формы величину его аэродинамических коэффициентов C_T и $m_к$ в зависимости от φ_7 и $\overline{V}_0 = \frac{V_0}{R\omega}$. Для этого нужно иметь чертеж винта. По чертежу можно найти для любого значения $\overline{r}$ величину b

и, следовательно, $\sigma = \frac{kb}{\pi R}$, величину φ_e и тип профиля на этом радиусе.

Радиусы для более точных расчетов выбирают через 0,1, т. е. берут $\bar{r}=1{,}0;\ 0{,}9;\ 0{,}8;\ 0{,}7;\ 0{,}6;\ 0{,}5;\ 0{,}4;\ 0{,}3$. Обычно ограничиваются радиусами, выбранными через 0,15, т. е. берут $\bar{r}=1{,}0;\ 0{,}85;\ 0{,}7;\ 0{,}55;\ 0{,}4;\ 0{,}25$.

Режим работы винта при осевом движении задается величинами $\bar{V}_0$ и φ_7. При висении $\bar{V}_0=0$.

Ход поверочного расчета

Первым шагом в расчете несущего винта является нахождение угла атаки сечений, что делается с помощью уравнения связи, о чем мы подробно говорили в § 8.5. Для этого пользуемся или уравнением связи в форме

$$\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} c_y \sigma \bar{r}} \tag{8.36}$$

и решаем его способом засечки, или исходим из второго вида этого уравнения, т. е.

$$\bar{V}_1 = \frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{A\sigma}{16} + \sqrt{\left(\frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{A\sigma}{16}\right)^2 + \frac{A\sigma}{8}\varphi_e \bar{r}}, \tag{8.41}$$

и находим $\bar{V}_1$ сразу, подставив в него для любого значения соответствующие величины σ, φ_e и A. Для обычных профилей $A \approx 5{,}6$.

Найдя величину $\bar{V}_1$, находим далее

$$\alpha_e = \varphi_e - \beta_e = \varphi_e - \frac{\bar{V}_1}{\bar{r}} \tag{8.23}$$

и получаем из соотношения $c_y = A\alpha$, или по продувке, величину c_y и величину c_{xp}.

При несущих винтах, имеющих большие окружные скорости, нужно учитывать числа M и R, как это было показано в § 8.8.

После этого нужно произвести графическое интегрирование выражений для C_T и $m_к$. Пользуясь дифференциальными формулами, дающими элементарные значения dC_T и $dm_к$, т. е. формулами (8.32) и (8.33), пишем их в таком виде:

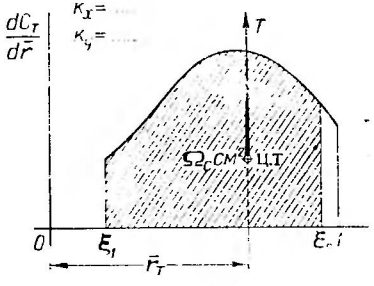
$$\frac{dC_T}{d\bar{r}} = c_y \sigma \bar{r}^2 \tag{9.63}$$

и

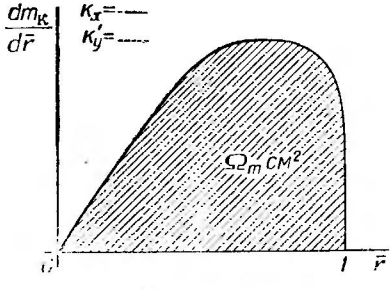
$$\frac{dm_к}{d\bar{r}} = c_y \sigma \bar{V}_1 \bar{r}^2 + c_{xp} \sigma \bar{r}^3 = \left(\frac{dm_к}{d\bar{r}}\right)_1 + \left(\frac{dm_к}{d\bar{r}}\right)_2 \tag{9.64}$$

Выражения $\frac{dC_T}{dr}$ и $\frac{dm_к}{dr}$ суть погонные нагрузки винта тягой и мощностью.

Если начертить диаграммы, приведенные на фиг. 9.11 и фиг. 9.12, где по оси абсцисс отложен относительный радиус r, а по оси ординат величины $\frac{dC_T}{dr}$ и $\frac{dm_к}{dr}$, то заштрихованные площади Ω_c и



Фиг. 9.11. Погонная нагрузка лопасти тягой.



Фиг. 9.12. Погонная нагрузка лопасти мощностью.

Ω_m дадут в некотором масштабе величины C_T и $m_к$, так как очевидно, что

$$C_T = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left(\frac{dC_T}{dr}\right) dr \qquad (9.65)$$

и

$$m_к = \int_0^1 \left(\frac{dm_к}{dr}\right) dr. \qquad (9.66)$$

Пределы интегрирования, т. е. концевые радиусы ξ_1 и ξ_2, берем в соответствии с указаниями, сделанными в § 9.6. Величину площадей Ω_c и Ω_m можно найти с помощью планиметра или любым приемом численных или графических измерений площадей диаграмм. Эти площади получатся в $см^2$. Для перехода к C_T и $m_к$ нужно учесть масштаб диаграммы. Пусть 1 $см$ длины по оси абсцисс соответствует значению $\bar{r}$, равному k_r, а 1 $см$ длины по оси ординат — значению $\frac{dC_T}{dr}$, равному k_y; на второй диаграмме значению $\frac{dm_к}{dr}$ соответствует величина k_y'.

Тогда можно написать, что

$$C_T = (\Omega_c\ см^2)\, k_x k_y \qquad (9.67)$$

и

$$m_к = (\Omega_m\ см^2)\, k_x k_y'. \qquad (9.68)$$

Этот расчет нужно повторить для ряда значений $\overline{V}_0$ и φ_7. Его удобно вести в виде таблицы (см. табл. 9.2).

Таблица 9.2

Формуляр поверочного расчета несущего винта.

Режим: $\overline{V}_0 = \ldots\ldots$; $\varphi_7 = \ldots\ldots$

$\overline{r}$	1,0	0,85	0,7	0,55	0,4	0,25
φ_e						
b						
σ						
Профиль, c						
$\frac{V_1}{v_1}$						
α						
c_y						
c_{xp}						
$\frac{dC_T}{d\overline{r}} = c_y \sigma \overline{r}^2$						
$\left(\frac{dm_к}{d\overline{r}}\right)_1 = c_y \sigma \overline{r}^2 \overline{V}_1$						
$\left(\frac{dm_к}{d\overline{r}}\right)_2 = c_{xp} \sigma \overline{r}^3$						
$\frac{dm_к}{dr} = \left(\frac{dm_к}{d\overline{r}}\right)_1 + \left(\frac{dm_к}{d\overline{r}}\right)_2$						
$k_x = \ldots\ldots$	$k_y = \ldots\ldots$			$k'_y = \ldots\ldots$		
$\Omega_c = \ldots\ldots\ см^2$	$C_T = \ldots\ldots$					
$\Omega_m = \ldots\ldots\ см^2$	$m_к = \ldots\ldots$					

Заметим еще, что мы исходили здесь из формул, полученных «по крылу», однако можно вести расчет, пользуясь формулами (8.14) и (8.15), полученными «по струе», и писать:

$$\frac{dC_T}{d\overline{r}} = 8\overline{V}\,\overline{v}_1\,\overline{r} \tag{9.69}$$

и

$$\frac{dm_к}{d\overline{r}} = 8\overline{V}_1^2 \overline{v}_1 \overline{r} + c_{xp}\sigma\overline{r}^3. \tag{9.70}$$

Принципиально можно пользоваться как этими, так и первыми формулами, но практически удобнее пользоваться первыми, так как в них в явной форме входят характеристики профилей c_y и c_{xp}, что позволяет следить за наступлением срыва потока у сечений винта и облегчает введение поправок в величину c_{xp} и т. п.

Мы описали здесь простейший прием поверочного расчета несущего винта, имеющего малый относительный шаг, т. е. величину φ_7. При $\varphi_7 > 15°$ он делается не вполне точным и необходимо пользоваться более сложными формулами, приведенными в работе автора «Импульсная теория воздушных винтов», ВВИА, 1948 г.

В некоторых случаях удобно перейти к расчету винтов по вихревой теории.

Аэродинамическая нагрузка несущего винта при осевом движении

Производя поверочный расчет лопасти вертолета, мы получаем одновременно и материалы для расчета лопасти на прочность. Величина $\frac{dC_T}{dr}$ является погонной нагрузкой лопасти тягой, т. е. в меридиональной плоскости. Эта нагрузка дана в безразмерной форме. Для получения ее величины в *кг/м* величину $\frac{dC_T}{dr}$ нужно умножить на именованный множитель $\frac{\pi}{2}\rho R^3\omega^2$ и тогда получим

$$\frac{dT}{dr} = \frac{dC_T}{dr}\frac{\pi}{2}\rho R^3\omega^2. \tag{9.71}$$

Окружное усилие для элемента в безразмерной форме мы уже получили в § 8.4:

$$dC_Q = \frac{dm_к}{r}. \tag{8.34}$$

Следовательно, безразмерная погонная нагрузка в плоскости вращения будет

$$\frac{dC_Q}{dr} = \frac{dm_к}{dr}\frac{1}{r}, \tag{9.72}$$

а погонная нагрузка в *кг/м* получится в виде:

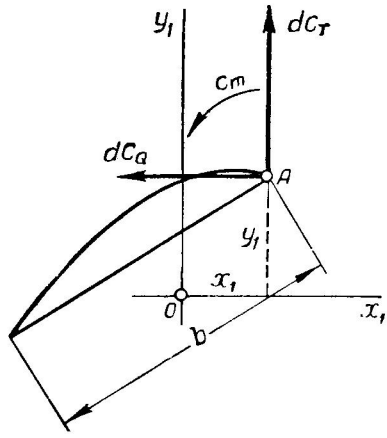
$$\frac{dQ}{dr} = \frac{dm_к}{dr}\frac{1}{r}\frac{\pi}{2}\rho R^3\omega^2. \tag{9.73}$$

Кроме этих нагрузок, у сечений несущего винта возникает еще аэродинамический момент закручивания. Он, как видно из фиг. 9.13, равен относительно оси O для элемента лопасти длиной dr следующей величине:

$$dM = dC_T\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2 x_1 + dC_Q\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2 y_1 + \\ + c_m\frac{\rho W^2}{2}b^2 dr,$$

где c_m — коэффициент момента профиля как крыла, отнесенный к передней кромке ($c_m \gtrless 0$). У несущего винта $W \approx r\omega$ и можно написать предыдущее выражение в таком виде:

$$\frac{dM}{dr} = \frac{dC_T}{dr}\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2 x_1 + \frac{dC_Q}{dr}\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2 y_1 + \\ + \frac{dc_m}{dr}\frac{\rho\omega^2}{2} b^2 r^2\, dr. \qquad (9.74)$$



Фиг. 9.13. Момент аэродинамических сил, скручивающий лопасть.

Здесь $\frac{dM}{dr}$ — погонная скручивающая аэродинамическая нагрузка. Кроме аэродинамической нагрузки, на лопасть действует еще нагрузка от центробежных сил. Рассмотрение этих нагрузок относится к курсу расчета несущего винта на прочность.

В некоторых расчетах пользуются величиной $\bar{r}_T$, радиусом точки приложения силы тяги T. Ее легко найти по эпюре нагружения винта (см. фиг. 9.11), так как эта точка является центром тяжести грузовой площадки $\left(\frac{dC_T}{dr}\right)$. Расчеты показывают, что для винтов, близких к НЕЖ, величина $\bar{r}_T$ близка к 0,7, а у винтов с постоянной шириной лопасти она близка к 0,8. Для несущего винта средней формы можно принять, что $\bar{r}_T \approx 0{,}75$.

Глава 10

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПОЛЕТ ВЕРТОЛЕТА

§ 10.1. ЗНАЧЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПОЛЕТА ВЕРТОЛЕТА

Специфической особенностью вертолетов является возможность вертикального полета, что и дает им большие преимущества перед самолетом. Однако получается это ценой уменьшения горизонтальной скорости полета, снижением полезной нагрузки и т. д. по сравнению с самолетом.

Вследствие этого конструктор всегда стремится ограничиться допустимо малой скоростью вертикального взлета и минимальным потолком машины, для того чтобы уменьшить вес моторной установки и увеличить грузоподъемность машины. Здесь приходится быть очень осторожным и внимательно анализировать поставленную задачу. Во всяком случае, вертолет должен иметь высоту потолка висения, не меньшую, чем возможная наибольшая высота местности, где ему придется делать посадку, плюс некоторый запас на неблагоприятные метеорологические условия, т. е. пониженное барометрическое давление и повышенную температуру воздуха. В зависимости от местности метеорологические условия могут снижать потолок вертолета на 300÷500 *м* и более. Обычно потолок висения у вертолетов лежит в пределах от 1000 до 2500 *м*. В специальных случаях он может быть задан более высокий, например, для вертолетов, предназначенных для метеорологических целей, для машин, специально предназначенных для работы в горной местности, и т. д.

При расчете взлета нужно использовать у земли взлетную мощность двигателя (продолжительность работы на этом режиме допускается обычно в течение 5 мин.).

Вертолеты могут эксплуатироваться в самых различных условиях. На равнине они могут набирать высоту с горизонтальной скоростью, что дает значительно бо́льшую вертикальную скорость взлета (см. часть III), при взлете с лесной поляны они должны подниматься с большой вертикальной скоростью, чтобы их не бросило порывом ветра на деревья, при взлете со дна горного ущелья им приходится подниматься по вертикали на большую высоту.

Целесообразно поэтому намечать при расчете вертикального взлета вертолета три варианта нагрузки: нормальную, перегрузку и облегченную и давать указания о получающихся при этом летных свойствах машины. Тогда летчик сможет найти правильную нагрузку для выполнения того или иного конкретного задания.

Следует всегда помнить о возможности отказа двигателя в полете и необходимости обеспечить безопасный спуск машины на авторотации. Этот важный вопрос мы рассмотрим в § 10.3 и снова вернемся к нему в гл. 11.

§ 10.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ ПОТОЛКА ВИСЕНИЯ И СКОРОПОДЪЕМНОСТИ ВЕРТОЛЕТА ПО ИЗБЫТКУ МОЩНОСТЕЙ

Потолок висения

Прежде чем начать аэродинамический расчет вертикального взлета вертолета, весьма полезно проверить, получается ли при выбранных параметрах вертолета заданный потолок висения. Если он не получится, то нужно изменить параметры вертолета.

Мы получили в § 6.6 формулу (6.37):

$$q_м \sqrt{\frac{p}{\Delta}} = E_м. \tag{6.37}$$

В этой формуле $E_м$ — качество вертолета — берется или по статистике вертолетов (см. § 6.5) или вычисляется по формуле $E_м = \frac{75}{2}\zeta\eta_0$. Величина $q_м = \frac{T}{N_м} \approx \frac{G}{N_м}$, входящая в эту формулу, вычислена по действительной мощности двигателя. Мощность двигателя изменяется с высотой полета по формуле

$$N_м = AN_{м0}, \tag{10.1}$$

приведенной в § 6.2. Здесь $N_{м0}$ — мощность двигателя у земли, обычно номинальная, и A — коэффициент падения мощности с высотой.

Тогда

$$q_м = \frac{G}{AN_{м0}} = \frac{q_{м0}}{A}, \tag{10.2}$$

где $q_{м0}$ — число килограммов веса, приходящегося у данного вертолета на 1 *л. с.* у земли, т. е. номинальная нагрузка на силу.

Подставляя выражение для $q_м$ по формуле (10.2) в формулу (6.37), получим

$$\frac{q_{м0}}{A}\sqrt{\frac{p}{\Delta}} = E_м$$

и отсюда найдем

$$A\sqrt{\Delta}=\frac{q_{м0}\sqrt{p}}{E_м}. \qquad (10.3)$$

Величина $A\sqrt{\Delta}$ характеризует высотные свойства двигателей (см. § 6.2) и является функцией высоты полета H, т. е.

$$A\sqrt{\Delta}=f(H). \qquad (10.4)$$

Имея из заданных параметров вертолета величины $p=\frac{G}{\pi R^2}$ и $q_{м0}=\frac{G}{N_{м0}}$ и выбрав по статистике величину $E_м$, находим по формуле (10.3) величину $A\sqrt{\Delta}$ и по графику, приведенному на фиг. 6.14, находим для данного типа двигателя величину H, соответствующую этому значению $A\sqrt{\Delta}$. Эта высота и будет потолком висения вертолета, так как мощность, развиваемая двигателем, будет равна мощности, потребляемой вертолетом (т. е. несущим винтом, хвостовым винтом, трансмиссией, генератором и т. д.).

Из этой диаграммы ясно видно, какое большое значение имеет для вертолетов высотность двигателя. При невысотных двигателях потолки получаются весьма низкие, а при высотных они могут быть на 1000÷1500 *м* выше расчетной высоты двигателя. У двигателей, имеющих двухскоростные нагнетатели и на характеристике которых, как на фиг. 6.14, имеются два зубца, получается иногда недостижимый возле второго зубца потолок, так как между этими зубцами у двигателя нет избытка мощности для подъема вертолета вверх. Достигнуть его можно, лишь сообщив вертолету горизонтальную скорость, тогда он требует меньшей мощности и может подняться «до зубца мощности», там остановиться и повиснуть неподвижно.

Скороподъемность вертолета (приближенные формулы)

Легко найти и вертикальную скорость вертолета, использовав постоянно применяющийся при расчете самолетов прием, основанный на определении избытка располагаемой мощности $N_{расп}$ над потребной $N_{потр}$ (фиг. 10.1). Обозначив мощность, потребную для висения, через $N_в$, получим

$$N_{изб}=N-N_в.$$

Однако эти мощности у вертолетов относятся к в а л у двигателя и в полезную работу обратится лишь часть этой мощности. Величина ζ оценивает потери в схеме вертолета и $\varkappa$ дает потери на концах лопастей. Поэтому принимают, что мощность, которую возможно использовать, будет равна в *кгм/сек* следующей величине:

$$\zeta\varkappa(N-N_в)\,75=75\,\zeta\varkappa N_{изб}.$$

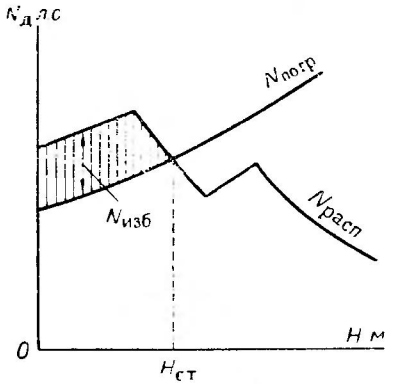
Приравнивая эту мощность мощности, потребной для подъема веса G со скоростью V_y, получаем уравнение

$$\zeta_\chi (N - N_в) 75 = GV_y,$$

откуда и находим скорость взлета

$$V_y = \zeta_\chi \frac{N - N_в}{G} 75. \qquad (10.5)$$

Эта формула и аналогичные ей очень часто приводятся в работах по вертолетам, однако она дает сильно заниженные скорости взлета. Дело в том, что в ней не учитываются индуктивные потери винта, сильно уменьшающиеся со скоростью взлета $V_y = V_0$. Поэтому авторы, пользующиеся такими формулами, вводят в них различные поправки. Так, в книге Р. А. Янга [1] эта формула дается в виде



Фиг. 10.1. Нахождение избыточной мощности при взлете вертолета.

$$V_y = \frac{75}{1{,}13} \frac{N - N_p}{G} - v_1. \qquad (10.6)$$

Для более современных машин на основании опытов в книге А. Гессоу и Г. Мейерса [2] дается в 2 раза бо́льшая величина, чем в формуле (10.5):

$$V_y = 2 \cdot 75 \frac{N - N_в}{G}. \qquad (10.7)$$

Недостатком этих формул является то, что в них неточно учитывается изменение режима работы винта при наличии осевой скорости $V_0 = V_y$. Эта скорость улучшает работу винта, что в указанной приближенной теории не учитывается.

Более точная теория

Более точные результаты могут быть получены с помощью импульсной теории. Так, при висении мы имеем по формуле (9.62) следующее выражение для мощности:

$$75 \zeta N_в = \frac{1}{\chi} G v_{1в} + 75 N_p.$$

При осевой скорости $V_0 = V_y$ мы получим по формуле (9.62):

$$75 \zeta N = \frac{1}{\chi} G V_1 + 75 N_p = \frac{1}{\chi} G (V_y + v_1) + 75 N_p.$$

[1] Р. А. Янг, Теория и расчет геликоптера, Оборонгиз, 1951.
[2] А. Гессоу и Г. Мейерс, Аэродинамика вертолета, Оборонгиз, 1954.

Вычитая почленно из второй формулы первую, получим

$$75\zeta(N-N_в)=\frac{1}{\varkappa}GV_y+\frac{1}{\varkappa}Gv_1-\frac{1}{\varkappa}Gv_{1в}.$$

Отсюда находим скорость взлета

$$V_y=\zeta\varkappa\frac{N-N_в}{G}75+v_{1в}-v_1. \qquad (10.8)$$

Эта формула и объясняет получающееся по приближенным формулам расхождение с опытами: скорость $v_{1в}$ значительно больше, чем v_1, и это дает значительное добавление к скорости V_y. Последней формулой можно пользоваться для точного определения скорости V_y. Для этого находим сначала величину характерной скорости

$$v_{1в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}U}=2\sqrt{\frac{p}{\varkappa\Delta}}=\sqrt{\frac{G}{\varkappa 2\rho F}}$$

и находим скорость v_1 из формулы (7.58), написанной в натуральных выражениях. Тогда получим

$$v_1=-\frac{V_0}{2}+\sqrt{\frac{V_0^2}{4}+v_{1в}^2}=-\frac{V_y}{2}+\sqrt{\frac{V_y^2}{4}+v_{1в}^2}.$$

Если в формулу (10.8) подставить величину v_1 из последней формулы и решить полученное уравнение относительно V_y, то получится следующая формула:

$$V_y=\varkappa\zeta\frac{N-N_в}{G}75+v_{1в}-\frac{v_{1в}^2}{\varkappa\zeta\dfrac{N-N_в}{G}75+v_{1в}}. \qquad (10.9)$$

Эта формула дает точное значение скорости V_y с учетом индуктивных скоростей. Мощность N берется здесь прямо по высотной характеристике двигателя, а потребную для висения мощность приходится вычислять по уже известным правилам, например, по формуле (9.62).

Вместо указанного способа вычисления скороподъемности гораздо удобнее пользоваться аналогичным способом, приведенным в § 10.4. При его применении значительно сокращается вычислительная работа.

§ 10.3. РАСЧЕТ СКОРОПОДЪЕМНОСТИ И ПОТОЛКА ВИСЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

Для такого расчета необходимо иметь испытание несущего винта (обычно его модели) в аэродинамической трубе. Результаты испытаний можно представить в виде двух диаграмм (фиг. 10.2), даю-

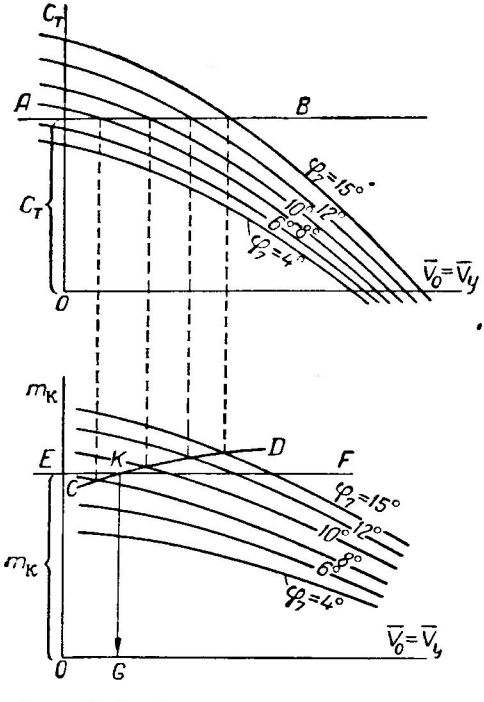
щих величину C_T и $m_к$ в зависимости от $\overline{V}_0$ и угла установки лопастей $\varphi°_7$. Число оборотов считаем постоянным.

На любой высоте нам будут известны величины

$$C_T = \frac{G}{z\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2}$$

и

$$m_к = \frac{\zeta N_м 75}{z\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3}.$$



Фиг. 10.2. Определение скороподъемности вертолета с помощью продувок несущего винта.

Проведя для какой-либо высоты полета на верхней диаграмме линию AB ($\overline{OA}=C_T$), мы получим в точках пересечения этой прямой с кривыми ряд величин $\overline{V}_y$ и $\varphi_7°$, при которых получается заданное значение C_T. Отметив на нижних кривых точки с такими же величинами $\overline{V}_y$ и $\varphi_7°$, мы сможем провести по ним вспомогательную кривую CD. Сделав засечку этой линии прямой EF ($\overline{OE}=m_к$), мы получим в точке K такие значения $\overline{V}_y$ и $\varphi_7°$, при которых получается заданная величина C_T и $m_к$. Другими словами, мы получим необходимый угол установки $\varphi_7°$ и получающуюся при этом скорость взлета

$$V_y = \overline{V}_0 R\omega. \qquad (10.10)$$

Потолок получится там, где $V_y = V_0 = 0$.

Описанный способ расчета в принципе является самым точным, так как мощность двигателя и несущего винта берется по опытным данным, но он требует надежных характеристик винта, т. е. характеристик, полученных для реальных чисел R и M, что не всегда возможно осуществить. Поэтому такие характеристики приходится исправлять на эти числа, что вносит некоторую неточность. Наконец, в литературе опубликовано мало подобных характеристик, полученных при опытах с большими винтами. Поэтому гораздо

более приемлемыми являются теоретические методы, наиболее простой из которых и будет описан в следующем параграфе.

Примечание. Как при расчете скороподъемности самолетов, так и вертолетов не учитывают обычно инерционных сил, так как изменение вертикальной скорости мало́, особенно у вертолетов, и величина $m\frac{dV_y}{dt}$ очень мала и ею вполне можно пренебречь по сравнению с весом машины G.

§ 10.4. РАСЧЕТ СКОРОПОДЪЕМНОСТИ НА ОСНОВЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ФОРМУЛ

Существует много приемов такого расчета. Мы здесь изложим наиболее простой и наглядный, основанный на импульсной теории (см. § 9.2 и § 9.3).

Потребный коэффициент мощности несущего винта при вертикальном полете, когда $V_y=V_0$, имеет, как известно, следующий вид:

$$\bar{m}_к=\frac{1}{\varkappa}C_T\bar{V}_7+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}. \tag{9.30}$$

Величину безразмерной скорости воздуха в плоскости диска можно получить по уравнению связи (9.29), т. е.

$$\bar{V}_1\approx\bar{V}_7=\frac{\bar{V}_0+\sqrt{\bar{V}_0^2+\frac{1}{\varkappa}C_T}}{2}. \tag{9.29}$$

Подставляя $\bar{V}_7$ в выражение $m_к$, получаем

$$\frac{1}{\varkappa}C_T\frac{\bar{V}_0+\sqrt{\bar{V}_0^2+\frac{1}{\varkappa}C_T}}{2}=m_к-\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}.$$

Введем сюда обозначение

$$m=m_к-m_{кр}=m_к-\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4} \tag{10.11}$$

и, изолировав корень, получим из предыдущего выражения, после замены $\bar{V}_0$ через $\bar{V}_y$,

$$\frac{2m\varkappa}{C_T}-\bar{V}_y=\sqrt{\bar{V}_y^2+\frac{1}{\varkappa}C_T}.$$

Возведя это уравнение в квадрат, получим

$$\frac{4m^2\varkappa^2}{C_T^2}-\frac{4m\varkappa}{C_T}\bar{V}_y=\frac{1}{\varkappa}C_T.$$

Решая последнее уравнение относительно $\bar{V}_y$, находим окончательно

$$\bar{V}_y = \frac{\varkappa m}{C_T} - \frac{1}{4}\frac{C_T^2}{\varkappa^2 m}. \tag{10.12}$$

Ход расчета по этой формуле очень прост. Для ряда высот нужно найти по характеристике двигателя величину

$$m_к = \frac{75 N_м}{\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3}\frac{\zeta}{z} \tag{10.13}$$

и вычислить

$$C_T = \frac{1}{z}\frac{G}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2}, \tag{10.14}$$

после чего, пользуясь формулой (10.12), определяется $\bar{V}_y$ и вычисляется $V_y = \bar{V}_y R\omega$. Расчет удобно вести в виде табл. 10.1.

Таблица 10.1

Ход расчета скороподъемности вертолета

H, м	0	500	1000	1500	2000	2500	3000	4000	5000
Δ									
$m_к$									
$m = m_к - m_{кр}$									
$C_T = \frac{C_{T0}}{\Delta}$									
$V_y = V_0$									
$V_y = \bar{V}_y R\omega$									
$c_{y7} = \frac{3}{\varkappa}\frac{C_T}{\sigma_7}$									

В таблицу введена величина C_{T0} для упрощения расчета, так как

$$C_T = \frac{1}{z}\frac{G}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2} = \frac{C_{T0}}{\Delta}, \tag{10.15}$$

где C_{T0} — коэффициент тяги несущего винта при висении у земли. В последней строке дана средняя величина c_{y7} профиля для про-

верки винта на срыв потока. Оставляя $\Delta c_{y7} \approx 0{,}2$ на управление вертолетом, можно допускать $c_{y7} < 1{,}1 \div 1{,}2$ в зависимости от характеристик профиля.

Величину Δ или ρ следует брать из таблицы Международной стандартной атмосферы (см. Приложение 4 — МСА).

Полученная таким образом величина потолка висения называется теоретической. Практический потолок висения берется более низким. Обычно практический потолок принимают равным $H_{в.пр} = 0{,}9 H_в$, или берут в качестве $H_{в\,п}$ ту высоту, где $V_y = 0{,}3 \div 0{,}5$ *м/сек*.

Графическое определение скороподъемности

Простым и наглядным способом определения скороподъемности является графический метод (см. фиг. 10.3). На характеристику двигателя, т. е. на диаграмму располагаемых мощностей, наносят сетку потребных мощностей для разных скоростей взлета V_y и высот полета H. Такую сетку легко построить по импульсной теории, исходя из формулы (9.62):

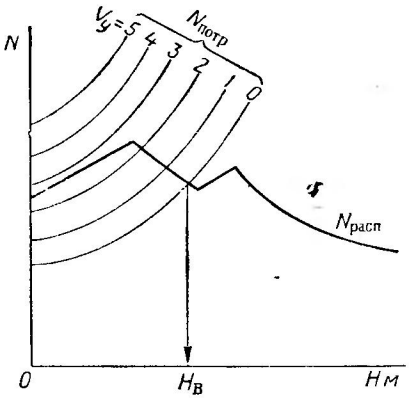
$$75\zeta N = \frac{1}{\varkappa} G V_1 + 75 N_p,$$

в которую нужно подставить

$$V_1 = \frac{V_0}{2} + \sqrt{\frac{V_0^2}{4} + v_{1b}^2}.$$

Высота полета войдет в величину $v_{1в}$, так как

$$v_{1в} = \sqrt{\frac{G}{\varkappa 2 \rho F}} = 2\sqrt{\frac{p}{\varkappa \Delta}} = \frac{v_{1в0}}{\sqrt{\Delta}},$$



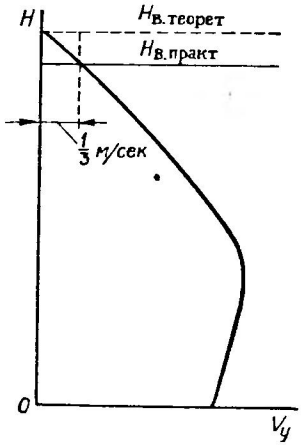
Фиг. 10.3. Графическое определение скороподъемности.

где $v_{1в0}$ — характерная скорость у земли. Выбрав несколько высот и скоростей V_y, легко построить пучок кривых, дающих потребную мощность. В точках пересечения их с характеристикой двигателя получатся нужные нам парные значения V_y и H. Способ очень нагляден, и по сеткам очень легко проследить, например, влияние форсажа двигателя и т. д. Сразу получается искомая величина $H_в$.

Сетку $N_{потр}$ можно строить и по опытным данным, т. е. по кривым C_T и $m_к$. Последнее настолько просто, что не требует объяснения. Недостатком этого способа является необходимость определять скорость V_y по сетке, оценивая дроби на глаз.

§ 10.5. КРИВАЯ СКОРОПОДЪЕМНОСТИ И ПОСТРОЕНИЕ БАРОГРАММЫ ВЕРТИКАЛЬНОГО ВЗЛЕТА

На основе описанных способов определения скорости V_y можно построить кривую скороподъемности вертолета (фиг. 10.4), дающую $V_y=f(H)$.



Фиг. 10.4. Диаграмма скороподъемности вертолета: $V_y=f(H)$.

Эта кривая в точке пересечения с осью ординат дает более точную величину потолка висения, чем та, которую можно определить по таблице отдельных величин V_y и H, интерполируя V_y на глаз.

Кривая скороподъемности позволяет очень просто построить барограмму взлета, т. е. кривую, дающую время набора вертолетом определенных высот.

Применяется два способа нахождения барограммы: способ «змейки» и способ графического интегрирования.

Способ «змейки»

Этот способ основан на построении на диаграмме скороподъемности особой «змейки» с помощью масштабного треугольника. По существу он является способом интегрирования с помощью трапеций.

Сначала выбираем относительно малый интервал времени Δt. За это время вертолет, имеющий на этом интервале среднюю скорость V_y, поднимется на высоту ΔH, равную

$$\Delta H=V_y\Delta t. \qquad (10.16)$$

Величину ΔH можно получить графически для любого значения V_y, построив вспомогательный масштабный равнобедренный треугольник ABC (фиг. 10.5), имеющий базу (ΔH), соответствующую некоторой произвольно выбранной скорости взлета (V_y) и выбранному интервалу времени Δt, т. е.

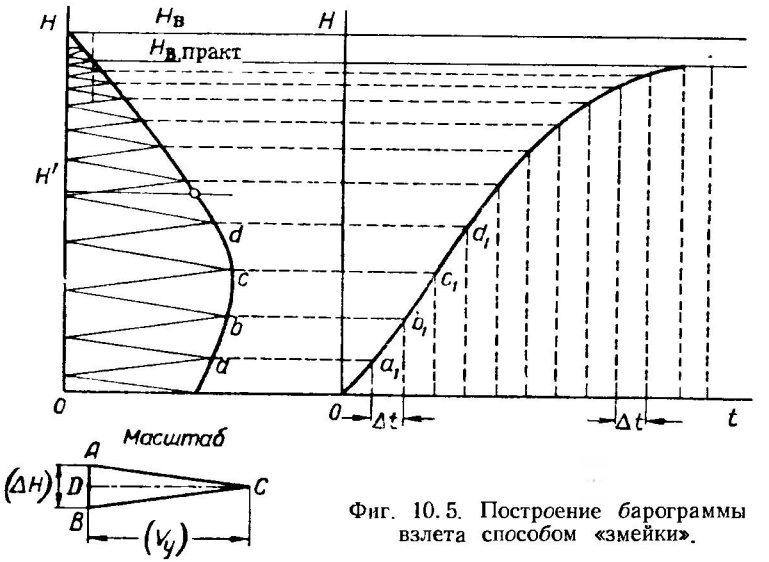
$$(\Delta H)=(V_y)\,\Delta t. \qquad (10.17)$$

Величину (V_y) нужно брать равной 3÷6 *м/сек* (в среднем 4 *м/сек*); интервал времени удобно брать в 1÷2 мин., т. е. в 60÷120 сек. Откладывать величины (ΔH) и (V_y) нужно в масштабах диаграммы скорости взлета.

Если теперь построить змейку, как показано на фиг. 10.5, проводя ее стороны параллельно бедрам равнобедренного треугольника ABC, то мы получим ряд треугольников, которые разобьют кривую $V_y=f(H)$ на участки, соответствующие одному и тому же интервалу времени Δt; это следует из того, что каждый элементар-

ный треугольник автоматически дает величину $\Delta H = V_y \Delta t$, т. е. умножает переменную, среднюю на участке, величину V_y на Δt. То обстоятельство, что треугольники получаются хотя и близкие к равнобедренному, но все же с несколько скошенной базой, очень мало сказывается на точности результата, так как в этом случае берется автоматически средняя скорость V_y.

Время подъема на любую высоту, например H', получится простым счетом числа полученных отрезков на кривой $V_y = f(H)$ и



Фиг. 10.5. Построение барограммы взлета способом «змейки».

оценкой доли последнего участка; если это число равно n, то время подъема будет равно

$$t = n\Delta t. \qquad (10.18)$$

Например, на нашем чертеже для высоты H' получилось $n = 4{,}6$; а т. к. $\Delta t = 120$ сек., то получится $t = 4{,}6 \cdot 120 = 552$ сек. $= 9$ мин. 12 сек.

Для построения барограммы взлета нужно построить рядом с диаграммой $V_y = f(H)$ еще и оси координат для барограммы и разбить ось абсцисс на одинаковые интервалы времени, равные Δt. Построение барограммы сводится в этом случае к простым горизонтальным перенесениям точек кривой a, b, c и т. д. на соответствующие ординаты барограммы. Получается простое построение, ясно видное на фиг. 10.5.

Время подъема на высоту потолка висения бесконечно велико и змейка никогда не достигнет точки $H_в$ и будет иметь сверху бесчисленное число звеньев. Поэтому нужно лишь получить время подъема на высоту практического потолка висения, что всегда легко сделать

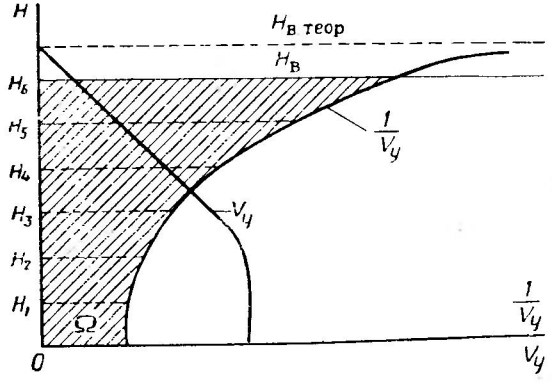
Если вертолет имеет очень малую скороподъемность и змейка вяло поднимается вверх, то можно уменьшить высоту CD, т. е. (V_y) масштабного треугольника в 2 раза, что будет соответствовать увеличению интервала времени в 2 раза. Такую замену можно сделать на любом звене змейки.

Для получения хорошей точности желательно иметь у змейки от 10 до 20 звеньев. Бо́льшее число звеньев дает меньшую точность из-за накопления ошибок графического построения.

Способ графического интегрирования

Дифференциальное уравнение, связывающее dH, V_y и dt, имеет вид

$$dH = V_y dt. \tag{10.19}$$



Фиг. 10.6. Построение барограммы взлета способом графического интегрирования.

Скорость V_y является функцией H и потому в этом уравнении можно разделить переменные, написав:

$$dt = \frac{1}{V_y} dH.$$

Отсюда, интегрируя, получим

$$t = \int_0^H \frac{1}{V_y} dH. \tag{10.20}$$

Этот интеграл легко вычислить графически, построив кривую для величины $\frac{1}{V_y} = f(H)$, как показано на фиг. 10.6. Заштрихованная

площадь Ω $см^2$ дает при учете масштабов величину нашего интеграла, т. е.

$$t=\int_0^H \frac{1}{V_y}\,dH=(\Omega\,см^2)k_xk_y, \qquad (10.21)$$

где k_y — масштаб H, т. е. число метров в 1 $см$ диаграммы и k_x — масштаб $\frac{1}{V_y}$, т. е. число единиц $\frac{1}{V_y}$ в 1 $см$ диаграммы по оси абсцисс.

Если разбить площадь, охваченную кривой $\frac{1}{V_y}$, на несколько кусков горизонтальными линиями, то после вычисления мы получим таблицу, связывающую H_1, H_2, H_3 и т. д. с затраченным на подъем временем t_1, t_2, t_3 и т. д. По этим данным легко построить по точкам всю барограмму. Само интегрирование можно производить или по способу трапеций, или любым другим приемом численного или графического интегрирования.

Два описанные приема построения барограммы применимы полностью не только к вертикальному взлету вертолета, но при полете под любым углом к горизонту. В последнем случае нужно лишь определить скорости V_y в зависимости от H по способам, описанным ниже, в гл. 14.

§ 10.6. СКОРОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО СПУСКА НА АВТОРОТАЦИИ ПО ОПЫТНЫМ ДАННЫМ

В случае остановки двигателя вертолет может опуститься на землю вертикально, на авторотирующем винте. Обычно при этом получается очень большая скорость снижения и необходимы специальные приемы управления, например, подрыв несущего винта на малой высоте. Этот важный для безопасности полета вопрос мы подробно рассмотрим в гл. 11. Здесь же мы рассмотрим лишь скорость установившегося вертикального спуска на авторотации, пользуясь опытными данными.

Многочисленные лабораторные опыты, проведенные во многих странах, показали, что несущий винт при малом шаге устойчиво вращается на авторотации и его сопротивление приближается к сопротивлению сплошного диска того же диаметра. Раньше не знали этого факта и многие изобретатели считали, что несущий винт нужно при таком спуске остановить, затормозить и изготовлять его с очень большим числом лопастей.

Сопротивление винта можно представить с помощью обычной формулы экспериментальной аэродинамики, т. е.

$$Q=c_x\frac{\rho V_y^2}{2}F=G. \qquad (10.22)$$

Оно должно в установившемся движении равняться весу машины в полете. Величина c_x у обычных несущих винтов близка к значению $1 \div 1{,}2$; величина ρ у земли равна $^1/_8$. Отсюда находим для $c_x = 1{,}2$ скорость спуска

$$V_y = -\sqrt{\frac{2G}{c_x \rho F}} = -\sqrt{\frac{16}{1{,}2} p} \approx -3{,}6\sqrt{p} \qquad (10.23)$$

и для $c_x \approx 1{,}0$

$$V_y \approx -4\sqrt{p}\,. \qquad (10.23')$$

Так, например, для средней у современных машин величины $p = 16$ *кг/м*^{2} получим скорость снижения от 14,5 *м/сек* до 16 *м/сек*, т. е. скорость снижения оказывается довольно большой и представляет большую опасность. Поэтому мы выделяем все вопросы, связанные с вертикальным спуском, в особую главу, а здесь лишь укажем, что величина $c_x = 1{,}0$ получается у лопастей с большой круткой, дающих большую тягу на моторном полете. У плоских лопастей величина c_x достигает значения 1,2 и даже несколько превосходит его.

Обычно на вертолетах безмоторный спуск производят не вертикально, а под углом к горизонту, т. е. на планировании. Тогда скорость снижения V_y уменьшается примерно в $2{,}5 \div 3{,}0$ раза.

§ 10.7. ПРЕДЕЛЬНАЯ НАГРУЗКА ВЕРТОЛЕТА

Допустимая нагрузка вертолета зависит от высоты, на которой он должен производить вертикальный взлет и посадку. Если нагрузить его так, что максимальная тяга у земли будет равна весу машины, то такой вертолет не сможет подняться по вертикали, а сможет лишь подниматься по наклонной линии, т. е. с наличием горизонтальной составляющей скорости полета. При этом при неблагоприятных метеорологических условиях вертолет может оказаться неспособным вовсе отделиться от земли. Очевидно, что такая нагрузка недопустима при эксплуатации вертолетов, за исключением каких-либо ненормальных случаев.

Совершенно очевидно, что, совершая полеты в горах, где зачастую отсутствуют подходящие для взлета и посадки площадки, вертолет должен иметь возможность садиться и взлетать вертикально.

Следовательно, нагрузка вертолета определяется высотой тех площадок, на которые он должен садиться, и тем запасом высоты, какой необходим для преодоления неблагоприятных метеорологических условий.

Поэтому для эксплуатации является весьма ценным график или таблица, дающая высоту потолка висения для разных эксплуатационных нагрузок машины и для различной продолжительности полета.

Задача эта сводится к нахождению максимальной тяги вертолета на разных высотах при полном использовании мощности двигателя. Решить эту задачу можно, пользуясь продувками несущих винтов, или на основе теоретических формул. Рассмотрим оба эти приема.

Определение наибольшей тяги на различных высотах на основе продувок

Для таких расчетов необходимо иметь внешнюю характеристику двигателя (см. § 6.2). Зная мощность на высоте, находим развиваемый на несущих винтах коэффициент крутящего момента при висении

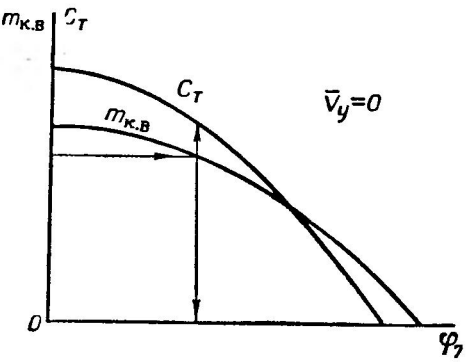
$$m_{к.в}=\frac{75N}{\frac{\rho U^3}{2}F}, \qquad (5.8)$$

где

$$N=\frac{\zeta}{z}N_м.$$

Пользуясь графиком испытания несущего винта (фиг. 10.7), по величине $m_{к.в}$ находим необходимую установку лопастей φ_7 и коэффициент тяги C_T. Далее находим тягу

$$T=C_T\frac{\rho U^2}{2}F \qquad (5.6)$$



Фиг. 10.7. График испытания несущего винта работой на месте.

и вычисляем допустимый вес машины G по формуле

$$G=Tz(1-\tau_{сбд}), \qquad (10.24)$$

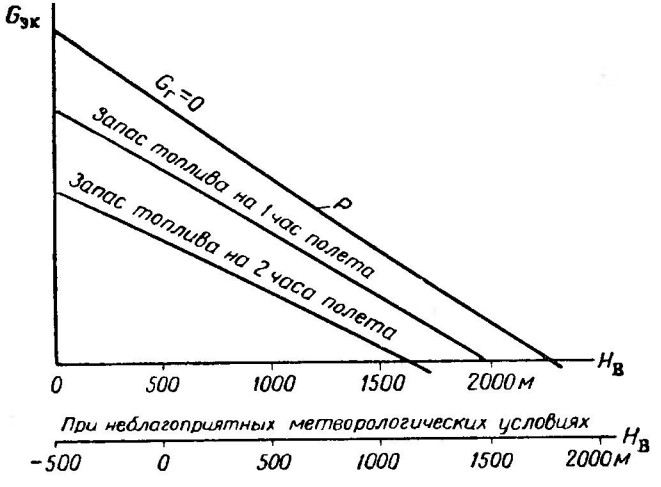
где $\tau_{сбд}$ — коэффициент обдувки частей вертолета струей винтов [см. формулу (7.35)]. Поправка $\tau_{сбд}$ у многих схем вертолетов мала и часто принимают, что $G=Tz$. Вес машины разбиваем на три части: вес пустого $G_п$, вес топлива и масла — $G_т$ и эксплуатационную нагрузку $G_{эк}$. Тогда

$$G_{эк}=G-G_п-G_т. \qquad (10.25)$$

Если задаться несколькими высотами полета и разной продолжительностью полета (на номинальной мощности), то можно построить очень полезный график (фиг. 10.8), дающий допустимую нагрузку на различных высотах. Влияние неблагоприятных метеорологических условий можно оценить сдвигом шкалы высот H на некоторую величину. В среднем этот сдвиг можно оценить в 500 *м*. По этой диаграмме очень легко найти допустимую нагрузку машины

для заданной высоты посадочной площадки и заданного времени полета.

Иностранные фирмы нередко в рекламных целях дают завышенные значения нагрузок у своих машин, а при реальной эксплуатации приходится сильно снижать допустимую нагрузку.



Фиг. 10.8. Грузоподъемность $G_{эк}$ вертолета на разных высотах.

Второй масштаб H дает полет при неблагоприятных метеорологических условиях.

На эту диаграмму полезно нанести на малых высотах избыточную тягу, получающуюся у пустой машины (кривая P). Такой случай встречается на практике при испытаниях вертолетов на привязи. Тросы, привязывающие вертолет к земле, и шасси вертолета должны быть рассчитаны на это условие, так как обрыв тросов может повести к аварии.

Аналитический расчет предельной нагрузки

Очень просто найти величину $G_{эк}$, исходя из формул импульсной теории. Зная $m_{к.в}$, можно по обычной формуле

$$m_{к.\,в} = \frac{1}{2}\frac{C_T^{3/2}}{\varkappa^{3/2}} + \frac{c_{x_p}\sigma_1}{4}$$

вычислить C_T и получить

$$C_T = \left(m_{к.в} - \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}\right)^{\frac{2}{3}} \times 2^{\frac{2}{3}}. \qquad (10.26)$$

Зная C_T, находим тягу

$$T = C_T \frac{\rho U^2}{2} F$$

и вычисляем, как и в первом случае, поддерживаемый на высоте вес машины

$$G = Tz(1 - \tau_{сб.})$$

и находим

$$G_{эк} = G - G_п - G_г.$$

Потолок на подушке

Трудность получения высоких потолков висения заставила в последнее время ряд иностранных фирм ввести новое понятие: «потолок на подушке».

Если допустить, что вертолет в горах всегда взлетает и садится, пользуясь горизонтальными площадками, то сила тяги заметно увеличивается от эффекта близости земли.

Величина

$$\frac{T}{T_\infty} = f\left(\frac{h}{R}\right),$$

где T_∞ — тяга вдали от земли, а h — высота втулки над землей.

При $\frac{h}{R} \approx 0{,}5$, $\frac{T}{T_\infty} \approx 1{,}5$ (см. фиг. 11.21).

Для учета этого влияния нужно C_T умножить на $\frac{T}{T_\infty}$.

Поднявшись на высоту, равную 2÷5 *м*, вертолет может полететь горизонтально и набрать большую высоту. Однако висеть в горах он не сможет вдали от площадки.

Глава 11

РЕЖИМ ВЕРТИКАЛЬНОГО СПУСКА ВЕРТОЛЕТА С РАБОТАЮЩИМ ДВИГАТЕЛЕМ И НА АВТОРОТАЦИИ

(дополнения к главам 7 и 10)

§ 11.1. БЕЗОПАСНОСТЬ СПУСКА ВЕРТОЛЕТА

Безопасность спуска весьма важна для любого летательного аппарата. О самолете говорят, что взлет на нем труден, полет легок, а посадка опасна. У вертолета же взлет легок, полет труден, а посадка опасна. Посадка опасна потому, что скорость соприкосновения этих довольно хрупких машин с землей получается большая из-за целого ряда эксплуатационных условий, которым должен удовлетворять летательный аппарат.

Первые самолеты имели посадочную скорость порядка 30—40 *км/час* и полет на них был сравнительно безопасным. Но теперь они имеют посадочную скорость, доходящую до 150—200 *км/час*. Как правило, посадка самолета производится с выключенным двигателем или с двигателем, работающим на малом газе. Опытный летчик может при посадке обеспечить вертикальную скорость самолета, равную нулю, но горизонтальную посадочную скорость он уничтожить не может, и если ему на пути встретится какое-либо препятствие — неровность на поверхности земли, кочка, столб, провода, кусты и т. д.,— неминуема тяжелая авария.

Вертолет при моторном полете может садиться с нулевыми как вертикальной, так и горизонтальной скоростями, т. е. без какого-либо толчка в момент приземления. Поэтому на некоторых вертолетах делают весьма упрощенное шасси, с малым ходом, с маленькими колесами, а иногда и вовсе без колес, на резиновых баллонах-мячах.

Однако всегда возможна аварийная остановка двигателя в полете и тогда вертолету необходимо спуститься на землю и коснуться ее с малой скоростью. При наличии достаточно большой высоты или при остановке двигателя при полете с большой горизонтальной скоростью вертолет может перейти на режим плани-

рования и подобно самолету спуститься по наклонной траектории и сесть после «выравнивания», как это делается на обычном самолете. При этом посадочная скорость у вертолетов значительно меньше, чем у самолетов.

В этих условиях вертолет садится с бóльшей безопасностью, чем самолет. Пробег его по земле при торможении получается около 20—30 *м*.

Однако при остановке двигателя на малой высоте, во время «висения» вертолета или когда он работает над неудобной для посадки местностью, например, над городом, ему приходится садиться по вертикали, с авторотирующим несущим винтом. При этом получаются большие вертикальные скорости спуска, опасные для приземления. В настоящей главе мы рассмотрим различные способы, которые предлагались для увеличения безопасности спуска в этих условиях.

Вопрос этот для вертолета весьма существенен, так как ему в соответствии с его назначением приходится летать на малых высотах и там, где местность загромождена зданиями или труднопроходима: скалы, леса, болота и т. п. По своим свойствам вертолет способен сесть «на пятачок» по вертикали, но обеспечение малой скорости снижения — задача нелегкая для конструктора. К этим трудностям прибавляется еще трудность точного расчета работы несущего винта на спуске: для этого случая до сих пор еще не создано хорошо разработанной теории, несмотря на то, что во многих странах были произведены обширные теоретические и экспериментальные исследования по этому вопросу. Мы здесь излагаем простейшую теорию, так как она, не слишком уступая в точности более сложным теориям, обладает большой наглядностью.

Работа винтов на авторотации и на режиме ветряного двигателя изучалась советскими учеными на много лет ранее, чем за границей. Здесь мы имеем исследования проф. Н. Е. Жуковского и его учеников — профессоров В. П. Ветчинкина, Г. Х. Сабинина и др. В трудах Кучинского аэродинамического института в 1909 г. были опубликованы обширные исследования по этому вопросу. Русские ученые впервые указали в 1917 г. на возникновение при спуске вертолетов особого режима — «вихревого кольца». Экспериментальное изучение простейших несущих винтов провели еще в 1910 г. ученик Н. Е. Жуковского студент Г. А. Сорокоумовский и инж. В. А. Слесарев. Много опытов с различными несущими винтами произвел в наше время инж. А. М. Изаксон; В. А. Кожевников провел экспериментально-теоретическое исследование влияния близости земли на работу винта. Много работ на эту тему было проведено и за границей. В этой области работали Глауэрт, Беннет, Стюард, Ботезат и др. В библиографическом списке указаны некоторые из таких работ и мы отсылаем к ним читателей, интересующихся более глубоко этой проблемой.

§ 11.2. СТРУЯ У НЕСУЩЕГО ВИНТА НА РАЗНЫХ РЕЖИМАХ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПОЛЕТА. РЕЖИМ ВИХРЕВОГО КОЛЬЦА

(дополнение к главе 7)

В главах 7, 8 и 10 был подробно рассмотрен вопрос о работе несущего винта на режиме висения и при вертикальном взлете. Осевая скорость изменялась от $V_y = V_0 = 0$ до больших положительных значений.

Однако при спуске вертолета, когда $V_y = V_0 < 0$, возникает много особенностей в работе несущего винта, а также в форме создаваемой им струи; это не позволяет непосредственно пользоваться формулами, уже выведенными нами в главах 7 и 8.

Рассмотрим основную формулу импульсной теории, а именно формулу тяги:

$$T = \varkappa 2\rho F V_1 v_1. \tag{7.48}$$

В рассмотренных ранее случаях все величины были положительными и формула давала правильный результат. При спуске величина V_1 может быть отрицательной; вошла она в формулу потому, что секундная масса воздуха m, проходящая через диск винта, связана с ней очевидным соотношением [см. формулу (7.42)], т. е. $m = \varkappa \rho F V_1$.

Обычно для определенности среднюю скорость V_1 берут на радиусе $\bar{r} = 0{,}7$ и мы будем считать, что $V_1 \approx V_7$; тогда

$$m = \varkappa \rho F V_7. \tag{11.1}$$

Масса по ее физическому смыслу — величина скалярная, всегда положительная, и она не должна изменять знака в зависимости от знака V_1; следовательно, мы должны были бы писать эту формулу в таком виде:

$$m = \rho F |V_7| \varkappa, \tag{11.2}$$

т. е. брать абсолютное значение скорости $|V_7|$ или писать эту формулу для случая, когда $V_7 < 0$ в таком виде:

$$m = -\varkappa \rho F V_7. \tag{11.3}$$

Знак силы тяги T, направленной всегда вверх, будем считать положительным; знак индуктивной скорости v_7 также будет всегда положительным, так как она направлена вниз, в сторону, противоположную T, а по правилу знаков (см. гл. 2) v_7 в этом случае больше нуля. Осевую скорость V_0 мы в этой главе будем обозначать через V_y, так как она направлена по оси Oy. Скорость потока в плоскости диска всегда равна алгебраической сумме скоростей v_7 и V_y, т. е.

$$V_7 = V_0 + v_7 = V_y + v_7.$$

Подставив значение $V_т$ в формулы (11.2) и (11.3), получим соответственно

$$m=\varkappa\rho F|(V_y+v_т)|$$

и при $V_т<0$

$$m=-\varkappa\rho F(V_y+v_т).$$

Следовательно, выражение для тяги T должно писаться в двух видах:

1) Для случая, когда $V_т>0$, получим

$$T=\varkappa 2\rho F(V_y+v_т)v_т,$$

что приводится к квадратному уравнению относительно $v_т$:

$$v_т^2+V_yv_т-\frac{T}{\varkappa 2\rho F}=0.$$

Отсюда находим

$$v_т=-\frac{V_y}{2}\pm\sqrt{\frac{V_y^2}{4}+\frac{T}{\varkappa 2\rho F}};$$

здесь у корня нужно брать знак «плюс», так как иначе при $T>0$ мы получим при минусе перед корнем $v_т>0$, что противоречит указанному правилу знаков. Следовательно,

$$v_т=-\frac{V_y}{2}+\sqrt{\frac{V_y^2}{4}+\frac{T}{2\varkappa\rho F}} \tag{11.4}$$

и

$$V_т=V_y+v_т=\frac{V_y}{2}+\sqrt{\frac{V_y^2}{4}+\frac{T}{2\varkappa\rho F}}. \tag{11.5}$$

Мы получаем в этом случае уже известные нам формулы.

2) Для случая, когда $V_т<0$, получим

$$T=-\varkappa 2\rho F(V_y+v_т)v_т,$$

что приводится к квадратному уравнению относительно $v_т$:

$$v_т^2+V_yv_т+\frac{T}{\varkappa 2\rho F}=0,$$

и тогда

$$v_т=-\frac{V_y}{2}\pm\sqrt{\frac{V_y^2}{4}-\frac{T}{\varkappa 2\rho F}} \tag{11.6}$$

и

$$V_т=V_y+v_т=\frac{V_y}{2}\pm\sqrt{\frac{V_y^2}{4}-\frac{T}{\varkappa 2\rho F}}. \tag{11.7}$$

Для упрощения написания этих формул заметим, что согласно формулам (7.29) и (7.23) можно написать:

$$\frac{T}{\varkappa 2\rho F} = v_{7в}^2, \tag{11.8}$$

где $v_{7в}$ — характеристическая скорость несущего винта на заданной высоте. Введя ее в формулы (11.4), (11.5), (11.6) и (11.7), получим соответственно:

1) Для полета при $V_7 > 0$

$$v_7 = -\frac{V_y}{2} + \sqrt{\frac{V_y^2}{4} + v_{7в}^2}; \tag{11.9}$$

$$V_7 = \frac{V_y}{2} + \sqrt{\frac{V_y^2}{4} + v_{7в}^2}; \tag{11.10}$$

$$V_{2.7} = V_y + 2v_7 = 2\sqrt{\frac{V_y^2}{4} + v_{7в}^2} = \sqrt{V_y^2 + 4v_{7в}^2}. \tag{11.11}$$

Здесь $V_{2.7}$ — скорость в сжатом сечении.

2) Для спуска при $V_7 < 0$

$$v_7 = -\frac{V_y}{2} \pm \sqrt{\frac{V_y^2}{4} - v_{7в}^2}; \tag{11.12}$$

$$V_7 = \frac{V_y}{2} \pm \sqrt{\frac{V_y^2}{4} - v_{7в}^2}; \tag{11.13}$$

$$V_{2.7} = V_y + 2v_7 = \pm 2\sqrt{\frac{V_y^2}{4} - v_{7в}^2} = \pm\sqrt{V_y^2 - 4v_{7в}^2}. \tag{11.14}$$

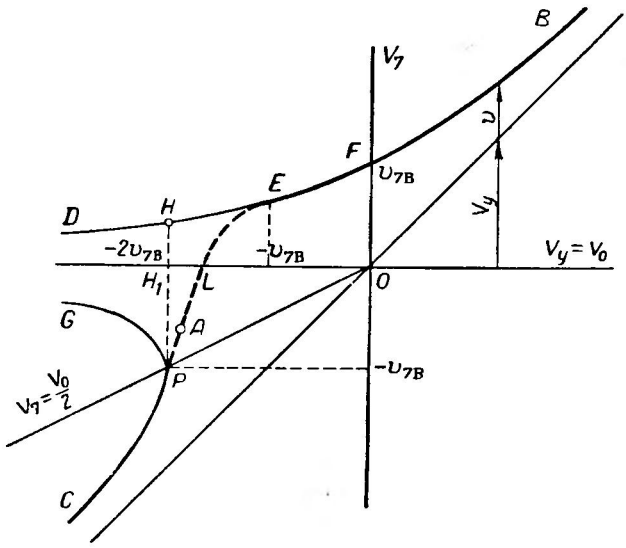
У вертолета тяга T во все время полета приблизительно равна весу машины и, следовательно, она постоянна и положительна, так как направлена вверх. Поэтому скорость $v_{7в} = \sqrt{\frac{T}{\varkappa 2\rho F}}$ для данной высоты полета также постоянна и положительна. Изменяться будут при изменении V_y скорости v_7, V_7 и $V_{2.7}$. Летчик при этом все время изменяет угол установки лопастей φ_7 в зависимости от режима полета. Полученные зависимости (11.10) и (11.13) представлены графически на фиг. 11.1. Получаются две гиперболы: верхняя гипербола DB имеет асимптотами ось абсцисс OV_y и прямую, заданную уравнением $V_7 = V_y$.

Нижняя гипербола GPC имеет асимптотами те же самые прямые. Отрезок $\overline{OF} = v_{7в}$. Вершина P нижней гиперболы имеет коор-

динаты: $V_y=-2v_{7в}$ и $V_7=-v_{7в}$. Для величин $V_y>-2v_7$ у нижней гиперболы получаются мнимые значения для V_7. Заметим, что если отсчитывать ординаты кривых не от оси абсцисс, а от асимптоты $V_7=V_y$, то, очевидно, мы получим, как следует из формулы $V_7=V_y+v_7$, величину

$$v_7=V_7-V_y, \tag{11.15}$$

т. е. среднюю индуктивную скорость.



Фиг. 11.1. Связь между скоростями V_y и V_7 на всех режимах осевого движения.

Однако в полученных кривых не все точки соответствуют физической картине, положенной в основу всей теории, т. е. наличию четкой струи воздуха.

Такая струя действительно получается на участке BF — режим гребного винта. В точке F, соответствующей работе на месте, струя в области подсасывания имеет размытый характер и воздух подходит к несущему винту со всех сторон (фиг. 11.2). Следовательно, здесь нет плоского «нулевого» сечения и его нужно заменить сферой большого радиуса, описанной около несущего винта. Но так как на этой сфере влияние винта пропадает, то давления на ее поверхности будут равны атмосферному и взаимно уравновесятся. Давления в цилиндрической струе за винтом будут также равны атмосферному (если пренебречь малым вращением струи), так как если бы давление в ней было больше атмосферного, то она расширялась бы, а если меньше, то она сжималась бы. Скорости потока на сфере будут стремиться к нулю, а так как они направлены по

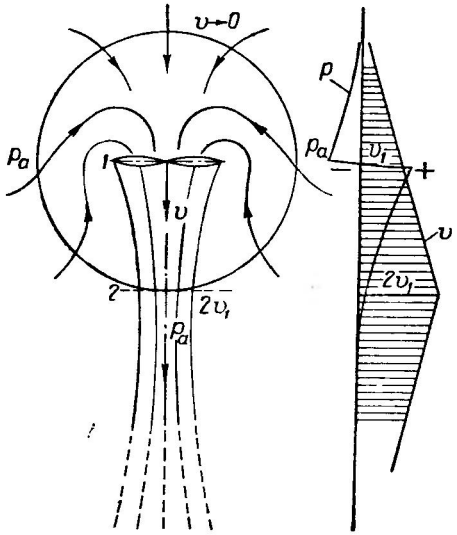
разным направлениям, то приносимое ими секундное количество движения будет равным нулю. Следовательно, секундный импульс силы тяги T должен быть равен секундному приросту количества движения, т. е.

$$T=mv_{2.7}=2v_{1.7}m,$$

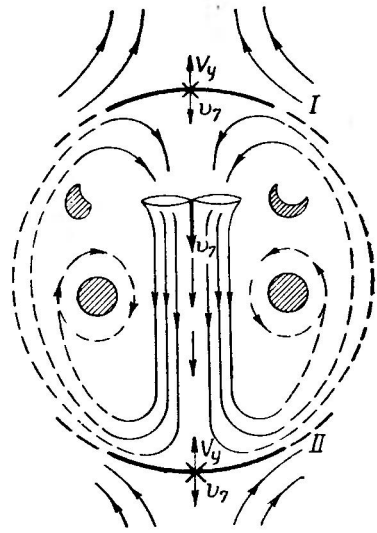
а секундная кинетическая энергия плюс потери на трение будут равны потребляемой мощности, т. е.

$$L=\frac{mv_{2.7}^2}{2}+L_{\text{тр}}=2mv_{7\text{в}}^2+L_{\text{тр}}.$$

Следовательно, общие формулы теории струи (11.7) и (7.48) будут применимы и в том случае, когда $V_y=0$. Этот случай мы уже разобрали в § 7.4.



Фиг. 11.2. Случай висения вертолета.

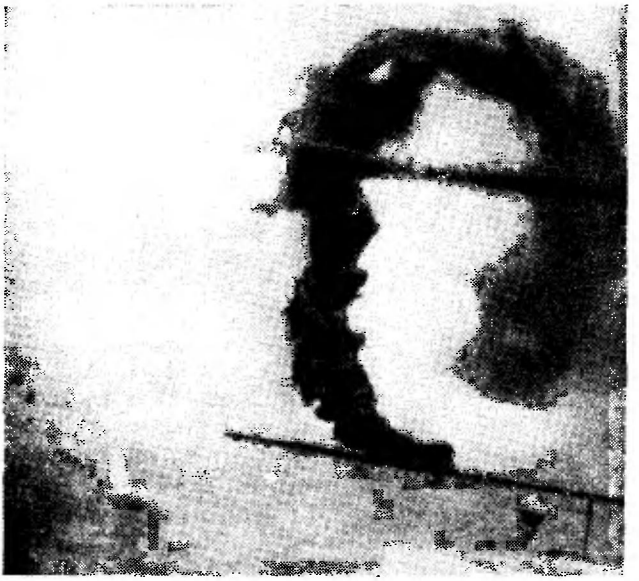


Фиг. 11.3. Спуск с малой скоростью V_y.
Образование вихревых колец под вертолетом.

Вышедшая из указанной сферы струя воздуха вследствие вязкости медленно размывается, ее сечение увеличивается, а скорость в ней уменьшается, стремясь к нулю. Справа на фиг. 11.2 дана эпюра скоростей и давлений.

Если вертолет начнет медленно спускаться, что равносильно обдувке его снизу со скоростью V_y, то для приблизительного получения картины обтекания можно применить (не совсем законно для вязкой жидкости и турбулентного движения) принцип наложения скоростей, столь широко применяемый в аэрогидродинамике идеальной жидкости. Тогда в точках, отмеченных на фиг. 11.3 кре-

стиками, получится равенство противоположно направленных скоростей v_7 и V_y, воздух там остановится и возникнут две поверхности раздела *I* — сверху и *II* — снизу. Между этими поверхностями возникнут кольцевые потоки и вихри, указанные штриховкой. При малой скорости V_y эти вихри мало влияют на работу несущего винта. При увеличении скорости спуска V_y поверхности раздела *I*



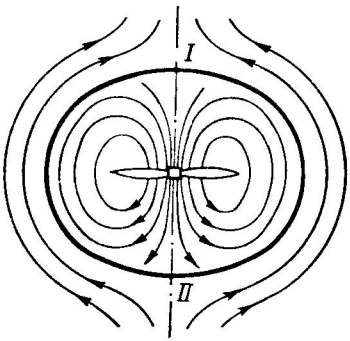
Фиг. 11.4. Фотография нижнего вихревого кольца, сделанная в полете.

и *II* сближаются и тогда некоторые струйки отброшенного воздуха искривляются у нижней поверхности раздела, идут кверху и снова подсасываются несущим винтом. Получаются кольцевые струйки, легко наблюдаемые при опытах в аэродинамических трубах и в натуру. На фиг. 11.4 приведена фотография дымового следа, полученная в опытах с вертолетом в натуру. На ней видна внизу штанга, прикрепленная к шасси вертолета; на штанге, на $\bar{r}=0{,}7$, был укреплен дымарь. Наверху виден след лопасти в косой проекции.

На этом снимке относительная скорость снижения была равна $\frac{V_7}{v_{7в}}=0{,}3$, и получилась четкая кольцевая струйка. Такой поток сильно отличается от принятого в импульсной теории и опыты в этой области ей сильно противоречат. Получающиеся поверхности

раздела *I* и *II* неустойчивы и сильно колеблются. Вихревые области, возникшие под вертолетом, частично разрушаются потоком, «осколки» вихрей (в вязкой жидкости существуют разомкнутые вихри) уносятся вверх и, подсасываясь несущим винтом, попадают на лопасти. Все это вызывает колебания вертолета и толчки в несущем винте. Получается беспорядочная тряска машины. Управление делается менее эффективным. Все же на этих режимах опытный летчик вполне уверенно управляет машиной при вертикальном спуске.

При бо́льших скоростях снижения поверхности раздела сближаются и плавно переходят одна в другую,— получается хорошо известная в теоретической аэродинамике картина обтекания потоком вихревого кольца (фиг. 11.5). Однако в таком течении нет отбрасывания воздуха вниз и импульс не создается, а следовательно, тяга пропадает. Но тогда нет и причины, образующей такое течение, и оно распадается. После этого тяга снова создается, получаются поверхности раздела *I* и *II*, и явление повторяется. Таким образом, получаются сильные пульсации потока. Эти явления могут происходить не одновременно на всех радиусах, что вызывает сильную турбулентность в воздухе, заполняющем объем между поверхностями раздела. Вертолет на этом режиме сильно бросает из стороны в сторону и управляемость машины очень сильно ухудшается. Этот режим полета вертолета называется режимом вихревого кольца.



Фиг. 11.5. Режим вихревого кольца.

Полученные выражения для v_7, V_7 и $V_{2.7}$ позволяют разобраться в этих явлениях, хотя формулы импульсной теории здесь применимы лишь условно, так как возникает другая форма потока, чем та, которая предполагалась при выводе этих формул.

Легко видеть, что входящий в формулы (11.12), (11.13) и (11.14) радикал $\sqrt{\frac{V_y^2}{4}-v_{7в}^2}$ обращается в нуль, когда

$$\frac{V_y^2}{4}-v_{7в}^2=0$$

т. е. тогда, когда

$$V_y=\pm\sqrt{4v_{7в}^2}=-2v_{7в}. \qquad (11.16)$$

Берем здесь перед всегда положительной у нас величиной $v_{7в}$ знак минус, так как мы интересуемся режимом снижения вертолета,

когда $V_y<0$. При этом указанные формулы обращаются в следующие:

$$v_7=-\frac{V_y}{2};$$

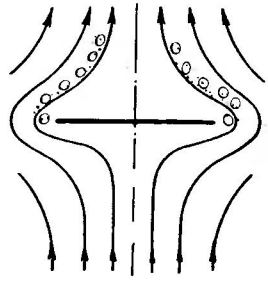
$$V_7=\frac{V_y}{2};$$

$$V_{2.7}=V_y+2v_7=0.$$

Подставляя сюда $V_y=-2v_{7в}$, получим

$$\left.\begin{aligned} &v_7=v_{7в};\\ &V_y=-2v_{7в};\\ &V_7=-v_{7в} \quad \text{и} \quad V_{2.7}=0. \end{aligned}\right\} \qquad (11.17)$$

Этому режиму полета соответствует на фиг. 11.1 точка P — это режим вихревого кольца, при котором за винтом возникает поверхность раздела. В сечении *2*, бывшем для режима гребного винта «сжатым сечением», теперь получится скорость потока $V_{2.7}=0$ и, следовательно, в силу неразрывности струи площадь сечения должна становиться бесконечно большой. Спереди, в области подсасывания, также получается поверхность раздела; они смыкаются, и мы получаем картину течения, изображенную на фиг. 11.5. Опыты показывают, что действительно режим вихревого кольца получается приблизительно при $V_y\approx-2v_{7в}$.

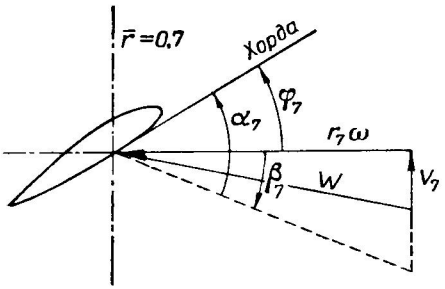


Фиг. 11.6. Обтекание несущего винта как диска.

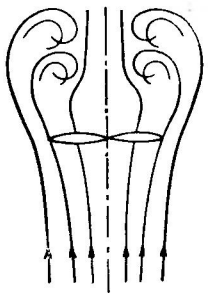
Другим характерным режимом является такой, когда $V_7=0$, т. е. поток воздуха не пересекает ометаемую винтом площадь (фиг. 11.6). Поток при этом соответствует обтеканию сплошного диска. При этом несущий винт затрачивает работу лишь на трение ($m_{кр}=\frac{c_{xp}\sigma_7}{4}$). Если для определения точки, где $V_7=0$, воспользоваться импульсной теорией, т. е. фиг. 11.1, то получим ответ, что это произойдет при $V_y=-\infty$, где ветви гипербол BD и PG асимптотически приближаются к оси абсцисс. Однако опыты показывают, что такая точка находится не при $V_y=-\infty$, а лежит приблизительно на абсциссе $V_y=-1{,}6v_{7в}$,— это точка L. Происходит это потому, что все явление получается другим и формулы на участке кривых FE дают малую точность, а на ветви ED дают совершенно неправильный результат.

Ветвь нижней гиперболы PG изображает, как легко убедиться, неустойчивые, невозможные в природе потоки. Действительно,

здесь при увеличении $|V_y|$ скорость V_7 уменьшается (обе скорости здесь отрицательны), что приводит, как видно из фиг. 11.7, к увеличению угла атаки характерного профиля, так как $\alpha_7=\varphi_7-\frac{V_7}{r_7\omega}$, а это вызывает дальнейшее увеличение тяги, что, в свою очередь, вызывает дальнейшее увеличение V_7. Таким образом, обтекание винта на ветви PG неустойчиво и несущий винт будет переходить на режим вихревого кольца, изображенный у нас на фиг. 11.1 точкой P.



Фиг. 11.7. Неустойчивость режима на ветви гиперболы PG (фиг. 11.1).



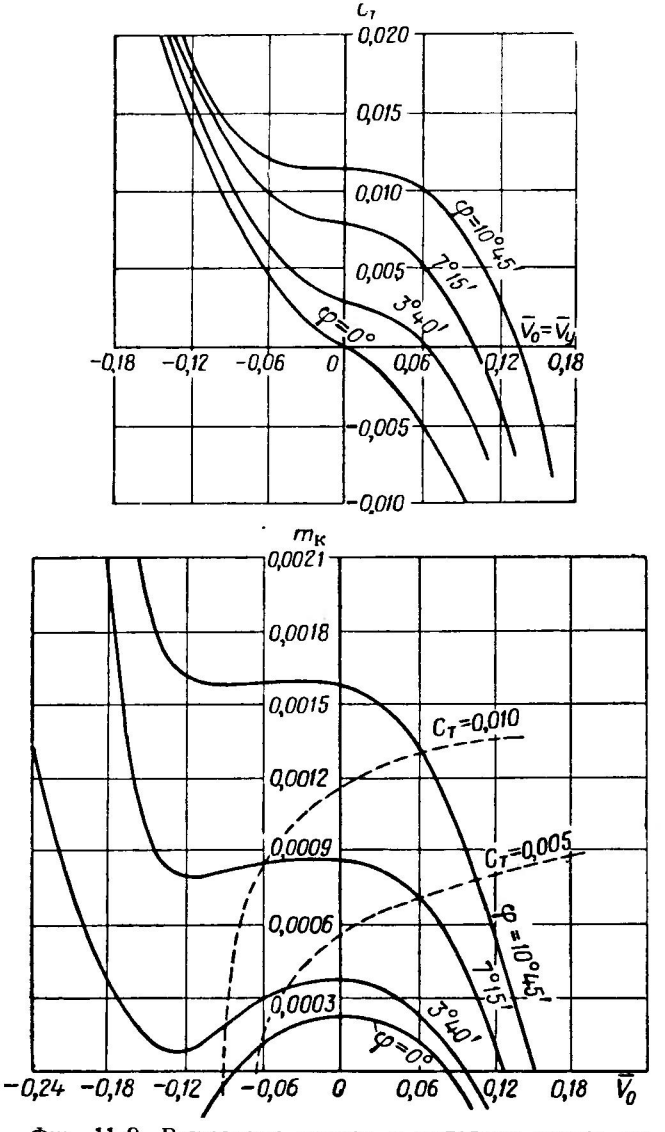
Фиг. 11.8. Переход на режим ветряной мельницы.

Действительные явления, происходящие на скоростях $-v_{7в}>V_y>-2v_{7в}$, очень сложны, и их теоретическое изучение весьма трудно. Поэтому было проделано много опытов по изучению явлений, происходящих в этой области. Эти опыты показали, что в интервале PE можно провести экспериментальную кривую, изображенную у нас пунктиром. В этой области наблюдаются сильные пульсации потока и возникают вихревые кольца.

При еще большем увеличении скорости ($V_y<-2v_{7в}$) поток снова успокаивается (фиг. 11.8), вихревые кольца уносятся вверх и винт начинает работать на режиме ветряной мельницы, отдавая мощность валу.

В некоторой точке A (см. фиг. 11.1) получается авторотация, и винт вращается, не требуя подвода к нему мощности. Таким образом, правильными оказываются на диаграмме (см. фиг. 11.1) ветви BF и CP; ветвь FEP приходится строить на основе опытов. Таковы скорости в струе, получающиеся у несущего винта при спуске вертолета. Много делалось опытов и по непосредственному измерению силы тяги и мощности у несущего винта в этих условиях. Первые такие опыты были произведены в России в 1909 г. в Кучинском аэродинамическом институте под идейным руководством проф. Н. Е. Жуковского, т. е. за 30 лет до начала таких работ за границей (см. библиографию).

На фиг. 11.9 приведены результаты опытов, произведенных в 1937 г. в Академии имени Н. Е. Жуковского. Они являются типич-



Фиг. 11.9. Результаты опытов с моделями винтов на режиме торможения и вихревого кольца.

ными для всех таких исследований. В верхней части фиг. 11.9 приведена величина C_T в зависимости от $V_0=V_i$ для разных углов установки лопастей, а внизу даны аналогичные кривые для коэф-

фициента крутящего момента $m_к$. Эти кривые соответствуют режиму спуска с работающим двигателем. Важно отметить (как обнаружилось еще в опытах Н. Е. Жуковского), что кривые C_T при $V_y<0$ сильно сближаются и угол установки лопастей мало сказывается на величине коэффициента тяги C_T. Это показывает, что управляемость вертолета на этом режиме сильно уменьшается, так как тяга винтов будет мало зависеть от шага у многовинтовых схем и малоэффективной будет работа автомата-перекоса у одновинтовых и двухвинтовых схем. Моменты управления машиной будут малыми. Этот факт, как известно, хорошо подтверждается практикой. Это явление впервые было обнаружено в Кучинском аэродинамическом институте в 1909 г.

Не всегда струю винтов на этом режиме изучают с помощью наблюдения самого потока. Очень часто идут обратным путем и, имея полученные из опытов кривые C_T и $m_к$, находят среднюю скорость V_7, исходя из основной формулы импульсной теории:

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \bar{V}_7 + \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}.$$

Решая ее относительно $\bar{V}_7$, получаем

$$\bar{V}_7 = \left(m_к - \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}\right)\frac{\varkappa}{C_T}. \qquad (11.18)$$

Проведенная на фиг. 11.1 пунктирная кривая и была получена таким путем, исходя из опытов, проведенных в разных странах.

§ 11.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРИВОЙ $V_7=f(V_y, v_{7в})$

Кривую, дающую величину V_7 в функции вертикальной скорости V_y и величины нагружения несущего винта, измеряемой скоростью $v_{7в}$, можно очень широко использовать для различных прикидочных расчетов первого приближения.

По этой кривой легко находится мощность несущего винта на любом режиме, так как согласно формулам (9.58) и (9.62)

$$N = \frac{1}{\varkappa 75} TV_7 + N_p.$$

Величина тяги T всегда очень близка к полетному весу вертолета G. Величину N_p легко найти, так как по формуле (9.62) $N_p = \frac{1}{100\varkappa}\mu_7 TU$. Здесь нужно при расчете авторотации прибавлять еще потери на трение в подшипниках главного вала и мощность, затрачиваемую на рулевой винт, радио, освещение и т. п. Обычно можно принять, что на авторотации все потери на трение равны $N_{тр}=1{,}2N_p$; множитель 1,2 дает 20% прибавки на указанные доба-

вочные потери[1]. При моторном полете такой прибавки делать не нужно: она входит в ζ.

Для удобства нанесения на диаграмму величины $N_{тр}$ можно принять, что она может быть представлена так:

$$N_{тр} = \frac{1}{75\varkappa} T v_{тр}, \tag{11.19}$$

где $v_{тр}$ — фиктивная «скорость трения».

Пользуясь найденным выражением для $N_{тр}$, находим

$$v_{тр} = \frac{\varkappa 75 N_{тр}}{T} = \frac{1{,}2 \cdot 75 \varkappa N_p}{T} = \frac{90 \varkappa N_p}{T}. \tag{11.20}$$

С помощью этой величины мощность, затрачиваемая на вращение несущего винта, может быть выражена таким образом:

$$N = \frac{1}{75\varkappa} T V_7 + \frac{1}{75\varkappa} T v_{тр} = \frac{T}{75\varkappa}(V_7 + v_{тр}). \tag{11.21}$$

Откладывая на фиг. 11.10, где дана кривая $V_7 = f(V_y)$, отрезок $v_{тр}$ для моторной работы и $1{,}2 \cdot v_{тр}$ для авторотации и проводя горизонтальные пунктирные линии, получим по формуле (11.21) в некотором масштабе кривую потребных для полета мощностей, если будем отсчитывать ординаты от этой пунктирной линии как от оси абсцисс. Авторотация произойдет в точке A, где получаемая винтом мощность (отрицательная потребная мощность) равна мощности трения; скорость снижения при этом будет равна

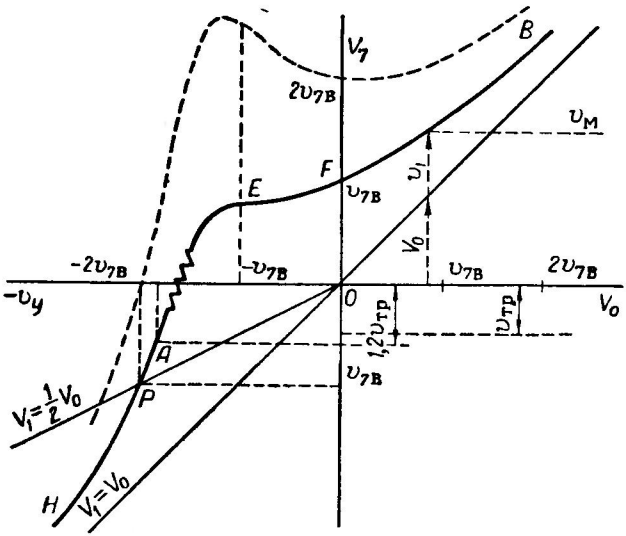
$$V_{уA} \approx -2 v_{7в}. \tag{11.22}$$

Указанные расчеты можно уточнить, учтя обдувку фюзеляжа и других частей струей несущего винта. Это вредное сопротивление равно приблизительно $2 \div 3\%$ от веса вертолета и мало изменяется со скоростью V_y. Более точный способ учета обдувки был уже указан в § 7.5 и в § 7.11. Следовательно, при вычислении скорости $v_{7в}$ нужно брать увеличенный на $2 \div 3\%$ вес вертолета, т. е. считать $T = (1{,}02 \div 1{,}03)\, G$.

Нанесенная нами на фиг. 11.10 кривая соответствовала определенной скорости $v_{7в}$. Поэтому для расчета любых вертолетов нужно на диаграмму $V_7 = f(V_y)$ нанести ряд кривых, задаваясь определенной величиной $v_{7в}$. Тогда получится сетка кривых (фиг. 11.11), дающих зависимость $V_7 = f(V_y, v_{7в})$. Величина $v_{7в}$ у современных вертолетов лежит в узких пределах от 10 до 30 *м/сек* и ее всегда можно вычислить по известным формулам (7.26), т. е.

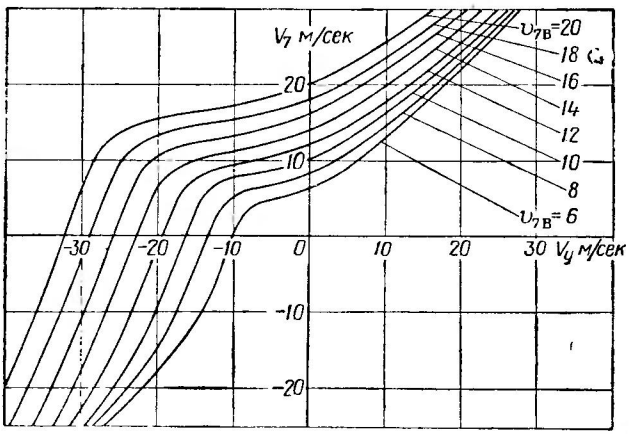
$$v_{7в} = \sqrt{\frac{T}{\varkappa 2 \rho F}} = 2\sqrt{\frac{p}{\varkappa \Delta}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}} R\omega.$$

[1] Строго говоря, спуск вертолета с остановленным двигателем происходит на режиме ветряного двигателя.



Фиг. 11.10. Скорости V_7 и $V_{2.7}$ в зависимости от V_y и v_{7B}.

FB—режим гребного винта; точка *F*—режим висения; *EF*—тормозной режим; *EP*—режим вихревого кольца; точка *A*—авторотация; *PH*—режим ветряного двигателя.



Фиг. 11.11. Сетка зависимости V_7 от V_y для разных v_{7B}.

Еще удобнее перейти к безразмерным скоростям, отнесенным к характеристической скорости вертолета $v_{7в}$. Мы будем обозначать их, как уже указывалось, буквами с волнистой чертой сверху, т. е.

$$\tilde{V}_y=\frac{V_y}{v_{7в}};\quad \tilde{V}_7=\frac{V_7}{v_{7в}};\quad \tilde{v}_7=\frac{v_7}{v_{7в}};\quad \tilde{v}_{7в}=1. \tag{11.23}$$

Введя эти обозначения, мы сможем все формулы с (11.9) по (11.14) переписать в таком виде:

Ветвь BE $\tilde{V}_7>0$

$$\tilde{v}_7=-\frac{\tilde{V}_y}{2}+\sqrt{\frac{\tilde{V}_y^2}{4}+1}; \tag{11.24}$$

$$\tilde{V}_7=\tilde{V}_y+\tilde{v}_7=\frac{\tilde{V}_y}{2}+\sqrt{\frac{\tilde{V}_y^2}{4}+1}; \tag{11.25}$$

$$\tilde{V}_{2.7}=\tilde{V}_y+2\tilde{v}_7=2\sqrt{\frac{\tilde{V}_y^2}{4}+1}=\sqrt{\tilde{V}_y^2+4}. \tag{11.26}$$

Ветвь PH $V_7<0$

$$\tilde{v}_7=-\frac{V_y}{2}-\sqrt{\frac{\tilde{V}_y^2}{4}-1}; \tag{11.27}$$

$$\tilde{V}_7=\tilde{V}_y+\tilde{v}_7=\frac{\tilde{V}_y}{2}-\sqrt{\frac{\tilde{V}_y^2}{4}-1}; \tag{11.28}$$

$$\tilde{V}_{2.7}=-2\sqrt{\frac{\tilde{V}_y^2}{4}-1}=-\sqrt{\tilde{V}_y^2-4}. \tag{11.29}$$

По этим формулам построен график, приведенный на фиг. 11.12. Промежуточную ветвь PE наносим по имеющимся экспериментальным исследованиям. Тогда получаем универсальный график для $\tilde{V}_7$, пригодный для всех значений $v_{7в}$. Полученные с его помощью безразмерные скорости нужно лишь умножить на $v_{7в}$, чтобы получить реальные скорости V_7, $V_{2.7}$, v_7 и т. д.

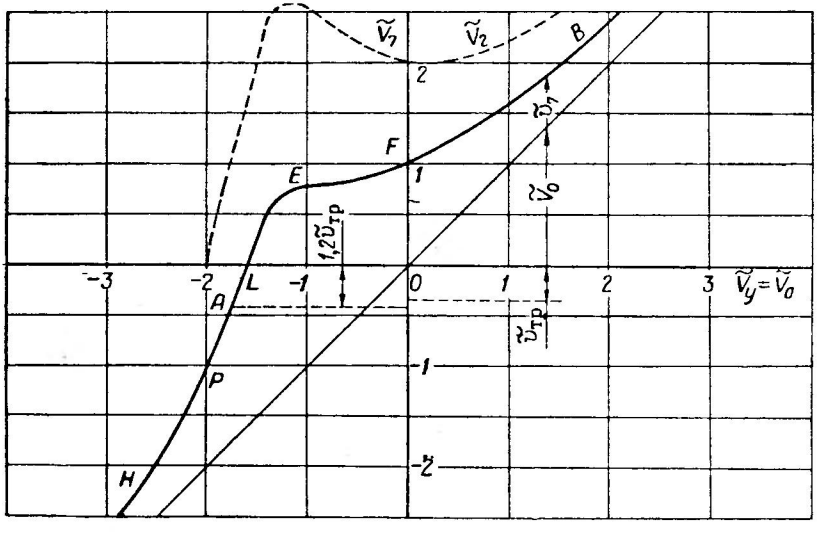
Пользуясь этой кривой, легко сделать аэродинамический расчет вертикального движения вертолета. Как увидим далее, кривая $\tilde{V}_7=f(\tilde{V}_y)$ представляет собой сразу и кривую осевой скорости, мощности и угла притекания потока β_7 на различных режимах.

Приближенный расчет вертикального движения вертолета с помощью этой кривой сводится к следующим операциям.

1) Характеристическая скорость. Сначала находим характерную скорость $v_{7в}$ для разных высот по формуле

$$v_{7в}=\sqrt{\frac{T}{\varkappa 2\rho F}}=\sqrt{\frac{p}{\varkappa\Delta}\cdot 2}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}U. \qquad (7.22)$$

Таким образом, единичный отрезок *0—1* на диаграмме (фиг. 11.12) будет равен $v_{7в}$ *м/сек* и на основании этого легко вычертить масштаб скоростей или разбить оси координат по скоростям в *м/сек*.



Фиг. 11.12. Обобщенная кривая $\tilde{V}_7=f(\tilde{V}_y)$.

Скорость $v_{7в}$ изменяется при изменении высоты полета; обозначив ее величину у земли через v_0, можем написать

$$v_{7в}=\frac{v_0}{\sqrt{\Delta}}. \qquad (11.30)$$

Следовательно, масштаб скоростей получится для разных высот различный. То же нужно сказать и о масштабах мощности и углов β_7.

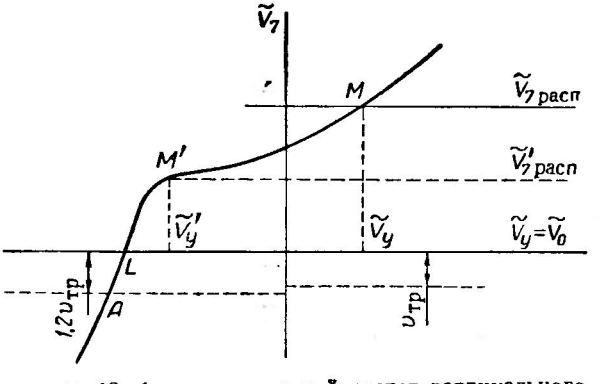
2) Потребная мощность и скороподъемность. Для определения мощности нужно сначала найти мощность профильных потерь несущего винта по формулам (9.31) и (5.13), т. е., найдя $m_{кр}=\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}$, вычислить

$$N_p=\frac{m_{кр}}{75}\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3=m_{кр}\frac{\pi}{1200}\Delta R^5\omega^3, \qquad (11.31)$$

или прямо воспользоваться формулой

$$N_p = \frac{1}{100\varkappa}\mu_7 TU. \qquad (9.62)$$

У современных вертолетов ω в полете почти не меняется и N_p зависит практически лишь от ρ. На авторотации винту необходимо преодолевать трение главного вала, вращать рулевой винт, масляные насосы динамомашины для освещения кабины и т. д. Этот добавок мощности можно оценить в 20% от мощности N_p.



Фиг. 11. 13. Аэродинамический расчет вертикального движения вертолета с помощью кривой $\widetilde{V}_7 = f(\widetilde{V}_y)$.

Мощность, потребляемую вертолетом при наличии осевой скорости, можно согласно формуле (9. 60) представить в таком виде:

$$\zeta N_м = \frac{1}{75\varkappa} TV_7 + N_p;$$

отсюда

$$V_7 = \frac{\zeta N_м - N_p}{T} \times 75. \qquad (11.32)$$

Разделив V_7 на $v_{7в}$, получим «располагаемую» величину

$$\widetilde{V}_{7\,расп} = \frac{V_7}{v_{7в}} = \frac{(\zeta N_м - N_p)\times 75}{Tv_{7в}}. \qquad (11.33)$$

Эту величину легко вычислить, зная $N_м$, ζ, N_p и $v_{7в}$. Если сделать на фиг. 11. 13 «засечку» кривой $\widetilde{V}_7 = f(\widetilde{V}_y)$ горизонтальной линией, соответствующей $\widetilde{V}_{7\,расп} = \text{const}$, то в точке пересечения M получится скорость $\widetilde{V}_y = \widetilde{V}_0$. Умножив ее на $v_{7в}$, найдем получающуюся на этом режиме вертикальную скорость взлета в *м/сек*, т. е.

$$V_y = \widetilde{V}_y v_{7в}. \qquad (11.34)$$

Задаваясь несколькими высотами полета и беря по характеристике двигателя высотную мощность $N_м$, мы получим на фиг. 11.13 ряд горизонтальных прямых и соответствующих им скоростей подъема вертолета V_y *м/сек* (точка M' и т. д.). По этим данным можно построить, как это было подробно описано в § 10.5, диаграмму скороподъемности, т. е. $V_y=f(H)$, найти потолок висения вертолета и построить барограмму вертикального взлета. Короче говоря, с помощью фиг. 11.13 можно сделать полный приближенный расчет вертикального взлета вертолета и не только на режимах взлета, но и спуска.

3) Авторотация. Режим авторотации получится тогда, когда $N_м=0$ и тогда $N_{трA}=1{,}2N_p$. Из общей формулы (11.32) находим скорость V_{7A} на авторотации

$$\tilde{V}_{7A}=-\frac{N_{тр}\times 75}{Tv_{7в}}, \qquad (11.35)$$

т. е. $\tilde{V}_{7A}$ в этом случае отрицательно. Делая засечку, находим $\tilde{V}_{yA}$ и затем

$$V_{yA}=\tilde{V}_{yA}v_{7в}.$$

Обычно величина $\tilde{V}_{yA}\approx -2$ и, следовательно,

$$V_{yA}\approx -2v_{7в}. \qquad (11.36)$$

Получается это потому, что кривая $\tilde{V}_7=f(\tilde{V}_y)$ круто опускается вниз и разным значениям $\tilde{V}_{7A}$ соответствует почти одно и то же значение $\tilde{V}_{yA}$.

4) Углы установки лопасти. В этой приближенной теории расчет ведется по средней скорости V_7, близкой, как мы видели в § 9.3, к истинной скорости на радиусе $\bar{r}=0{,}7$. Поэтому угол установки лопастей будем определять для этого радиуса. Считая осевую скорость V_7 малой по отношению к окружной скорости $r\omega$, можно написать

$$\beta_e^\circ=57{,}3\frac{V_7}{r\omega}=\frac{57{,}3}{0{,}7}\frac{\tilde{V}_7v_{7в}}{R\omega}=\frac{57{,}3v_{7в}}{0{,}7R\omega}\tilde{V}_7, \qquad (11.37)$$

т. е. угол притекания струй пропорционален V_7 и, следовательно, кривая $\tilde{V}_7=f(\tilde{V}_y)$ дает в некотором масштабе $\beta_e{}^\circ{}_7$ для всех режимов полета. Прибавив к $\beta_e{}^\circ{}_7$ угол атаки α_{e7}, избранный нами согласно § 9.4, т. е. обеспечивающий отсутствие срыва потока у профилей, получим

$$\varphi_7^\circ=\beta_{e7}^\circ+\alpha_{e7}^\circ=\frac{57{,}3v_{7в}}{0{,}7R\omega}\tilde{V}_7+\alpha_{e7}^\circ. \qquad (11.38)$$

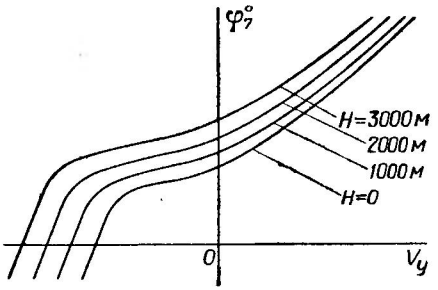
Эта величина зависит от высоты полета. Удобнее не разбивать новый масштаб на фиг. 11.13, а построить отдельную диаграмму угла

установки лопастей несущего винта (фиг. 11.14). Так как мы считаем $r\omega = \text{const}$, то согласно формуле для коэффициента тяги (9.34), т. е.

$$c_{y7} = \frac{3C_T}{\varkappa_{3_7}} = \frac{3{,}2C_T}{\sigma_7},$$

для данной высоты полета c_{y7}, а следовательно и α_7°, не зависит от скорости V_y. Угол φ_7 на режиме висения лежит обычно в границах $8 \div 12°$; при подъеме и на потолке он достигает величины $12 \div 15°$, а при авторотации находится обычно в пределах $3 \div 5°$.

5) Полет на неполной мощности. Эта диаграмма позволяет решить, например, вопрос о том, с какой скоростью будет снижаться двухмоторный вертолет в случае остановки одного двигателя. Тогда располагаемая мощность упадет в 2 раза, и, делая засечку, как показано на фиг. 11.13, двумя горизонтальными линиями, соответствующими: сплошная — полету на двух двигателях и пунктирная $\widetilde{V}'_{7\text{расп}}$ — на одном двигателе, мы получим в точках пересечения этих линий с кривой $\widetilde{V}_7 = f(V_y)$ в первом случае скорость подъема $\widetilde{V}_y$, а во втором — скорость снижения $\widetilde{V}'_y$. У таких машин скорость снижения при вертикальном спуске получается примерно в $1{,}5 \div 2$ раза меньшая, чем на авторотации. При очень большом избытке мощности можно получить еще меньшую скорость снижения.



Фиг. 11.14. Углы установки лопастей φ_7 на разных высотах и режимах вертикального полета.

Точно таким же путем можно решить аналогичную задачу и для многовинтовых и многомоторных вертолетов.

6) Обдувка на разных режимах. Мы уже указывали, что скорость обдувки вертолета при взлете остается все время почти постоянной. Обычно фюзеляж вертолета, шасси, оперение и прочие части находятся в зоне, где скорость потока равна

$$V_{2.7} = V_y + 2v_7.$$

Переходя к безразмерным величинам, получим

$$\widetilde{V}_{2.7} = \widetilde{V}_y + 2\widetilde{v}_7.$$

Такую линию легко построить циркулем на диаграмме, приведенной на фиг. 11.12. Получается новая пунктирная кривая $V_{2.7} = f(\widetilde{V}_y)$. Как видим, $\widetilde{V}_{2.7}$ действительно на протяжении от $\widetilde{V}_y = 1$ до-

$\tilde{V}_y=-\frac{1}{2}$ идет почти параллельно оси абсцисс. При приближении к режиму авторотации скорость обдувки быстро падает. На авторотации можно считать, что обдувка фюзеляжа и прочих частей совершается со скоростью, близкой к $V_{yA}=-2v_{7в}$.

Из этого следует, что вредное сопротивление частей вертолета при моторном полете изменяется мало и его можно считать постоянным и равным сопротивлению при висении, когда

$$V_{2.7}=-2v_{7в}.$$

Имея сводку лобовых сопротивлений для вертикального полета, т. е. величину $\sum c_x S$, это сопротивление можно вычислить по формуле

$$Q_{вр}=\frac{\rho V_{2.7}^2}{2}\sum c_x S\approx\frac{\rho(2v_{7в})^2}{2}\sum c_x S. \qquad (7.30)$$

Как известно, оно близко к 1÷2% от полетного веса машины у одновинтовых вертолетов; у вертолетов продольной схемы $Q_{вр}$ достигает значений 2÷5% и у двухвинтовых вертолетов поперечной схемы с крыльями может достигать 5÷7% и более.

Постоянство этой величины позволяет вводить в расчеты обдувку фюзеляжа и крыльев простым увеличением веса G на несколько процентов, т. е. писать, например, при z винтах

$$T=\frac{G}{z(1-\tau_{обд})}=G_{обд} \qquad (10.24)$$

и вести далее весь расчет вертикального полета, исходя из этой величины T.

§ 11.4. ШАССИ ВЕРТОЛЕТА

Скорость снижения, как мы видели, можно найти по кривой $\tilde{V}_7=f(\tilde{V}_y)$, и тогда она получится равной приблизительно $2v_{7в}$, т. е. $V_{yA}\approx-2v_{7в}$.

Пользуясь полученными ранее зависимостями [см. формулу (7.26)], можем теперь написать:

$$V_{yA}=-2\bar{v}_{7в}U=-\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}U=-4\sqrt{\frac{p}{\Delta\varkappa}}. \qquad (11.39)$$

Эту же скорость можно вычислить, исходя из многочисленных опытов, произведенных с моделями винтов в аэродинамических трубах. Эти опыты дают для хороших несущих винтов $c_x=1{,}0\div1{,}2$. Приравняв лобовое сопротивление несущего винта весу вертолета G, получим уже найденную в § 10.6 формулу

$$V_{yA}\approx-4\sqrt{p}. \qquad (10.23')$$

Таким образом, скорость установившегося вертикального спуска вертолета на авторотации достаточно надежно может быть найдена по формуле (11.39). В табл. 11.1 приведены значения $V_{уА}$ в зависимости от p *кг/м²*.

Таблица 11.1

Скорость спуска на авторотации

p *кг/м²*	4	6	8	10	12	16	20	23	25	49
$V_{уА}$ *м/сек*	8	9,9	11,3	12,8	14	16	17,9	19,1	20	28

Получаются, как видим, очень большие скорости, требующие для обеспечения безопасности вертикального спуска вертолета, в первую очередь, большого хода шасси и применения других средств для уменьшения этой скорости.

В настоящее время замечается тенденция к увеличению нагрузки p до 20÷25 *кг/м²* и более. Это неизбежно вызывает очень большие скорости спуска вертолета. Их, как увидим далее, можно значительно уменьшить с помощью подрыва несущего винта у земли. Тогда удар о землю произойдет со скоростью $V_ш < V_{уА}$, на которую и должно быть рассчитано шасси.

Необходимая длина хода шасси

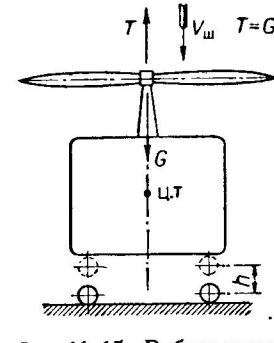
Будем считать, что во время удара о землю тяга несущего винта уравновешивает вес машины (фиг. 11.15). Тогда шасси должно будет поглотить всю кинетическую энергию поступательного движения вертолета, т. е.

$$Ph = \frac{mV_ш^2}{2} = \frac{GV_ш^2}{2g},$$

где P — общее среднее усилие всех ног шасси, которое мы считаем постоянным; h — длина хода шасси в *м* и $V_ш$ — вертикальная скорость вертолета в момент начала работы шасси.

Отсюда

$$h = \frac{G}{2gP}V_ш^2. \qquad (11.40)$$



Фиг. 11.15. Работа шасси на вертолете.

Торможение силой P вызовет у вертолета перегрузку n, равную в наших условиях отношению

$$n = \frac{P+G}{G} = \frac{P}{G} + 1. \qquad (11.41)$$

Следовательно, при ударе о землю к обычному весу летчика прибавится еще сила инерции, равная его весу, умноженному на $\frac{P}{G}$, т. е. его вес возрастет в n раз.

Авиационная медицина установила, что человек в течение короткого времени может выдержать перегрузку $n=10\div11$ без вредных для себя последствий. Исходя из этой величины и подставляя в формулу (11.40) величину $\frac{P}{G}$, взятую из формулы (11.41), получим

$$h=\frac{V_{ш}^2}{2g(n-1)}; \tag{11.42}$$

принимая $g\approx10$ и $n=11$, получим окончательно

$$h\approx\frac{V_{ш}^2}{200}. \tag{11.43}$$

Скорость снижения вертолета в момент удара о землю у некоторых машин может быть доведена до нуля с помощью подрыва. В табл. 11.2 приведены величины хода шасси в метрах при перегрузке $n=11$, в зависимости от $V_{ш}$.

Таблица 11.2

Безопасный ход шасси

$V_{ш}$ *м/сек*	0	5	8	10	12	15	20	25
h *м*	0	0,125	0,320	0,500	0,720	1,13	2,00	3,13

Если не применять подрыва, то $V_{ш}=V_{уд}$ и требуется очень большой ход шасси. Подставив в формулу (11.42) $V_{ш}=V_{уд}=-4\sqrt{p}$, получим

$$h\approx\frac{p}{12{,}5}=0{,}08p. \tag{11.44}$$

В табл. 11.3 вычислен потребный в этом случае ход шасси.

Таблица 11.3

p *кг/м*^{2}	10	12	16	20	23	25
h *м*	0,80	0,96	1,28	1,60	1,84	2,00

Как видим, результат получается малоутешительный, так как конструктивно осуществить шасси со столь большим ходом весьма

затруднительно. Такой ход шасси встречается лишь на тяжелых вертолетах типа «летающего крана» или на машинах с очень большой грузоподъемностью (типа «летающая лошадь»), у которых для увеличения грузоподъемности берется малая нагрузка p. На многих же вертолетах делается шасси очень малого хода, пригодное лишь для посадки с работающим двигателем или для посадки с горизонтальной скоростью, т. е. по наклонной траектории планирования, когда вертолет садится «по-самолетному» и вертикальная скорость может быть после выравнивания машины доведена до нуля. Однако специфика работы вертолета (малые высоты и пересеченная местность) может вынудить его садиться вертикально, и тогда, если не применить подрыв несущего винта, неминуема авария.

§ 11.5. ВЕРТИКАЛЬНАЯ ПОСАДКА ВЕРТОЛЕТА С «ПОДРЫВОМ» НЕСУЩЕГО ВИНТА

Для уменьшения вертикальной скорости при спуске на авторотации давно предлагался очень простой прием: перед самым ударом о землю летчик резко увеличивает шаг винта и тормозит спуск машины.

Дело в том, что кинетическая энергия вращающегося с большой скоростью несущего винта иногда в несколько раз превосходит кинетическую энергию поступательного движения всего вертолета. Несущий винт является как бы аккумулятором энергии и эту энергию можно израсходовать для торможения спуска. Винт при этом работает как бы на моторном режиме спуска и быстро теряет свои обороты. Этот вопрос был подробно нами рассмотрен в книге «Исследование летных свойств геликоптеров» в 1939 г. Рассматривался он и другими авторами. Здесь мы дадим упрощенный анализ.

Летчик может увеличить угол установки лопастей φ_7 лишь до такой величины, при которой угол атаки, а следовательно, c_{y7} достигнут критического значения. При переходе за этот угол тяга начнет падать и начнется опасная тряска машины. Следовательно, коэффициент тяги несущего винта c_T ограничен значением $c_{y\,\max}$, так как согласно формуле (9.34)

$$c_T = \varkappa \frac{c_{y\,\max}\sigma_7}{3} \approx \frac{c_{y\,\max}\sigma_7}{3{,}2}. \qquad (9.34)$$

Тяга при этом будет равна

$$T = C_{T\,\max} \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega^2 = \text{const}\,\omega^2. \qquad (11.45)$$

В начальный момент подрыва $\omega = \omega_A$ и T имеет максимальное значение. До подрыва

$$T_A = G = C_T \frac{\pi}{2} \rho R^4 \omega_A^2. \qquad (11.46)$$

Величина $v_{7в}$ найдется так же легко, так как, зная T, находим

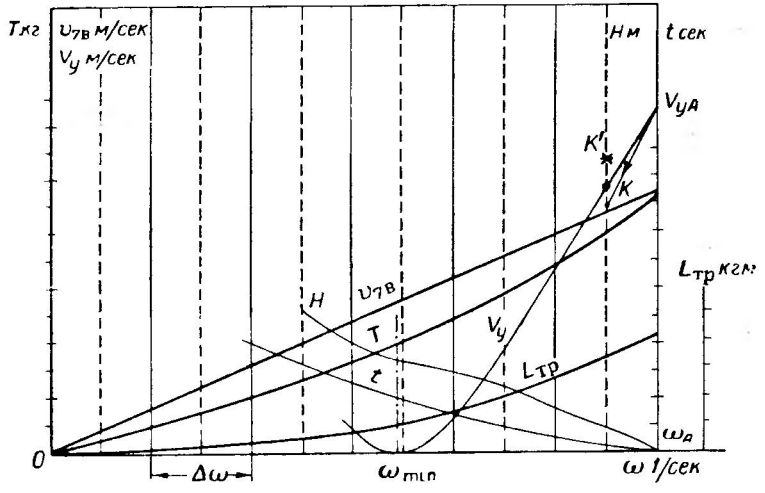
$$v_{7в}=\sqrt{\frac{T}{\varkappa 2\rho F}}=\sqrt{\frac{C_T\frac{\rho U^2}{2}F}{\varkappa 2\rho F}}=\text{const}\,\omega, \qquad (11.47)$$

т. е. $v_{7в}$ пропорционально ω. Мощность, потребляемая несущим винтом, получится по общей формуле (9.62), которую пишем в *кгм/сек*

$$L=\frac{1}{\varkappa}TV_7+L_{тр},$$

где

$$L_{тр}=1{,}2\frac{c_{x p_7}\sigma_7}{4}\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3=\left(1{,}2\frac{c_{x p_7}\sigma_7}{4}\frac{\pi}{2}\rho R^5\right)\omega^3=\text{const}\,\omega^3. \qquad (11.48)$$



Фиг. 11.16. Графический расчет подрыва вертолета.

Во время подрыва угловая скорость вращения несущего винта ω уменьшается. Выведенные формулы позволяют легко построить кривые изменения T, $v_{7в}$ и $L_{тр}$ в функции ω: они нанесены на фиг. 11.16 жирными линиями.

Дальнейшая задача сводится к совместному интегрированию дифференциальных уравнений вращательного движения винта и поступательного движения всего вертолета. Это интегрирование можно вести самыми различными, хорошо известными способами численных и графических вычислений. Простейшим из них является расчет по малым элементам, по средним значениям величин, в данном случае $V_{y\,ср}$, $T_{ср}$, $v_{7в\,ср}$ и $V_{7ср}$. Для этого на фиг. 11.16

наносим в подходящем масштабе исходные данные для ординаты ω_A: это будут для условий установившегося спуска на авторотации величины V_{yA}, V_{7A}, $v_{7в}$. Расчет ведем, задаваясь уменьшением угловой скорости вращения несущего винта на некоторую величину $\Delta\omega$. По графику мы сразу же получим $\omega_{ср}$, $v_{7в\,ср}$, $T_{ср}$ и $L_{тр.ср}$ на этом интервале. Для удобства расчета проводим на диаграмме, приведенной на фиг. 11.16, сплошные и пунктирные ординаты, причем интервал между сплошными берем равным выбранному значению $\Delta\omega$ (примерно 1÷2 1/сек); пунктирные ординаты проводим посредине интервала. Тогда значения всех величин, взятых по пунктирным ординатам, и будут средними значениями. Момент инерции J несущего винта можно вычислить по приведенной далее формуле (11.57).

Интервал $\Delta\omega$ должен быть таким, чтобы все кривые на диаграмме были близки в пределах интервала к прямым линиям. Пользуясь этой диаграммой, ведем расчет в такой последовательности.

Сначала пользуемся уравнениями кинетической энергии при вращении. Пусть в начале интервала угловая скорость вращения была ω_0, а в конце интервала ω_1. Тогда изменение кинетической энергии за время Δt, соответствующее падению ω на величину $\Delta\omega$, будет таким:

$$\frac{J}{2}(\omega_0^2-\omega_1^2)=J\frac{\omega_0+\omega_1}{2}(\omega_0-\omega_1)=J\omega_{ср}\Delta\omega.$$

Это изменение получится от торможения несущего винта, причем потерянная кинетическая энергия винта должна равняться работе

$$L_{ср}\Delta t=\left(\frac{1}{\varkappa}T_{ср}V_{7ср}+L_{тр.\,ср}\right)\Delta t.$$

Отсюда получаем

$$J\omega_{ср}\Delta\omega=\left(\frac{1}{\varkappa}T_{ср}V_{7ср}+L_{тр.\,ср}\right)\Delta t.$$

Решая это уравнение относительно Δt, получим

$$\Delta t=\frac{J\omega_{ср}\Delta\omega}{\left(\frac{1}{\varkappa}T_{ср}V_{7ср}+L_{тр.\,ср}\right)}=\frac{J\omega_{ср}\Delta\omega}{L_{ср}}. \qquad (11.49)$$

В этой формуле нам все известно, кроме $V_{7ср}$. Для определения $V_{7ср}$ (считая поток установившимся) нам нужно знать $V_{y\,ср}$.

Для решения задачи считаем V_y ведущей величиной и задаемся сначала на глаз скоростью $V_{y\,ср}$ (точка K), как показано стрелкой, идущей из ординаты V_{yA} на фиг. 11.16. Зная $V_{y\,ср}$ и

$v_{7в\,ср}$, находим по графику, приведенному на фиг. 11.1, среднюю величину $V_{7ср}=f(V_{y\,ср},\ v_{7в\,ср})$ и вычисляем

$$L_{ср}=\frac{1}{\varkappa}T_{ср}V_{7ср}+L_{тр.\,ср};$$

затем находим

$$\Delta t=\frac{J\omega_{ср}\Delta\omega}{L_{ср}}.$$

После этого обращаемся к уравнению поступательного движения, для чего приравниваем изменение количества движения машины, равное $\frac{G}{g}\Delta V$, импульсу избытка силы тяги $T_{ср}$ над весом G за найденный нами интервал времени Δt, т. е.

$$\frac{G}{g}\Delta V=(T_{ср}-G)\Delta t.$$

Отсюда

$$\Delta V=\frac{(T_{ср}-G)\Delta t}{G}g. \qquad (11.50)$$

После этого снова находим величину $V_{y\,ср}$

$$V_{y\,ср}=V_{y0}+\frac{\Delta V}{2}. \qquad (11.51)$$

Нужно помнить, что $V_{y\,ср}$ и $V_{y\,0}$ — величины отрицательные. Наносим полученную величину $V_{y\,ср}$ на фиг. 11.16 в виде крестика. Полученная точка K' в общем случае не совпадает с точкой K, соответствующей предположенному значению $V_{y\,ср}$. Беря среднюю величину, повторяем расчет, пока предположенное значение $V_{y\,ср}$ не совпадет со значением, полученным указанным путем, что получается обычно с двух попыток. Когда это будет достигнуто, продолжим линию V_y далее, экстраполируя ее на соседний участок до пунктирной линии, где находим снова $V_{y\,ср}$, и расчет повторяется полностью до этого интервала и т. д., пока не получится вся кривая в интересующем нас диапазоне.

В точке, где $V_y=0$, получится полная остановка вертолета, причем скорость вращения несущего винта будет равна некоторой величине ω_{min}. Подрыв в значительной степени зависит от отношения $\frac{T_{max}}{G}$.

Для авторотации мы имели определенные значения c_{y7} и $C_T=\frac{c_{y7}\sigma_7}{3{,}2}$ и тяга несущего винта T_A тогда равнялась весу машины, т. е.

$$T_A=G=\frac{c_{y7}\sigma_7}{3{,}2}\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega_A^2.$$

Обозначив c_{y7} при подрыве через $c_{y7\,max}$, мы можем написать

$$C_{T\,max}=\frac{c_{y7\,max}\sigma_7}{3,2}$$

и

$$T_{max}=\frac{c_{y7\,max}\sigma_7}{3,2}\,\frac{\pi}{2}\,\rho R^4\omega^2.$$

Следовательно,

$$\frac{T_{max}}{G}=\frac{c_{y7\,max}\omega^2}{c_{y7}\omega_A^2}.$$

При подрыве ω падает и при $\omega_{min}^2=\frac{c_{y7}\omega_A^2}{c_{y7\,max}}$ или $\omega_{min}=\omega_A\sqrt{\frac{c_{y7}}{c_{y7\,max}}}$ тяга T сравняется с весом машины G. Обычно вертолет летает при $c_{y7}\approx 0{,}5\div 0{,}6$, а $c_{y7\,max}\approx 1{,}2$. Следовательно, отношение $\frac{c_{y7}}{c_{y7\,max}}\approx\frac{1}{2}$ и тогда

$$\omega_{min}=\omega_A\sqrt{\frac{1}{2}}=0{,}7\omega_A. \qquad (11.52)$$

Переходить этот предел не следует, иначе начнется падение машины с ускорением под действием силы тяжести, и скорость начнет возрастать. Таким образом, интервал для величины ω лежит в пределах ω_A и ω_{min}, причем $\omega_{min}\approx\sqrt{\frac{1}{2}}\,\omega_A$.

Кинетическая энергия несущего винта пропорциональна ω^2; следовательно, в обычных условиях можно использовать лишь $^1/_2$ всей кинетической энергии несущего винта.

После окончательной увязки основных кривых нужно нанести на диаграмму время $t=\sum\Delta t$, прошедшее от начала подрыва, и нанести потерю высоты, равную для каждого интервала $\Delta\omega$ величине

$$\Delta H=V_{y\,ср}\Delta t, \qquad (11.53)$$

и тогда

$$H=\sum\Delta H. \qquad (11.54)$$

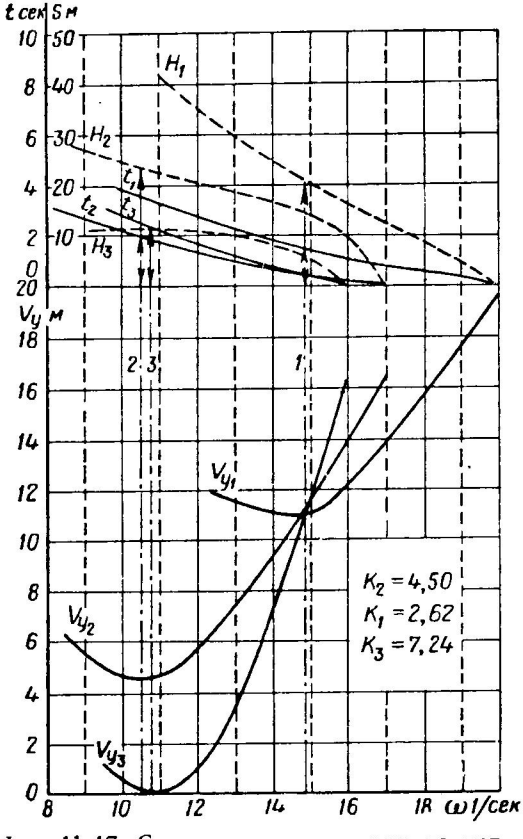
Кроме того, на диаграмму следует нанести величину среднего угла установки лопастей φ_7^0, равного для каждого интервала величине

$$\varphi_{7ср}^{\circ}=\alpha_7^{\circ}+\frac{V_{7ср}}{R\,0{,}7\omega_{ср}}\cdot 57{,}3. \qquad (11.55)$$

Получается полная характеристика всего процесса подрыва.

Недостатком этого расчета является приближенный характер положенных в его основу предположений; в частности, допущено, что поток у несущего винта установившийся, но при быстром изме-

нении V_y это предположение является недостаточно точным. Сама кривая $V_7=f(V_y, v_{7в})$ в исследуемой области является, как мы указывали, мало надежной. Но для ориентировочных расчетов изложенный прием допустим и дает достаточную точность. На сводной диаграмме (фиг. 11.17) и в табл. 11.4 приведены результаты трех таких расчетов. В первом случае $p\approx 21{,}6$ *кг/м²* и лопасти были легкими ($\frac{G_л}{G}\cdot 100=6\%$). Кривые для этого случая отмечены индексом «1». Окружная скорость во всех трех случаях была равна 200 *м/сек*. Оказалось, что у машины с такими параметрами скорость снижения может быть уменьшена подрывом лишь до величины $V_ш=V_{y1}=11{,}2$ *м/сек*. По формуле (11.43), т. е. $h=\frac{V_ш^2}{200}$, получаем в этом случае безопасный ход шасси, равный 0,63 *м*, что очень трудно осуществить на практике.



Фиг. 11.17. Сводная диаграмма расчета подрыва вертолета для трех теоретических случаев.

Во втором случае нагрузка на ометаемую площадь была взята малая и $p=15{,}6$ *кг/м²*, а лопасти более тяжелые ($\frac{G_л}{G}\cdot 100=7\%$). В этом случае подрыв мог уменьшить скорость снижения очень эффективно и $V_ш=V_{y2}=4{,}7$ *м/сек* и тогда безопасный ход шасси уменьшается до значения 0,11 *м*, что уже легко осуществимо.

Наконец, третья кривая V_{y3} показывает, что получится при еще меньшей величине $p=15{,}2$ *кг/м²* и искусственно утяжеленных лопастях: их относительный вес был увеличен с помощью грузов, расположенных на концах лопастей и имевших общий вес 100 *кг*. Оказалось, что в этом случае после подрыва несущего винта получается нулевая скорость снижения и $V_ш=V_{y3}=0$. При такой

посадке получается спуск без удара и теоретически шасси не испытывает добавочной нагрузки.

Таблица 11.4

Результаты расчетов подрыва вертолета при вертикальном спуске на авторотации. $U_A=200$ *м/сек*

	p *кг/м*^{2}	V_{yA} *м/сек*	$\frac{G_л}{G}$ 100	$V_ш$ *м/сек*	h *м*	$\frac{K_\omega}{K_V}$
1-й случай						
Легкая лопасть	21,6	19,4	6%	11,2	0,63	2,62
2-й случай						
Тяжелая лопасть	15,6	16,4	7%	4,7	0,11	4,6
3-й случай						
Тяжелая лопасть и добавочные грузы	15,2	16,2	9%	0	0	7,24

Высота H, на которой надо начинать подрыв, лежит во всех случаях, как это видно из кривых, нанесенных в верхней части фиг. 11.17, в пределах 20÷25 *м*, а весь процесс подрыва занимает 2÷3 сек.

Общий вывод получается следующий: для обеспечения полной безопасности посадки нужно обеспечивать скорость $V_ш$ порядка 8÷10 *м/сек*, тогда будет достаточен ход шасси порядка 0,5 *м*, что легко осуществимо.

Критерий возможности полного подрыва вертолета

Как мы видели, возможно использовать не всю кинетическую энергию вращающегося на авторотации несущего винта, а лишь приблизительно половину ее. Кроме того, и эта располагаемая энергия обратится в энергию торможения скорости спуска с некоторым к. п. д., так как у нас имеются потери на трение, концевые потери и индуктивные. В конечном счете, как показывают приведенные расчеты, обращается в энергию торможения лишь около $^1/_5 \div ^1/_7$ всей кинетической энергии вращения несущего винта. Следовательно, если последняя энергия в 7 раз больше кинетической энергии поступательного движения вертолета, то возможна полная остановка вертолета в воздухе, т. е. получение $V_ш=V_y=0$ в момент касания земли.

Рассмотрим это более подробно.

Кинетическая энергия вращения несущего винта в начале подрыва будет равна

$$K_\omega=\frac{J\omega_A^2}{2}. \qquad (11.56)$$

Величина момента инерции несущего винта может быть представлена в виде

$$J = mr_i^2 = \frac{G_л}{g} R^2 \bar{r}_i^2, \tag{11.57}$$

где $\bar{r}_i$ — относительный радиус инерции лопасти винта, а $G_л$ — суммарный вес всех лопастей (без втулки). Величина $\bar{r}_i^2 \approx \frac{1}{3}$ у обычных несущих винтов. Следовательно,

$$K_\omega = \frac{G_л R^2}{6g} \omega_A^2 = \frac{G_л U_A^2}{6g}. \tag{11.58}$$

Кинетическая энергия вертикального движения вертолета равна

$$K_V = \frac{G V_{yA}^2}{2g}, \tag{11.59}$$

и так как скорость снижения $V_{yA} \approx -2v_{7в}$, то можно написать:

$$K_V = \frac{2G}{g} v_{7в}^2. \tag{11.60}$$

Отношение этих энергий будет выражаться теперь так:

$$\frac{K_\omega}{K_V} = \frac{G_л R^2 \omega_A^2}{6g} \frac{g}{2G v_{7в}^2} = \frac{1}{12} \frac{G_л}{G} \frac{R^2 \omega_A^2}{v_{7в}^2} > 7.$$

На основе приведенных расчетов, для полного подрыва это отношение должно быть больше 7. Отсюда получаем критерий

$$\frac{G_л}{G} \frac{R^2 \omega_A^2}{v_{7в}^2} > 84, \tag{11.61}$$

или

$$\frac{G_л}{G} \frac{U_A^2}{v_{7в}^2} > 84. \tag{11.62}$$

Эта формула показывает, что полный подрыв тем легче получить, чем тяжелее лопасти, чем больше диаметр несущего винта, чем больше окружная скорость в начале подрыва и тем труднее, чем больше характеристическая скорость вертолета. Этот критерий можно выразить и через другие параметры, пользуясь тем, что

$$v_{7в} = \bar{v}_{7в} U = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_{Tв}}{\varkappa}} U = 2 \sqrt{\frac{p}{\varkappa \Delta}}.$$

Тогда получим, считая $\Delta=1$,

$$\frac{G_л}{G}\frac{1}{\overline{v}_{7в}^2}=\frac{G_л}{G}\frac{4\varkappa}{C_{Tв}}=\frac{G_л}{G}\frac{R^2\omega_A^2}{\frac{4}{\varkappa}p}=\frac{G_л}{G}\frac{\varkappa U_A^2}{4p}>84. \qquad (11.63)$$

Все величины в этом выражении взяты для висения у земли. Эта формула показывает, как влияют на возможность подрыва основные параметры несущего винта. Интересно по своей простоте выражение с $C_{Tв}$, которое можно переписать в таком виде:

$$\frac{G_л}{G}\frac{1}{G_{Tв}}>\frac{84}{4\varkappa},$$

или

$$C_{Tв}<\frac{G_л}{G}\frac{\varkappa}{21}. \qquad (11.64)$$

У хороших несущих винтов $\varkappa=0{,}92$ и тогда

$$C_{Tв}<\frac{G_л}{G}\frac{1}{22{,}8}. \qquad (11.65)$$

У большинства современных вертолетов $\frac{G_л}{G}\approx 0{,}065$ и тогда

$$C_{Tв}<\frac{G_л}{G\cdot 22{,}8}\approx 0{,}00284.$$

Такая малая величина $C_{Tв}$ не встречается у современных машин и вертолеты с $C_T>0{,}00284$ не могут садиться с полным подрывом, т. е. с нулевой вертикальной скоростью. Однако и у таких вертолетов подрыв может принести пользу, так как он может уменьшить кинетическую энергию спуска довольно значительно.

Из приведенных расчетов видно, что

$$V_ш/V_A\approx 1-0{,}15\,K_\omega/K_V$$

и для $V_ш/V_A\approx 0{,}5$ требуется $\frac{K\omega}{K_V}\approx 3{,}1$. В этом случае мы получим критерий частичного подрыва, равный

$$\frac{G_л}{G}\frac{U_A^2}{\overline{v}_{7в}^2}>37 \qquad (11.66)$$

и формула (11.65) получит следующий вид:

$$C_{Tв}<\frac{G_л}{G}\frac{1}{10}. \qquad (11.67)$$

Если ввести в эту формулу относительный вес лопастей в процентах, $\overline{G}_л\,\% = \frac{G_л}{G}\cdot 100$, то она перепишется в таком виде:

$$C_{Tв}<\frac{\overline{G}_л\%}{1000}. \qquad (11.68)$$

Таким образом, для того, чтобы обеспечить уменьшение скорости снижения путем подрыва до $V_ш = 0{,}5\ V_A$, нужно иметь при $\frac{G_л}{G} 100 = 6{,}5\%$ коэффициент тяги у земли порядка $C_{T\,в} < 0{,}0065$. Более точные результаты можно получить, проделав описанный расчет для данной машины.

§ 11.6. СПЕЦИАЛЬНЫЕ МЕРОПРИЯТИЯ ПО УЛУЧШЕНИЮ ВЕРТИКАЛЬНОГО СПУСКА ВЕРТОЛЕТА. ВОЗДУШНАЯ ПОДУШКА

Кроме указанных основных приемов уменьшения C_T (т. е. p *кг/м*^{2}) и увеличения хода шасси, в авиационной литературе предлагалось множество различных способов для улучшения вертикального спуска вертолета.

Простейшим из них является прикрепление в концах лопастей грузов, увеличивающих момент инерции лопастей. Того же эффекта можно добиться просто увеличением прочности лопастей, что во многих случаях вполне рационально. Лопасти весят обычно от 4 до 6,5% от полетного веса машины и увеличение их веса до 7÷9%, особенно при небольшом увеличении диаметра винта, практически мало скажется на полезном грузе машины.

Другим, более эффективным, методом является установка на концах лопастей не мертвых грузов, а небольших жидкостных или пороховых ракет. Для обеспечения безопасности спуска достаточна продолжительность горения этих ракет порядка нескольких десятков секунд, что позволяет сделать их очень малых размеров и полностью утопить в лопасти для уменьшения аэродинамических потерь.

Более примитивными предложениями являются те, которые основаны на применении парашютов. Очень трудно сделать парашют для машины в целом, так как он получается очень тяжелым, а применение малого парашюта, способного обеспечить спуск лишь кабины с людьми, встречает большие затруднения из-за необходимости вывести парашют из-под диска несущего винта.

Предлагали устраивать специальные крылья для спуска, на которых вся машина могла бы спуститься как планер. Это связано уже с компоновкой машины в целом и мы рассмотрим такие схемы в гл. 16.

Наконец, с целью обеспечения большей безопасности вертикального спуска на авторотации, когда у некоторых машин наблюдается тенденция к сильному раскачиванию, следует применять специальные виды пилотирования. Большей частью сильное раскачивание происходит тогда, когда летчик хочет уменьшить кажущуюся ему слишком большой скорость снижения вертолета и начинает увеличивать шаг несущего винта. Тогда начинается частичный срыв потока, это вызывает тряску машины и, кроме того, «осколки» вихревого кольца при больших углах атаки лопасти могут вызвать

срывы потока в разных местах диска несущего винта, что может привести к раскачиванию машины. Кроме того, при большом шаге управляемость вертолета всегда уменьшается (мал запас $c_{y\text{п}}$), и машина может перестать слушаться летчика. Следует всегда помнить, что скорость вертикального снижения на авторотации велика и у современных вертолетов достигает значения 15÷20 *м/сек*, поэтому ее бояться не следует, а нужно стремиться возможно быстрее поставить винт на режим установившейся авторотации, но для этого нужно уменьшать шаг несущего винта, а не увеличивать его. Когда машина встанет на правильную авторотацию, то вернется и управляемость.

Еще более радикальным способом явился бы отказ от спуска на авторотации и переход к спуску на режиме ветряной мельницы, где пропадают вихревые кольца и начинается опять плавное течение воздуха с образованием четкой струи (см. фиг. 11.8) воздуха.

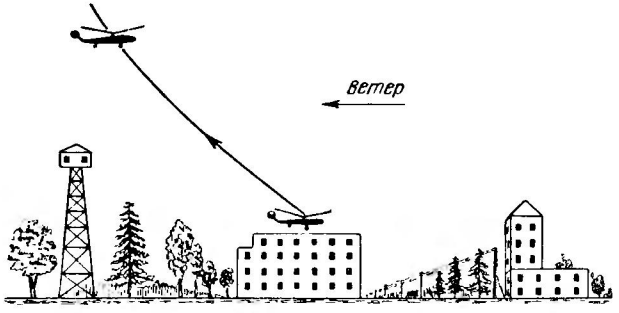
При переходе на такой режим скорость снижения возрастает по сравнению с чистой авторотацией лишь на 10÷15%, но получается полная управляемость машины. Трудностью является здесь то обстоятельство, что несущий винт на режиме ветряной мельницы дает очень большую отрицательную мощность. Для поглощения этой мощности нужны очень мощные тормоза. В настоящее время на многих вертолетах устанавливаются подобные тормоза, но обычно очень малой мощности. Они пригодны лишь для торможения вращающегося на земле несущего винта, что применяется для обеспечения безопасности обслуживания машины, высадки пассажиров и т. д.

Для торможения спуска на режиме ветряного двигателя нужны мощные тормоза и их проще всего осуществить в виде столь распространенных в настоящее время на самолетах закрылков, предкрылков и интерсепторов. Все такие приемы требуют уменьшения p, что уменьшает скорость горизонтального полета. Поэтому они и не нашли до сих пор применения.

И, наконец, наиболее хорошим средством повышения безопасности полета является установка двух и более двигателей. Остановка одного двигателя позволит сравнительно медленно опускаться, правда, в условиях нижнего вихревого кольца, т. е. при наличии неожиданных колебаний, «бросков» машины, что при достаточной управляемости не представляет опасности.

Во всех случаях, когда это не является необходимым, следует спускаться по наклонным траекториям, так как даже небольшая горизонтальная скорость будет «сдувать» вихревое кольцо и его «осколки» назад и они не будут попадать в несущий винт. Спуск же под углом в 45° практически мало отличается от вертикального, но происходит гораздо спокойнее последнего. При наличии ветра такой спуск может быть относительно земли вертикальным. При таком спуске, при приторможенных колесах пробега по земле не получается, и машина останавливается после проскальзывания в

2÷3 *м*. Взлет с очень малой площадки, например, с крыши здания, рекомендуется производить обязательно против ветра и затем набирать высоту, пятясь назад (фиг. 11.18). Тогда в случае падения

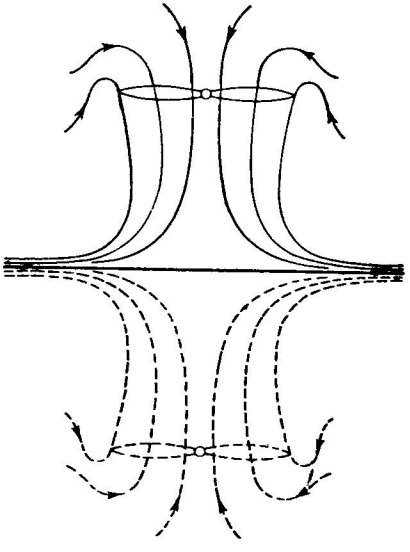


Фиг. 11.18. Взлет вертолета с ограниченной площадки.

мощности двигателя в полете («скисания» двигателя) можно будет спуститься не строго по вертикали, а по несколько наклонной траектории, что делает спуск гораздо более спокойным.

Воздушная подушка

Еще на опытах с моделями винтов было замечено, что вблизи земли тяга несущего винта возрастает, а мощность, потребная на его вращение, падает. Струя, отбрасываемая несущим винтом, имеет тогда форму, представленную на фиг. 11.19.

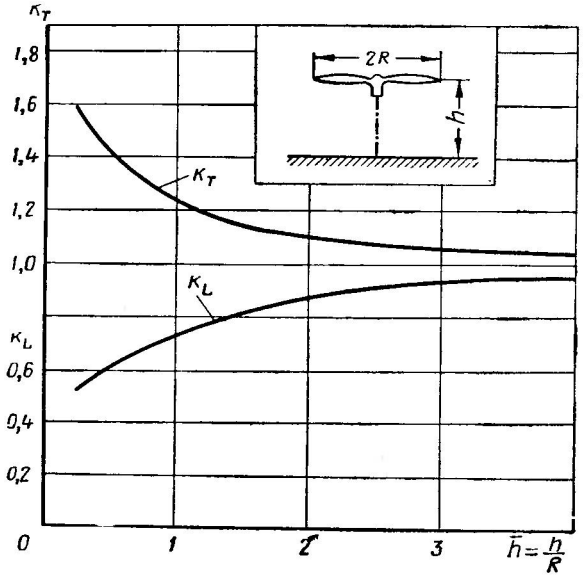


Фиг. 11.19. Эффект близости земли.

С точки зрения теоретической аэродинамики эффект земли можно заменить так называемым з е р к а л ь н ы м отражением несущего винта в земле, т. е. фиктивным винтом, указанным на фиг. 11.19 пунктиром. Однако математический учет такой работы несущего винта очень труден, и строгой теории, учитывающей влияние близости земли на работу несущего винта, еще не имеется. Наиболее удачная приближенная теория была разработана В. А. Кожевниковым (см. список литературы).

Имеется очень много экспериментальных исследований этого вопроса, причем опыты проводились и с моделями несущих винтов и с вертолетами в натуру; на основе этих опытов построен график

(фиг. 11.20). На нем показано увеличение тяги $k_T=\frac{T}{T_\infty}$ и уменьшение мощности $k_L=\frac{L}{L_\infty}$, где T и L взяты для данной высоты втулки винта от земли, отнесенной к радиусу несущего винта, т. е. $\bar{h}=\frac{h}{R}$, а T_∞ и L_∞ соответствуют такой высоте, где влияние земли пропадает.

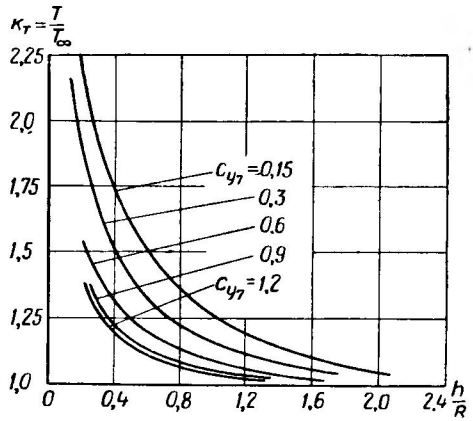


Фиг. 11.20. Изменение тяги и мощности вблизи земли: воздушная подушка

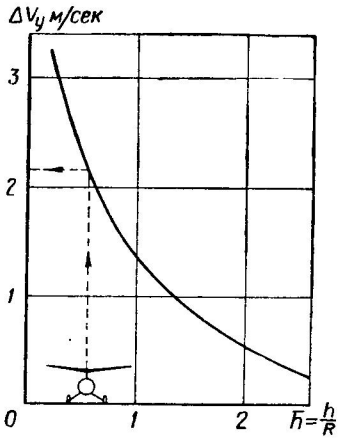
Угол установки лопастей оставался в этих опытах неизменным, соответствующим полету на высоте, где влияние земли незаметно. Оказывается, что влияние земли очень велико при малых значениях $\bar{h}$ и очень быстро падает с подъемом вертолета. Можно считать, что на высоте $\bar{h}=\frac{h}{R}$, равной 2, т. е. при $h=2R=D$, влияние земли почти пропадает.

Используя избыток мощности, можно на относительных высотах втулки $\bar{h}\approx 0{,}2$ получить более чем на 50% повышенную тягу. Этот эффект, так называемая «воздушная подушка», позволял на заре вертолетостроения некоторым машинам отделяться от земли на 2÷5 *м*, но, конечно, это не было нормальным полетом. И теперь при установлении «рекордов» грузоподъемности частные фирмы в капиталистических странах нередко используют «подушку» в рекламных целях, поднимая у земли вертолет, обвешанный

людьми. Воздушная подушка позволяет вертолету в случае нужды подняться в перегруженном состоянии. Если затем ему сообщить горизонтальную скорость, то, как увидим далее, вертолет может летать уже с меньшей затратой мощности и подняться на значительную высоту. Таким образом, эффект воздушной подушки может быть использован в случае необходимости, например, когда нужно перевезти очень тяжелый груз.



Фиг. 11.21. Изменение тяги при постоянной мощности у несущего винта вблизи земли.



Фиг. 11.22. Уменьшение вертикальной скорости снижения от эффекта воздушной подушки.

Для расчетов удобнее такие диаграммы, в которых эффект земли определен исходя из постоянной мощности, как это сделано на фиг. 11.21, где дана величина $k_T=\frac{T}{T_\infty}$ для несущих винтов с различной величиной $c_{y7}=\frac{3,2C_T}{\sigma_7}$.

Оказывается, что при больших c_{y7} увеличение тяги сравнительно мало, а при малых оно велико. Так, у вертолетов, имеющих $c_{y7}\approx 0,4$, у которых при стоянке на земле высота $\bar{h}=1/2$, получается $k_T=1,35$.

Интересно отметить, что, как показали опыты (фиг. 11.22), воздушная подушка оказывает заметное тормозящее действие при вертикальном спуске вертолета на авторотации. Уменьшение вертикальной скорости достигает 1,5÷2 *м/сек*.

Нужно еще отметить стабилизирующее действие воздушной подушки: опустившаяся вниз часть диска винта развивает бо́льшую тягу, чем поднявшаяся, а это создает выравнивающий момент и ось несущего винта стремится встать перпендикулярно к земной поверхности.

ЧАСТЬ III

ПОЛЕТ С ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СКОРОСТЬЮ

Глава 12

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ УГЛЫ И СКОРОСТИ У НЕСУЩЕГО ВИНТА ПРИ ПОЛЕТЕ С ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СКОРОСТЬЮ

§ 12.1. УГЛЫ, ОБРАЗОВАННЫЕ ПОЛНОЙ СИЛОЙ ТЯГИ T С ОСЯМИ КООРДИНАТ

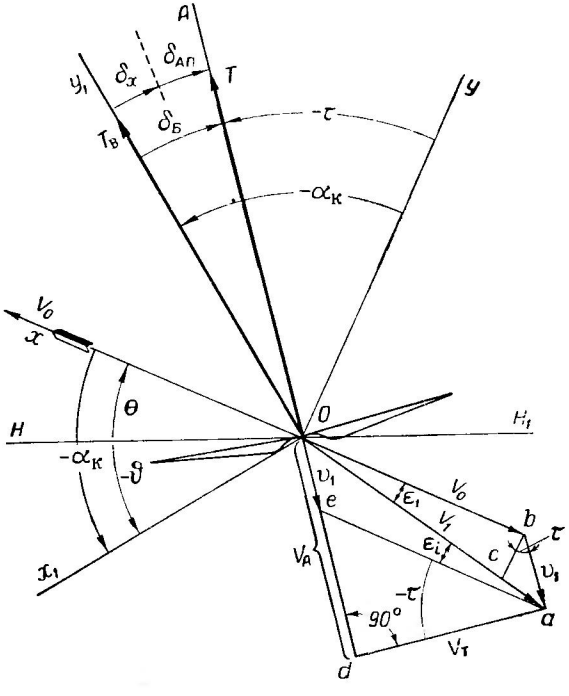
Чтобы понять работу несущего винта при полете с горизонтальной скоростью, весьма важно изучить углы, образуемые силой тяги несущего винта с осями координат, и получить необходимые для расчета зависимости между этими углами. В этом параграфе мы будем рассматривать лишь углы, лежащие в плоскости полета вертолета. Существуют еще небольшие отклонения силы тяги вбок, но мы будем считать в этой главе, что они уничтожаются летчиком с помощью автомата-перекоса.

На фиг. 12.1 изображен несущий винт в условиях так называемой «косой обдувки». Ось его втулки дает положения связанной с ним оси координат Oy_1. Перпендикулярная к ней плоскость называется конструктивной плоскостью вращения. Связанная ось Ox_1 идет согласно нашему стандарту вперед, как показано на чертеже. Если бы скорость набегающего потока была равна нулю, то тяга несущего винта $T_в$ была бы направлена по связанной или конструктивной оси Oy_1.

Если теперь вертолет начнет двигаться по направлению оперенной стрелки V_0, то сила тяги изменит свою величину и займет новое положение T. Летчик с помощью изменения угла φ_7 опять сделает тягу практически равной весу машины. Пусть скорость V_0 образует с конструктивной плоскостью вращения так называемый конструктивный угол атаки $\alpha_к$. Проведем скоростные оси координат Ox, Oy, как показано на чертеже. Угол между осями Oy и Oy_1 будет равен $\alpha_к$; знак этого угла на вертолетном режиме будет отрицательным, так как отсчет от оси Oy к оси Oy_1 будет направлен на фиг. 12.1 против часовой стрелки. Этот знак мы поставим на чертеже в явном виде. Напомним, что согласно гл. 2 все знаки углов у нас берутся в строгом соответствии с осями координат. Отклонение силы тяги назад, т. е. переход ее

из положения $T_в$ в положение T произойдет в общем случае от двух причин.

Во-первых, от косой обдувки сила тяги отклонится назад на угол δ_x и, во-вторых, летчик с помощью автомата-перекоса может отклонить полную силу тяги на некоторый угол $\delta_{АП}$. Полный поворот силы тяги будет равен $\delta_x + \delta_{АП}$. Этот угол играет большую



Фиг. 12.1. Характерные углы и скорости при косой обдувке несущего винта ($\alpha_к < 0$).

роль при аэродинамическом расчете и балансировке вертолетов и мы будем его называть углом балансировки и писать:

$$\delta_Б = \delta_x + \delta_{АП}. \qquad (12.1)$$

Для аэродинамического расчета весьма важен угол τ, образуемый полной аэродинамической силой несущего винта с перпендикуляром к скорости полета, т. е. с осью Oy. При вертолетном режиме (см. фиг. 12.1) он отрицателен, и его величина при соблюдении знаков будет такой:

$$-\alpha_к = \delta_x + \delta_{АП} - \tau,$$

или

$$\tau = \alpha_к + \delta_x + \delta_{АП} = \alpha_к + \delta_Б. \qquad (12.2)$$

Угол τ можно назвать углом качества несущего винта, так как, разложив силу T на две составляющих X и Y по скоростным осям, мы получим

$$\operatorname{tg}\tau = -\frac{X}{Y}. \qquad (12.2')$$

На удобство применения этого угла в аэродинамическом расчете впервые было указано в работе М. Л. Миля и В. И. Ярошенко [1]. Здесь имеется полная аналогия с крылом, где аэродинамическое качество связано с углом полной аэродинамической силы соотношением

$$\operatorname{tg}\tau = \frac{Q}{Y} = -\frac{X}{Y} = \frac{1}{K},$$

где Q — лобовое сопротивление крыла; Y — его подъемная сила и $K = \frac{c_y}{c_x}$ — аэродинамическое качество крыла.

У вертолета получится знак минус, так как сила X направлена у него вперед, а угол τ отрицателен. Заметим еще, что лопасти при наличии горизонтальных шарниров будут при этом вращаться не в конструктивной плоскости Ox_1, а в некоторой плоскости, близкой к плоскости, нормальной к силе T. В дальнейшем мы подробно рассмотрим этот вопрос.

Производя аэродинамический расчет, мы будем определять углы τ и δ_x; а угол $\delta_Б$ будет задан компоновкой машины. Исходя из этих величин, в заключение расчета можно по формулам (12.1) и (12.2) легко найти конструктивный угол атаки

$$\alpha_к = \tau - \delta_Б \qquad (12.3)$$

и необходимое для балансировки машины отклонение силы T под действием автомата-перекоса

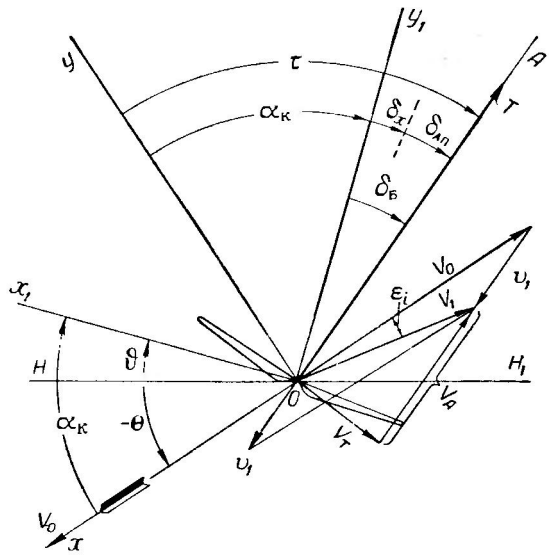
$$\delta_{АП} = \delta_Б - \delta_x. \qquad (12.4)$$

На фиг. 12.1 несущий винт был изображен в положении нормальной работы и конструктивный угол атаки $\alpha_к$ и угол качества τ были у него отрицательными. На некоторых вертолетах с гребным винтом и на автожирах возможен полет с положительным углом атаки. Планирование вертолета также происходит при положительных углах $\alpha_к$ и τ.

Все полученные нами формулы, дающие связь между углами, сохраняют свою силу и в этом случае благодаря строгому соблю-

[1] Техника Воздушного Флота № 11, 1946 г., «Аэродинамический расчет геликоптера».

дению правила знаков. На фиг. 12.2 изображен винт при положительном угле атаки $\alpha_к$ и сразу можно написать, что $\tau = \alpha_к +$



Фиг. 12.2. Характерные углы и скорости на режиме планирования ($\alpha_к > 0$).

$+ \delta_x + \delta_{АП} = \alpha_к + \delta_Б$; $\alpha_к = \tau - \delta_Б$; $\delta_{АП} + \delta_x = \delta_Б$ и $\delta_{АП} = \delta_Б - \delta_x$, т. е. формулы (12.1), (12.2), (12.3) и (12.4), уже ранее полученные.

Углы взлета и тангажа

На фиг. 12.1 даны еще два важных угла, характеризующих движение вертолета относительно земли. Это угол взлета θ, образованный скоростью полета V_0 с горизонтом (линия HH_1), и угол тангажа ϑ, образуемый конструктивной плоскостью вращения (линия Ox_1) с горизонтом. Из чертежа видна непосредственная связь между этими углами

$$\theta = \vartheta - \alpha_к,$$

или

$$\vartheta = \theta + \alpha_к. \qquad (12.5)$$

Почти всегда ось фюзеляжа, обычно проводимая параллельно полу кабины, образует с конструктивной плоскостью вращения угол $\varphi_ф$. Его мы будем называть углом установки оси фюзеляжа. Тогда наклон пола (оси фюзеляжа) в полете будет таким (см. фиг. 12.1):

$$\vartheta_ф = \vartheta + \varphi_ф = \theta + \alpha_к + \varphi_ф. \qquad (12.6)$$

Эти формулы справедливы для $\alpha_к \leqslant 0$ (см. фиг. 12.2).

§ 12.2. СКОРОСТИ ОБДУВКИ ДИСКА НЕСУЩЕГО ВИНТА И УГОЛ СКОСА ПОТОКА

Рассмотрим струю воздуха, набегающую на работающий несущий винт, с точки зрения импульсной теории (см. фиг. 12.1). Невозмущенный воздух набегал бы на диск винта со скоростью V_0, как показано на чертеже. К этой скорости прибавится индуктивная скорость v_1 (скорость подсасывания), вызванная работой несущего винта. Ее мы будем брать средним значением по диску, т. е. как бы считать постоянной. Произведение этой скорости на секундную массу протекающего воздуха, должно равняться действующей силе T. Направлена эта скорость прямо противоположно силе T. Согласно правилу знаков, приведенному в гл. 2, эта скорость положительна при положительной силе T и направлена при нормальном полете вниз.

Складывая векторно скорость невозмущенного потока V_0 с индуктивной скоростью v_1, получим полную скорость V_1 воздуха, пересекающего диск, т. е.

$$\vec{V}_1 = \vec{V}_0 + \vec{v}_1. \tag{12.7}$$

Сила T определяет направление аэродинамической оси несущего винта OA. Шарнирно подвешенные лопасти современных вертолетов при косой обдувке приходят в маховое движение (см. гл. 15) и, как показывают теория и опыты, начинают вращаться не около конструктивной оси Oy_1, а почти в точности около аэродинамической оси OA. Угол между ними равен $\delta_Б$.

Для аэродинамического расчета весьма удобно разложить скорость потока V_1 на два компонента: по аэродинамической оси — V_A и по перпендикуляру к ней — V_T. Скорость V_A мы будем называть скоростью протекания воздуха через диск несущего винта, отклоненный на угол $\delta_Б = \delta_к + \delta_{АП}$ от оси Oy_1, и скорость V_T будем называть скоростью скольжения воздуха вдоль этого диска.

Из фиг. 12.1 непосредственно видно, что

$$V_A = -V_0 \sin\tau + v_1 \tag{12.8}$$

и

$$V_T = V_0 \cos\tau. \tag{12.9}$$

В первой формуле поставлен знак минус, так как $\tau < 0$.

Полная скорость потока в плоскости диска V_1 может теперь быть представлена так:

$$V_1 = \sqrt{V_A^2 + V_T^2}. \tag{12.10}$$

Знаки у всех скоростей взяты по единому правилу, изложенному в гл. 2; углы τ и $\alpha_к$ в нашем случае вертолетного режима имеют знаки минус, что и указано на чертеже. Угол между скоростями V_1

и V_0 называется углом индуктивного скоса потока и обозначается в теории индуктивного сопротивления через ε_i. Этот угол играет очень большую роль как в теории крыльев, так и в теории винтов. Найдем его величину. Угол $\varepsilon_i = \angle Oad - \angle ead$; но $\angle Oad = \operatorname{arc\,tg}\frac{V_A}{V_T}$, а $\angle ead = -\tau$ (см. фиг. 12.1).

Следовательно,

$$\varepsilon_i = \operatorname{arc\,tg}\frac{V_A}{V_T} + \tau. \tag{12.11}$$

Этот угол можно также вычислить приближенно с большой точностью из следующих соображений: величина ε_i на всех режимах полета мала,— порядка $2^1/_2{}^\circ$. Если в точке b на фиг. 12.1 восстановить к линии Ob перпендикуляр bc, то угол $abc = \tau$ и из полученного маленького треугольника bca, который можно считать прямоугольным, получим, что отрезок

$$\overline{bc} = v_1 \cos\tau,$$

а малый угол скоса в радианах будет равен

$$\varepsilon_i \approx \frac{\overline{bc}}{V_0} = \frac{v_1}{V_0}\cos\tau. \tag{12.12}$$

Формулы (12.11) и (12.12) дают практически совпадающие результаты.

Безразмерные или относительные скорости

Как мы уже знаем, в теории винтов очень удобно пользоваться введенными проф. Н. Е. Жуковским и В. П. Ветчинкиным относительными скоростями, равными по величине отношению любых скоростей к окружной скорости конца лопасти $U = R\omega$. Все такие скорости без исключения пишутся с помощью тех же букв, как именованные, но над ними ставится черта. Таким образом, получаем:

$$\left.\begin{aligned} &\overline{V}_A = \frac{V_A}{R\omega}; \quad \overline{V}_0 = \frac{V_0}{R\omega}; \\ &\overline{V}_T = \frac{V_T}{R\omega}; \quad \overline{v}_1 = \frac{v_1}{R\omega}; \\ &\overline{V}_1 = \frac{V_1}{R\omega} \text{ и т. д.} \end{aligned}\right\} \tag{12.13}$$

Вводя эти обозначения во все выведенные формулы, путем деления их на $R\omega$, получим основные выражения для теории несущего винта:

$$\overline{V}_A = -\overline{V}_0 \sin\tau + \overline{v}_1; \tag{12.14}$$

$$\overline{V}_T = \overline{V}_0 \cos\tau; \tag{12.15}$$

$$\overline{V}_1 = \sqrt{\overline{V}_T^2 + \overline{V}_A^2}; \tag{12.16}$$

$$\varepsilon_i = \operatorname{arc\,tg}\frac{\overline{V}_A}{\overline{V}_T} + \tau, \tag{12.17}$$

или

$$\varepsilon_i \approx \frac{v_1}{V_0}\cos\tau. \tag{12.18}$$

Как легко видеть, режим работы несущего винта задается двумя любыми величинами: или $\overline{V}_0$ и $\alpha_к$ (или $\tau = \alpha_к + \delta_Б$), или $\overline{V}_A$ и $\overline{V}_T$, или $\overline{V}_T$ и $\alpha_к$ и т. д.

Отметим, что при $\tau > 0$ эти формулы сохраняют свою силу, как это видно из фиг. 12.2.

При полете на вертолетном режиме $\tau < 0$ и $V_A > 0$.

На автожирном режиме $\tau > 0$ и $V_A < 0$ и воздух пересекает диск снизу вверх. При этом $\alpha_к = \tau - \delta_Б > 0$.

Замечание об аксиальной скорости V_a и тангенциальной скорости V_t (λ и μ)

Некоторые авторы для упрощения расчета принимают, что индуктивная скорость v_1 направлена не по силе T, а по конструктивной оси вращения Oy_1. Тогда вместо формул (12.11) и (12.12) получится следующее выражение:

$$\varepsilon_i = \operatorname{arc\,tg}\frac{V_{y1}}{V_{x1}} + \alpha_к \approx \frac{v_1}{V_0}\cos\alpha_к. \tag{12.19}$$

Здесь V_{x1} и V_{y1} компоненты скорости V_1 по осям Ox_1 и Oy_1.

Скоростями V_{x1} и V_{y1} мы будем пользоваться при рассмотрении махового движения лопастей. Для упрощения написания формул мы в дальнейшем будем писать $\overline{V}_a$ вместо $\overline{V}_{y1}$, называя ее аксиальной скоростью, и $\overline{V}_t$ вместо $\overline{V}_{x1}$, называя ее тангенциальной скоростью потока.

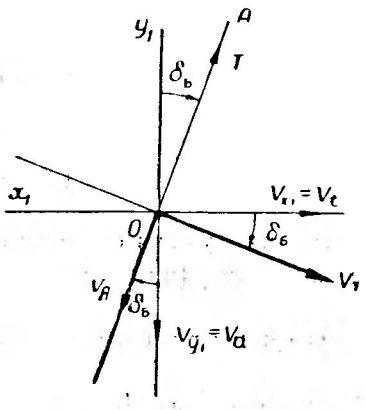
Формулы (12.14) и (12.15) напишутся в этом случае в таком виде:

$$\overline{V}_a = -\overline{V}_0 \sin\alpha_к + \overline{v}_1 = -\lambda; \tag{12.20}$$

$$\overline{V}_t = \overline{V}_0 \cos\alpha_к = \mu. \tag{12.21}$$

Здесь λ и μ обозначают эти скорости в англо-американском стандарте. Они встречаются и у нас в работах разных авторов (см. гл. 2).

Скорости $\overline{V}_{x1}$ и $\overline{V}_{y1}$ связаны простым соотношением со скоростями $\overline{V}_A$ и $\overline{V}_T$. Проектируя обе скорости $\overline{V}_A$ и $\overline{V}_T$ на связанные оси координат Ox_1y_1, получим по фиг. 12.3 соответственно:



Фиг. 12.3. Переход от скоростей V_T и V_A к скоростям $V_{x1}=V_t$ и $V_{y1}=V_a$.

$$\overline{V}_t = \overline{V}_T \cos\delta_б - \overline{V}_A \sin\delta_б;$$

$$\overline{V}_a = \overline{V}_T \sin\delta_б + \overline{V}_A \cos\delta_б.$$

Угол $\delta_б$ мал и обычно меньше 3°, поэтому можно принять, что $\sin\delta_б \approx \delta_б$ и $\cos\delta_б \approx 1$. Тогда получим

$$\overline{V}_t = \overline{V}_T - \overline{V}_A\delta_б \approx \overline{V}_T;$$

$$\overline{V}_a = \overline{V}_T\delta_б + \overline{V}_A.$$

В первой формуле второй член $\overline{V}_A\delta_б$ мал по сравнению с первым и его можно отбросить. Окончательно получаем

$$\left.\begin{aligned} \overline{V}_t &= \overline{V}_T = \mu; \\ \overline{V}_a &= \overline{V}_A + \overline{V}_T\delta_б = -\lambda. \end{aligned}\right\} \qquad (12.22)$$

Для аэродинамического расчета скорости V_A и V_T дают много преимуществ и сильно упрощают все формулы, почему мы и будем ими пользоваться в главах, посвященных аэродинамическому расчету и балансировке вертолетов.

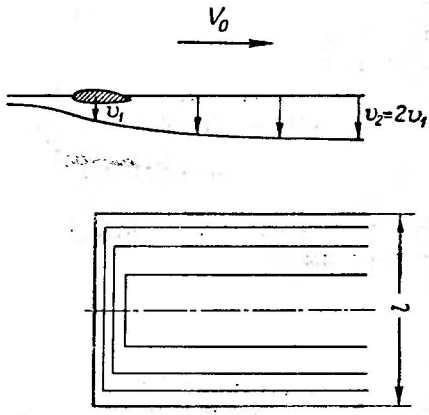
§ 12.3. ИНДУКТИВНАЯ СКОРОСТЬ ПРИ КОСОЙ ОБДУВКЕ ИЗОЛИРОВАННОГО НЕСУЩЕГО ВИНТА

Для дальнейшего развития теории нам нужно научиться находить среднюю индуктивную скорость v_1 на ометаемом лопастями диске несущего винта. Для этого воспользуемся теорией индуктивного сопротивления, дающей общие формулы для любых несущих систем. Эта теория подробно излагается во всех больших курсах теоретической и экспериментальной аэродинамики (см., например, Б. Н. Юрьев, Экспериментальная аэродинамика, часть II, Оборонгиз, 1938). На возможность ее применения для расчета вертолетов указали впервые Лок и Глауэрт (см. список литературы) в 1928 г. Напомним ее основные положения.

Крыло или любая несущая система эквивалентны системе вихрей, изображенных на фиг. 12.4. Крыло заменено здесь так называемыми присоединенными вихрями Жуковского, иду-

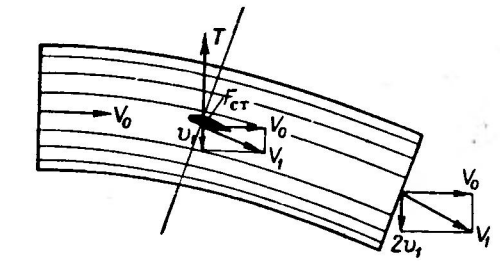
щими по размаху крыла. Они сбегают с крыла в виде вихревой пелены. Эти вихри создают в окружающем крыло воздухе так называемые индуктивные скорости. В случае крыла с эллиптическим законом изменения циркуляции по размаху («эллиптического крыла») вертикальная скорость скоса v_1 по всему размаху одинакова. За крылом, на расстоянии полуразмаха, эта скорость, оставаясь почти постоянной по размаху, увеличивается примерно в 2 раза, т. е.

$$v_2 = 2v_1. \qquad (12.23)$$



Фиг. 12.4. Вихри у крыла $v_2=2v_1$.

Теория индукции позволяет находить индуктивные скорости, т. е. скорости, вызванные вихрями в любой точке пространства (x, y, z), и получить три компонента этих скоростей v_x, v_y и v_z. Влияние вихрей в этой теории хотя и простирается до бесконечности, но быстро ослабевает. Поэтому в приближенных расчетах можно считать, что несущая система действует лишь на воздушную струю, имеющую вид трубы (фиг. 12.5), и вызывает в ней некоторую среднюю индуктивную скорость v_1 в нормальном к V_1 сечении, проходящем через центр несущей системы. Пусть площадь такого сечения струи равна F_c. Тогда очень легко вычислить индуктивную скорость v_1 по секундному импульсу подъемной силы системы, т. е. по силе T. Действительно, секундная масса воздуха, проходящего через струю, равна $m=\rho F_c V_1$; изменение количества движения по вертикали в 1 сек. будет равно $m2v_1=2\rho F_c V_1 v_1$; оно должно равняться импульсу силы T за 1 сек., т. е.



Фиг. 12.5. Эквивалентная струя у несущей системы.
v_1 — индуктивная скорость.

$$T = 2\rho F_c V_1 v_1. \qquad (12.24)$$

Отсюда

$$v_1 = \frac{T}{2\rho F_c V_1}. \qquad (12.25)$$

Заметим, что совершенно такую же формулу мы уже получили в гл. 7 для винта, работающего при осевой скорости (см. фиг. 7.6). Таким образом, импульсная теория охватывает единой формулой как крыло, так и винт в осевой и косой обдувке. В этом, несмотря

на ее приближенный характер, заключается ее весьма большая практическая ценность. Скорость v_1 вообще может сильно изменяться по диску, но средняя скорость v_1, вычисленная по импульсу реальной тяги T, позволяет, как увидим далее, достаточно точно определить мощность, потребляемую несущим винтом, как в осевой обдувке, с чем мы уже познакомились в предыдущих главах, так и в косой.

Частным случаем осевой работы несущего винта является режим висения, когда $V_0=0$. Тогда $V_1=v_{1в}$ и

$$T_в = 2\rho F_c v_{1в}^2 .$$

Индекс «в» указывает, что рассматривается режим висения. Отсюда находим

$$v_{1в} = \sqrt{\frac{T}{2\rho F_c}} . \qquad (12.26)$$

Скорость $v_{1в}$ играет большую роль в теории винтов и мы будем называть ее характеристической скоростью несущего винта. Какова же площадь сечения струи F_c? Оказывается, что для идеального крыла она равна площади круга с радиусом, равным полуразмаху, т. е.

$$F_c = \pi\left(\frac{l}{2}\right)^2 . \qquad (12.27)$$

Несущий винт с точки зрения теории является также эллиптическим (круговым) крылом и для него можно было бы брать такую же площадь, если бы не существовало у него концевых потерь. Мы с этим вопросом познакомились в § 8.6 и потому вводим и здесь концевые потери и считаем, что площадь струи будет несколько меньше площади описанного круга, т. е.

$$F_c = \varkappa F = \varkappa \frac{\pi D^2}{4} . \qquad (12.28)$$

Поэтому в дальнейшем мы всюду будем вводить концевые потери, заменяя F_c через $\varkappa F$. Формула (12.25) перепишется тогда в таком виде:

$$v_1 = \frac{T}{2\varkappa\rho F V_1} ; \qquad (12.25')$$

она соответствует полету с горизонтальной скоростью. Для работы несущего винта на висении формула (12.26) перепишется в таком виде:

$$v_{1в} = \sqrt{\frac{T}{2\rho F_c}} = \sqrt{\frac{T}{2\rho\varkappa F}} = \sqrt{\frac{p}{2\rho\varkappa}} , \qquad (12.29)$$

или, вводя $p=\frac{\Delta}{8}$, получим удобную расчетную формулу

$$v_{1в}=2\sqrt{\frac{p}{\varkappa\Delta}}. \tag{12.30}$$

Подставив в формулу (12.30) выражение T через C_T, найдем

$$v_{1в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}. \tag{12.31}$$

Эти формулы мы уже вывели в гл. 7 [см. формулу (7.26)]. Для косой обдувки мы примем, что $F_c=\varkappa F$, как и в случае осевой обдувки. Ищем теперь скорость v_1 исходя из двух полученных формул, считая тягу T очень близкой к весу машины G и равную в обоих случаях

$$T=2\rho F_c V_1 v_1 \tag{12.24}$$

и

$$T=T_в=2\rho F_c v_{1в}^2. \tag{12.26'}$$

Отсюда находим

$$V_1 v_1=v_{1в}^2. \tag{12.32}$$

Подставляем сюда $V_1=\sqrt{V_A^2+V_T^2}$ и возводим полученное выражение в квадрат:

$$(V_A^2+V_T^2)\,v_1^2=v_{1в}^4.$$

Подставляя теперь в эту формулу $V_A=-V_0\sin\tau+v_1$ и $V_T=V_0\cos\tau$, получаем после сокращения и раскрытия скобок

$$v_1^2V_0^2-2V_0v_1^3\sin\tau+v_1^4-v_{1в}^4=0.$$

Для удобства составления обобщенных графиков вводим в это уравнение новые безразмерные скорости, отнеся их к характеристической скорости $v_{1в}$. Такой прием впервые предложил в теории винтов проф. В. П. Ветчинкин (см. § 7.9). Будем обозначать такие безразмерные скорости волнистой чертой сверху, т. е. будем писать:

$$\tilde{V}_0=\frac{V_0}{v_{1в}};\quad \tilde{v}_1=\frac{v_1}{v_{1в}}. \tag{12.33}$$

Разделив полученное уравнение на $v_{1в}^4$, получим

$$\tilde{v}_1^2\tilde{V}_0^2-2\tilde{V}_0\tilde{v}_1^3\sin\tau+\tilde{v}_1^4-1=0. \tag{12.34}$$

Решать это уравнение относительно $\tilde{v}_1$ неудобно, так как оно 4-й степени и получается громоздкое выражение. Проще всего решать его, как квадратное, относительно $\tilde{V}_0$, и тогда получим

$$\tilde{V}_0=\tilde{v}_1\sin\tau\pm\sqrt{\tilde{v}_1^2\sin^2\tau-\tilde{v}_1^2+\frac{1}{\tilde{v}_1^2}}. \tag{12.35}$$

Пользуясь этой формулой, легко построить график, связывающий $\tilde{V}_0$ с $\tilde{v}_1$ и $\sin\tau$ (фиг. 12.6). Пользуются им таким образом: зная для частного случая величину $v_{1в}$, угол $\tau=\alpha_к+\delta_Б$ и скорость полета V_0, находим сначала

$$\tilde{V}_0=\frac{V_0}{v_{1в}},$$

и по графику, зная τ, получаем $\tilde{v}_1$ и затем находим индуктивную скорость

$$v_1=\tilde{v}_1 v_{1в}. \tag{12.36}$$

Заметим, что в точке $\tilde{V}_0=2$, при $\tau=+90°$, мы получаем режим вихревого кольца, и теория, как мы видели в § 11.3, оказывается неприменимой. Мы поэтому нанесли пунктиром кривые для $\tau=+90°$ и $\tau=+60°$ исходя из фиг. 11.12. Они имеют, понятно, лишь примерный вид.

Точки с $\tau<0$ соответствуют вертолетному режиму полета, а точки с $\tau>0$ — автожирному. При скоростях полета $\tilde{V}_0>2$ все кривые почти сливаются и влияние угла τ делается малозаметным. Обычно при расчете вертолетов интересуются или вертикальным движением или горизонтальным полетом с большими скоростями $\tilde{V}_0>2$, причем угол $\tau<6°$. В этом случае можно находить $\tilde{v}_1$, не пользуясь графиком 12.6, так как в формулу

$$v_1V_1=v_{1в}^2$$

можно подставить для этого случая $V_1\approx V_0$ и тогда

$$v_1=\frac{v_{1в}^2}{V_1}\approx\frac{v_{1в}^2}{V_0}, \tag{12.37}$$

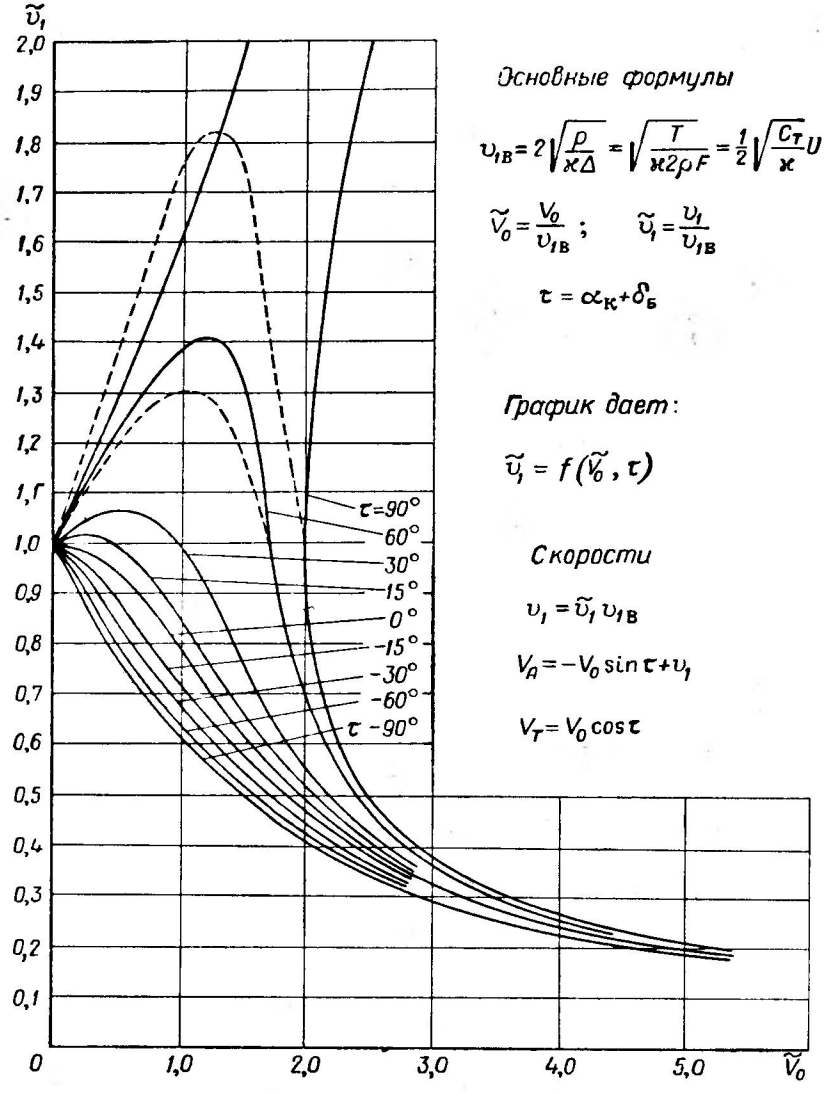
или в безразмерном виде

$$\bar{v}_1=\frac{\bar{v}_{1в}^2}{\bar{V}_1}\approx\frac{\bar{v}_{1в}^2}{\bar{V}_0}. \tag{12.37'}$$

Такой формулой пользуются многие авторы и она очень упрощает все расчеты. Для малых скоростей (примерно, $\tilde{V}_0<1{,}5$) она дает малую точность. Угол скоса при больших скоростях $\tilde{V}_0$ можно найти согласно фиг. 12.7 по формуле

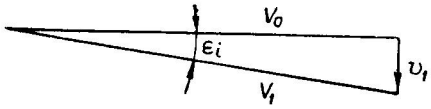
$$\varepsilon_i=\frac{v_1}{V_0}=\frac{v_{1в}^2}{V_0^2}=\frac{\bar{v}_{1в}^2}{\bar{V}_0^2}. \tag{12.38}$$

Указанные формулы относились к изолированному несущему винту, т. е. такому, у которого нет заметного влияния соседних винтов



Фиг. 12.6. Индуктивная скорость $\tilde{v}_1$ в зависимости от $\tilde{V}_0$ и $\alpha_к$.

и крыльев. К такому случаю относятся вертолет одновинтовой схемы и двухвинтовой вертолет поперечной схемы с сильно разнесенными несущими винтами.



Фиг. 12.7. Угол скоса ε_i при больших скоростях полета.

Вопрос о том, как использовать выведенные формулы в более сложных системах, мы рассмотрим в следующем параграфе.

Отметим еще, что индуктивная скорость v_1 при больших горизонтальных скоростях полета вертолета, обычно близких к $\bar{V}_0=0{,}25$ и $\tilde{V}_0=5$, примерно в 5 раз меньше индуктивной скорости $v_{1в}$ при висении. Так, если $v_{1в}=10$ *м/сек*, то $v_1=2$ *м/сек*. Это показывает, что влияние этих скоростей делается малым и расчет по средней скорости по диску оказывается достаточно точным.

Второй вид графика индуктивных скоростей

Скорость v_1 нужна, главным образом, для вычисления скорости протекания, т. е. скорости V_A. Так как

$$V_A=-V_0\sin\tau+v_1,$$

то, разделив эту формулу на $v_{1в}$, получим

$$\tilde{V}_A=-\tilde{V}_0\sin\tau+\tilde{v}_1. \qquad (12.39)$$

Очень легко, пользуясь этой формулой и графиком, приведенным на фиг. 12.6, построить новый график, изображенный на фиг. 12.8. По оси ординат на нем отложена величина $\tilde{V}_A$, по оси абсцисс $\tilde{V}_0$ и кривые даны в параметре угла τ.

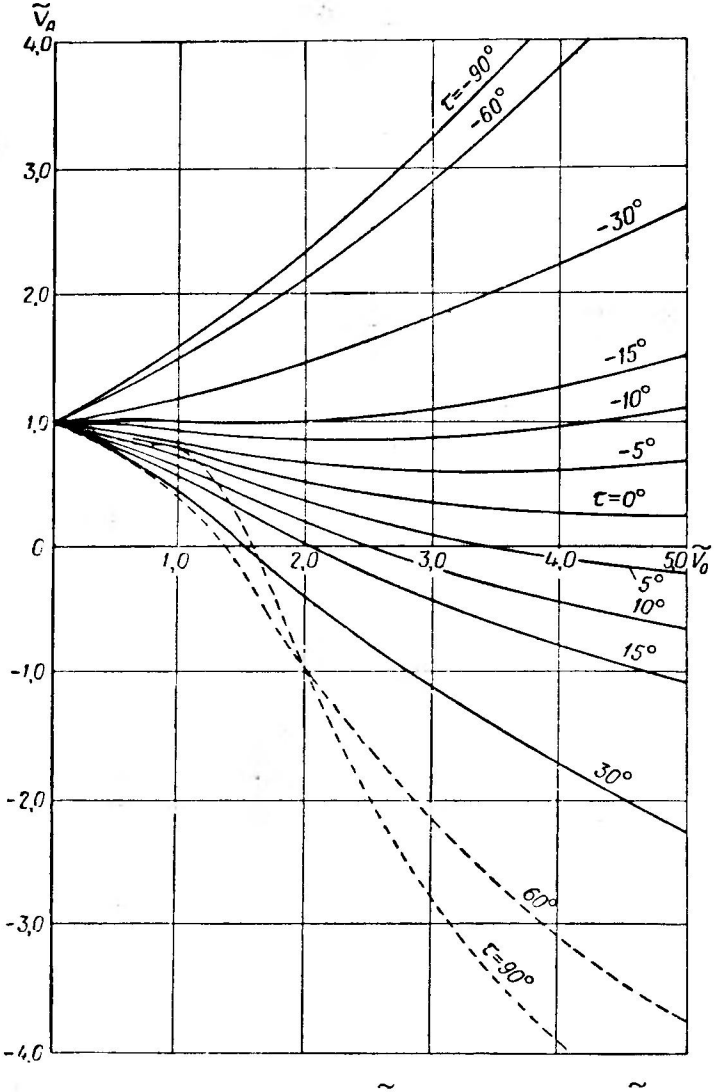
С помощью этого графика по τ и $\tilde{V}_0=\dfrac{V_0}{v_{1в}}$ сразу получается величина $\tilde{V}_A$ и далее находится скорость протекания

$$V_A=\tilde{V}_A v_{1в}, \qquad (12.40)$$

входящая в очень многие формулы теории несущего винта.

Заметим еще, что все эти выводы применимы для скоростей полета $\bar{V}_0<0{,}3\div0{,}4$; при больших скоростях получается асимметрия скоростного поля в плоскости диска и точность формул уменьшается. Строго говоря, излагавшаяся теория относилась к соосной схеме несущих винтов со столь близкими ометаемыми площадями, что они сливаются в один диск. Тем не менее, указанный метод расчета в различных его модификациях постоянно применяется при расчете несущих винтов и дает достаточно удовлетворительные ре-

зультаты. Это объясняется тем, что при больших скоростях полета индуктивные скорости делаются малыми и вызываемая ими асим-



Фиг. 12.8. Скорость протекания $\tilde{V}_A$ в зависимости от $\tilde{V}_0$ и τ.

метрия потока мало влияет на тягу и мощность винта, так как они зависят от общего импульса всей струи, а не от распределения импульсов по диску винта. Последний фактор влияет на C_T и $m_к$ очень слабо.

На самом деле, величина индуктивной скорости зависит и от радиуса и от азимута, т. е.

$$\bar{v}_1 = f(\bar{r}, \bar{\varphi}).$$

Однако до сих пор эту скорость удавалось получить как теоретическим, так и опытным путем лишь как среднюю скорость для фиксированной на диске точки. Для уточнения же расчетов нужно было бы получить скорость на самой лопасти, чего до сих пор сделать не удалось.

Поэтому пользование средними индуктивными скоростями вполне допустимо в аэродинамическом расчете вертолетов, но для расчета устойчивости оно недостаточно точно.

§ 12.4. ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ НЕСУЩИХ ВИНТОВ И КРЫЛЬЕВ

У сложных систем вертолетов, имеющих несколько несущих винтов и иногда крылья, возникает взаимодействие между всеми несущими элементами вертолета.

Самым надежным способом учета этих влияний являются опыты, произведенные с моделями таких вертолетов в аэродинамических трубах или натурные опыты. Однако в первом приближении эти влияния можно оценить теоретически с помощью теории индуктивного сопротивления.

Таким образом, для изучения вопроса о взаимном влиянии несущих винтов и крыльев не приходится создавать новой теории, так как хорошо разработанная еще в 1918 г. теория сложных коробок крыльев, так называемая теория полипланов, полностью может быть перенесена и на этот случай.

Как мы знаем, крыло и винт можно заменить при полете с горизонтальной скоростью вихревой системой, изображенной на фиг. 12.4. Эта вихревая система согласно законам теоретической аэродинамики вызывает во всем окружающем воздухе индуктивные скорости, в частности, на самом крыле или винте скорость v_1, а за ним на расстоянии, бо́льшем $l/2$, скорость $2v_1$. При наличии нескольких таких вихревых систем каждая из них вызывает такие индуктивные скорости, как если бы других вихревых систем не существовало: это так называемый закон независимости действия вихрей или принцип наложения скоростных полей.

Индуктивные скорости при этом складываются векторно. В результате в любой точке воздушного пространства получится результирующая индуктивная скорость

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \ldots + \vec{v}_n, \qquad (12.41)$$

где $\vec{v}_1, \vec{v}_2 \ldots \vec{v}_n$ — индуктивные скорости, вызванные в данной точке отдельными вихревыми системами.

Полная скорость потока в этой точке будет равна

$$\vec{V}=\vec{V}_0+\vec{v}_1+\vec{v}_2+\ldots+\vec{v}_n, \qquad (12.42)$$

где $\vec{V}_0$ — скорость невозмущенного потока, равно-противоположная скорости полета машины.

Для оценки взаимных влияний с точки зрения индукции нужно найти индуктивные скорости, вызванные как своей вихревой системой, так и соседними. Для удобства расчетов будем применять у скоростей двойные индексы: первый дает номер рассматриваемой несущей системы, а второй — номер той системы, влияние которой рассматривается. Таким образом, получим у продольной двухвинтовой системы: $v_{1.1}$ и $v_{2.2}$ — индуктивные скорости от самоиндукции, т. е. вызванные у них своими же вихревыми системами, $v_{1.2}$ — индуктивная скорость от влияния второй системы на первую и $v_{2.1}$ — индуктивная скорость от влияния первой системы на вторую. Следовательно, в этом случае

$$\vec{v}_1=\vec{v}_{1.1}+\vec{v}_{1.2}; \qquad (12.43)$$

$$\vec{v}_2=\vec{v}_{2.2}+\vec{v}_{2.1}. \qquad (12.44)$$

Скорости в плоскости дисков будут равны:

$$\vec{V}_1=\vec{V}_0+\vec{v}_{1.1}+\vec{v}_{1.2} \qquad (12.45)$$

и

$$\vec{V}_2=\vec{V}_0+\vec{v}_{2.2}+\vec{v}_{2.1}. \qquad (12.46)$$

Скорости $\vec{v}_{1.1}$ и $\vec{v}_{2.2}$ мы уже научились находить по правилам, изложенным в § 12.3.

Следовательно, для учета взаимных влияний нужно расчет несущих систем и крыльев вести исходя не из скорости невозмущенного воздуха, а из скоростей подходящего воздуха:

$$\vec{V}_{01}=\vec{V}_0+\vec{v}_{1.2}; \qquad (12.47)$$

$$\vec{V}_{02}=\vec{V}_0+\vec{v}_{2.1}, \qquad (12.48)$$

т. е. нужно к скорости невозмущенного воздуха прибавить скорость от взаимоиндукции. Это правило относится к любому числу несущих элементов.

Скорости $\vec{v}_{1.2}$ и $\vec{v}_{2.1}$ малы по сравнению со скоростью $\vec{V}_0$ и имеют как вертикальную, так и горизонтальную составляющие. Обычно эти скорости разлагают по скоростным осям координат и получают составляющие по скорости полета $v_{x1.2}$, $v_{y1.2}$ и $v_{x2.1}$,

$v_{y2.1}$. Скорости $v_{x1.2}$ и $v_{x2.1}$ изменяют величину скоростей набегающего потока, делая их равными:

$$V_{01}=V_0+v_{x1.2} \tag{12.49}$$

и

$$V_{02}=V_0+v_{x2.1}, \tag{12.50}$$

а скорости $v_{y1.2}$ и $v_{y2.1}$ лишь поворачивают скорости V_{01} и V_{02} на малые углы:

$$\varepsilon_{1.2}=\frac{v_{y1.2}}{V_{01}} \tag{12.51}$$

и

$$\varepsilon_{2.1}=\frac{v_{y2.1}}{V_{02}}. \tag{12.52}$$

Эти углы называются углами скоса потока от взаимоиндукции несущих систем. В таком виде эти формулы могут применяться для любых, например очень больших, углов атаки $\alpha_к$.

Однако на практике обычно интересуются малыми углами атаки, и тогда предыдущие формулы можно упростить, так как обычно $v_{x1.2}$ и $v_{x2.1}$ малы по сравнению с V_0 и их можно отбросить и считать, что в сложной системе скорость потока, набегающего на отдельные несущие винты и крылья, всегда равна V_0 и лишь изменяет направление на некоторый угол ε. Тогда для двух несущих винтов можно написать:

$$\varepsilon_{1.2}=\frac{v_{y1.2}}{V_0}$$

и

$$\varepsilon_{2.1}=\frac{v_{y2.1}}{V_0}.$$

Таким образом, задача учета взаимных влияний сводится к нахождению индуктивных скоростей или углов скоса, возникающих от влияния соседних вихревых систем.

Формулы (12.8) и (12.9) могут применяться и в этом случае, но в таком виде:

а) для первого несущего винта

$$\left.\begin{aligned} V_{A1}&=-(V_0+v_{x1.2})\sin(\tau_1+\varepsilon_{1.2})+v_{1.1}\approx\\ &\approx -V_0\sin(\tau_1+\varepsilon_{1.2})+v_{11};\\ V_{т1}&=(V_0+v_{x1.2})\cos(\tau_1+\varepsilon_{1.2})\approx V_0\cos(\tau_1+\varepsilon_{1.2}); \end{aligned}\right\} \tag{12.53}$$

б) для второго несущего винта

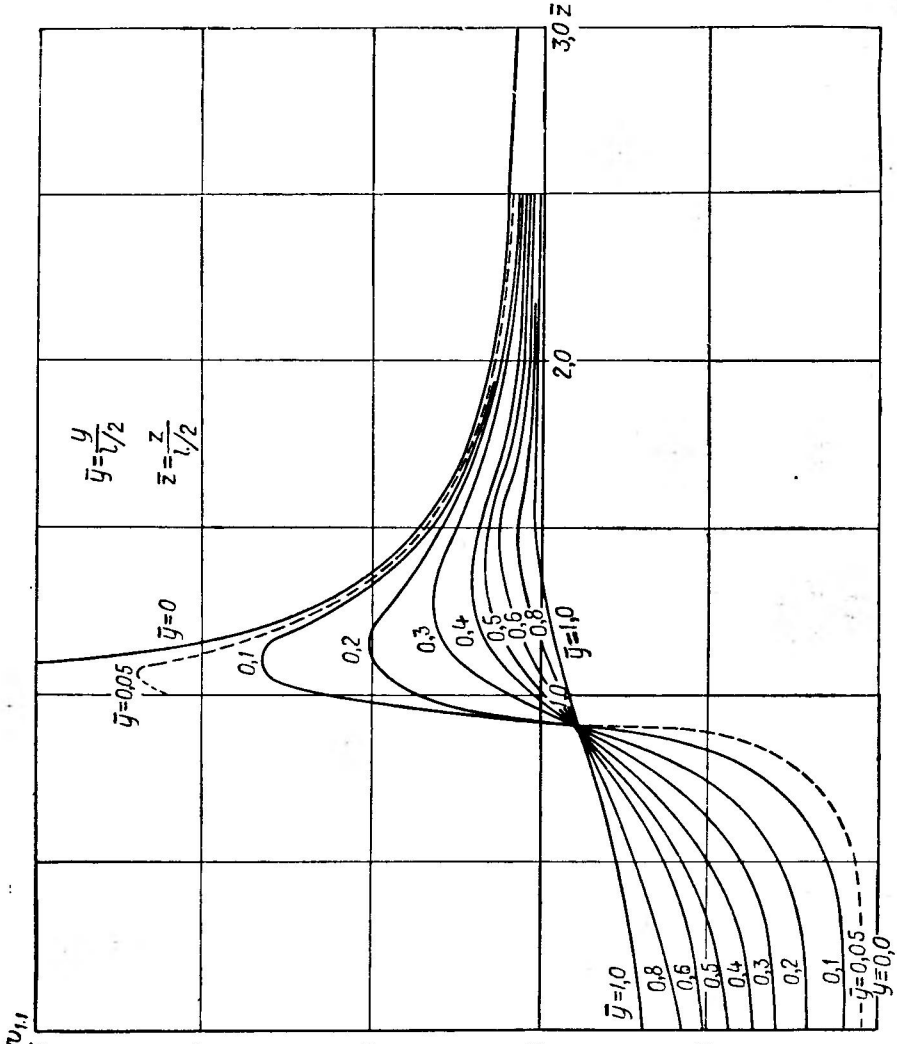
$$\left.\begin{aligned} V_{A2}&=-(V_0+v_{x2.1})\sin(\tau_2+\varepsilon_{2.1})+\\ &+v_{2.2}\approx V_0\sin(\tau_2+\varepsilon_{2.1})+v_{2.2};\\ V_{т2}&=(V_0+v_{x2.1})\cos(\tau_2+\varepsilon_{2.1})\approx V_0\cos(\tau_2+\varepsilon_{2.1}). \end{aligned}\right\} \tag{12.54}$$

В соответствии с этим можно пользоваться графиками, приведенными на фиг. 12.6 и 12.8, только вместо τ нужно брать углы $\tau_1+\varepsilon_{1.2}$ и $\tau_2+\varepsilon_{2.1}$.

Продольная двухвинтовая система

В случае продольной схемы задний несущий винт попадает в след переднего винта. Заменяя передний несущий винт вихревой пеленой, мы сможем получить для всякой точки, лежащей в плоскости, перпендикулярной к скорости V_0 и проходящей через присоединенные вихри первой системы для любых координат, скорости v_y. Для этого удобно пользоваться так называемым графиком Польгаузена (фиг. 12.9), дающим величину $\frac{v_y}{v_{1.1}}$ в зависимости от безразмерных координат $\bar{z}=\frac{z}{\frac{l}{2}}$ и $\bar{y}=\frac{y}{\frac{l}{2}}$, где l — размах несущей системы (т. е. диаметр винта).

График составлен для крыла с эллиптическим законом изменения циркуляции по размаху. В этом случае при $\bar{y}=0$, $\left(\frac{v_y}{v_{1.1}}\right)=1$ и постоянно по размаху. При удалении от крыла в точке с координатами $\bar{z}$ и $\bar{y}$ мы найдем по кривым величину $\left(\frac{v_y}{v_{1.1}}\right)$ и, зная для изолированного крыла или несущего винта величину $v_{1.1}$, находим $v_y=\left(\frac{v_y}{v_{1.1}}\right)v_{1.1}$. Присоединенный вихрь заднего винта можно считать проходящим через его втулку, горизонтальным и перпендикулярным к скорости V_0. При этом $x=l$. Если провести через него плоскость, перпендикулярную к V_0, то в любой ее точке с координатами z и y вихревая пелена переднего винта вызовет индуктивную скорость $\left(\frac{v_{y2.1}}{v_{1.1}}\right)=f(\bar{z}, \bar{y})$, причем можно считать $\left(\text{при } x>\frac{l}{2}\right)$, что эти скорости будут в 2 раза больше скоростей в поперечной плоскости переднего винта. Это следует из известной теоремы аэрогидродинамики о том, что действие вихрей в 2 раза больше действия полувихрей. Из этого следует, что в случае, когда задний несущий винт лежит в плоскости переднего винта, то индуктивная скорость от влияния переднего винта равна $v_{2.1}=2v_{1.1}$ и полная индуктивная скорость у заднего винта будет равна $v_2=v_{2.2}+v_{2.1}$. Если же задний несущий винт расположен выше переднего, то, взяв кривую, соответствующую $\bar{y}=\frac{y}{\frac{l}{2}}$, мы сможем найти величину $\frac{v_y}{v_{1.1}}$: она сильно меняется



Фиг. 12.9. График индуктивной скорости моноплана в зависимости от координат $\bar{y}=\frac{y}{\frac{l}{2}}$ и $\bar{z}=\frac{z}{\frac{l}{2}}$ при $\bar{x}=0$.

по „размаху" второго винта. Для упрощения расчетов ее следует брать средним значением, например для четырех точек, лежащих накрест на диске несущего винта и имеющих $\bar{r} = 0{,}7$. На основании таких расчетов составлена табл. 12.1, дающая средние величины $\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}$ в зависимости от $\bar{y} = \frac{y}{\frac{l}{2}} = \frac{y}{R}$.

Таблица 12.1

Средняя индуктивная скорость $\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}$ у заднего несущего винта от влияния переднего

$\bar{y} = \frac{y}{R}$	0,0	0,05	0,1	0,2	0,3
$\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}$	2,0	1,78	1,64	1,35	1,13

У современных вертолетов продольной схемы задний несущий винт имеет превышение, равное примерно от $^1/_5$ до $^1/_{10}$ радиуса винтов. Тогда по табл. 12.1 получаем в среднем $v_{2.1}=1{,}5v_{1.1}$ и полная индуктивная скорость у заднего винта будет равна

$$v_2 = v_{2.2} + 1{,}5v_{1.1}.$$

Дополнительный скос у заднего винта будет, например, при $V_0 = 60$ *м/сек* и $v_{1.1} \approx 2$ *м/сек*, равен (в градусах)

$$\varepsilon_{2.1} = \frac{v_{2.1}}{V_0} 57{,}3 \approx \frac{1{,}5v_{1.1}}{60} 57{,}3 \approx 3°,$$

т. е. величине сравнительно большой, что сильно ухудшает работу заднего несущего винта. Влияние заднего несущего винта на передний очень невелико и обычно им можно пренебрегать и считать, что $v_{1.2}=0$.

Двухвинтовая поперечная система

В случае двухвинтовой системы с расположенными поперек винтами, как видно из графика, приведенного на фиг. 12.9, получаются сильно изменяющиеся отрицательные скорости от действия соседнего несущего винта. Это улучшает работу винтов. Находим величину такого скоса в зависимости от расстояния между втулками несущих винтов $l_в$. При этом нужно учесть, что современные несущие винты имеют угол конусности $a_0 \approx 5°$. Поэтому на графике Польгаузена нужно брать в этом случае не $\bar{h}=0$, а примерно $\bar{h}_{ср}=0{,}05$. Введя безразмерные расстояния $\bar{l}_в = \frac{l_в}{R}$ и приняв определение средних скоростей индукции по этому графику по

Таблица 12.2

Средняя индуктивная скорость $\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}$ в зависимости от $\bar{l}_в = \frac{l_в}{R}$ у поперечной двухвинтовой схемы вертолетов

$\bar{l}_в = \frac{l_в}{R}$	2,5	2,0	1,8
$\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}$	—0,12	—0,25	—0,42

четырем накрест лежащим точкам на $r=0{,}7$, мы получим табл. 12.2. При $\bar{l}_в=2$ несущие винты не пересекаются. При $\bar{l}_в<2$ они пересекаются и изложенная теория дает лишь приближенные результаты.

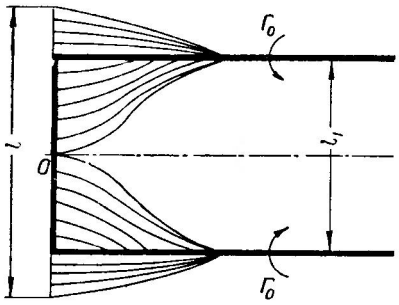
Опыты показывают, что в зависимости от формы лопастей винтов наивыгоднейшее расстояние между втулками получается при $\bar{l}_в=1{,}8\div1{,}6$, т. е. при перекрывающихся несущих винтах. Мы снова вернемся к этому вопросу в гл. 16. Теперь же отметим еще раз, что в поперечной схеме взаимные влияния при полете с горизонтальной скоростью несколько улучшают работу винтов. О работе этой схемы при висении мы уже говорили в § 4.7, где был приведен график (см. фиг. 4.44) для приближенного учета взаимных влияний при висении.

О четырехвинтовой схеме

В случае четырех несущих винтов у них взаимные влияния просто складываются и задача их вычисления сводится к уже разобранным случаям (см. ниже, § 13.5).

Расчет взаимных влияний при использовании П-образной схемы вихрей

Следует отметить, что изображенная на фиг. 12.4 схема является идеальной. На самом деле вихревая пелена неустойчива и быстро сворачивается в два отдельных вихревых шнура, в так называемые вихревые усы (фиг. 12.10). Их действие несколько отлично от действия вихревой пелены, но для средних скоростей индукции разница получается сравнительно небольшая. Расстояние l_1 между вихревыми усами для крыла с эллиптическим законом изменения циркуляции скорости по размаху оказывается равным (см. Б. Н. Юрьев, Экспериментальная аэродинамика, часть II, Оборонгиз, 1938, стр. 45 и стр. 245) величине:



Фиг. 12.10. Свертывание вихревой пелены в два вихревых шнура. Эквивалентная П-образная система вихрей.

$$l_1 \approx \frac{\pi}{4} l \approx 0{,}78\, l. \quad (12.55)$$

Поэтому расчет индуктивных скоростей можно делать, исходя также из П-образных вихрей, взяв расстояние между вихревыми усами равным $0{,}78D$. Для вычисления вертикальной скорости для любого положения точек (x, y и z) можно пользоваться формулой

$$v_y=\frac{\Gamma_0}{4\pi}\left\{-\frac{x}{x^2+y^2}\left[\frac{\frac{l_1}{2}+z}{\sqrt{x^2+y^2+\left(\frac{l_1}{2}+z\right)^2}}+\frac{\frac{l_1}{2}-z}{\sqrt{x^2+y^2+\left(\frac{l_1}{2}-z\right)^2}}\right]+\right.$$

$$+\frac{\frac{l_1}{2}-z}{y^2+\left(\frac{l_1}{2}-z\right)^2}\left[1+\frac{-x}{\sqrt{x^2+y^2+\left(\frac{l_1}{2}-z\right)^2}}\right]+$$

$$\left.+\frac{\frac{l_1}{2}+z}{y^2+\left(\frac{l_1}{2}+z\right)^2}\left[1+\frac{-x}{\sqrt{x^2+y^2+\left(\frac{l_1}{2}+z\right)^2}}\right]\right\}. \qquad (12.56)$$

Эта формула может применяться и к несущим винтам и к крыльям. Оси координат в ней взяты стандартные: x — по скорости полета; y — вверх и z — в правую сторону.

В эту формулу входит циркуляция скорости Γ_0 у центрального сечения. Для крыла с эллиптическим законом изменения циркуляции («эллиптического» крыла), как доказывается в аэродинамике, подъемная сила T связана с этой циркуляцией следующей простой формулой:

$$T=\frac{\pi}{4}\rho\Gamma_0 V_0 l, \qquad (12.57)$$

где l — размах крыла. Несущий винт также является эллиптическим (круговым) крылом и мы можем воспользоваться и для него этой формулой. Из нее находим для несущего винта

$$\Gamma_0=\frac{4}{\pi}\frac{T}{\rho V_0 l}=\frac{4}{\pi}\frac{C_T\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2}{\rho V_0 2R}=\frac{C_T}{V_0}R^3\omega^2. \qquad (12.58)$$

Вместо C_T в эту формулу можно подставить характеристическую скорость $v_{1в}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}R\omega$.

Тогда получим

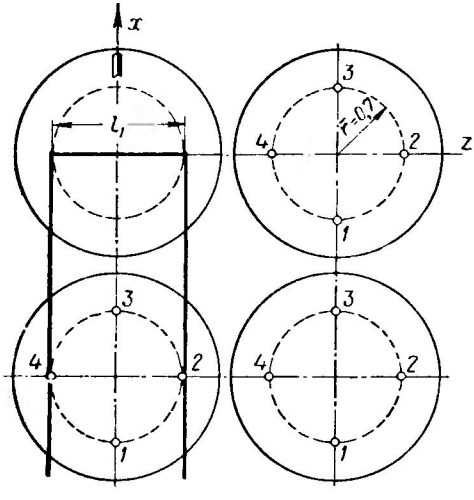
$$\Gamma_0=4\varkappa\frac{v_{1в}^2}{V_0}R\approx 4\varkappa v_1 R. \qquad (12.59)$$

Последнее выражение применимо при больших скоростях полета вертолета, т. е. $\overline{V}_0 > 0{,}1$.

Таким образом, для вычисления циркуляции скорости у вихревых шнуров у эквивалентной П-образной схемы можно пользоваться любым из выражений:

$$\Gamma_0 = \frac{4}{\pi}\frac{T}{\rho V_0 l} = \frac{C_T}{V_0} K^3\omega^2 = 4\varkappa\frac{v_{1в}^2}{V_0}R = 4\varkappa v_1 R. \qquad (12.60)$$

В качестве средней индуктивной скорости, вызванной соседним винтом, иногда берут скорость в центре несущего винта, у втулки. Это очень приближенно. Более правильно вычислять среднюю скорость по четырем накрест лежащим на радиусах $\overline{r}=0{,}7$ точкам, как это изображено на фиг. 12.11 для случая четырехвинтового вертолета.



Фиг. 12.11. Вычисление средних скоростей от взаимоиндукции по четырем точкам.

Вычислив

$$v_{2.1} = \frac{v_1+v_2+v_3+v_4}{4}, \qquad (12.61)$$

получаем более правильную величину среднего скоса от влияния соседнего несущего винта.

Применение приближенных формул в этих расчетах вполне оправдывается тем, что скорости эти малы, хотя их влияние и существенно. Не вполне точное их определение на окончательном результате сказывается мало.

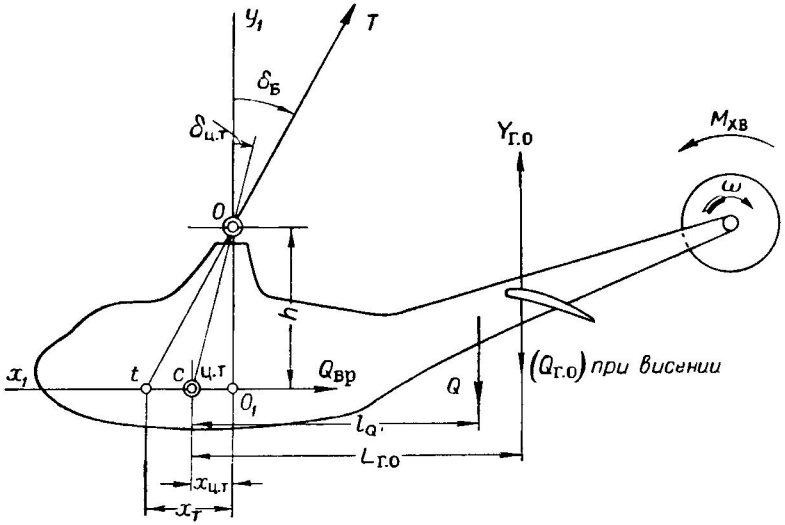
Кроме того, вся теория несущего винта приближенна и исходит из средних скоростей, тогда как на самом деле все скорости пульсируют и движение воздуха и лопастей является неустановившимся. В гл. 16 мы рассмотрим еще один прием учета индуктивных скоростей.

§ 12.5. О БАЛАНСИРОВОЧНОМ УГЛЕ $\delta_Б$ ВЕРТОЛЕТА

Рассмотренный в § 12.1 угол балансировки $\delta_Б$ входит в ряд важных формул, необходимых для аэродинамического расчета вертолета, и, кроме того, знание его величины необходимо для правильной компоновки машины.

Найдем его величину, взяв для определенности одновинтовую систему с рулевым винтом (фиг. 12.12). Напомним, что балансi-

ровочным углом $\delta_Б$ мы будем называть угол, образуемый полной силой тяги T с направлением конструктивной оси вращения несущего винта Oy_1, при котором получается в продольной плоскости уравновешивание, «балансировка», вертолета, и полный аэродинамический момент M_z, действующий на него, равен нулю. Угол $\delta_Б$ мал (порядка $2 \div 3°$) и ось O_1x_1, проведенная через центр тяжести машины (точка ц. т.), будет почти перпендикулярна к силе T и поэтому можно принять, что при высоте центра втулки над осью



Фиг. 12.12. Балансировка одновинтового вертолета.

O_1x_1, равной h, отрезки $x_T = \overline{O_1t}$ и $x_{ц.т} = \overline{O_1c}$ можно рассматривать как дуги, описанные радиусом h из центра втулки, т. е.

$$x_T = h\delta_Б; \quad x_{ц.т} = h\delta_{ц.т},$$

где $\delta_{ц.т}$ — угол центра тяжести или центровки вертолета. Сила T действует по отношению к центру тяжести (c) на плече $x_T - x_{ц.т}$ и вызывает момент

$$M_T = T(x_T - x_{ц.т}) = Th(\delta_Б - \delta_{ц.т}). \qquad (12.62)$$

Если бы вертолет не имел стабилизатора и хвостового винта и момент фюзеляжа был бы малым, то $M_T = 0$ и $\delta_Б - \delta_{ц.т} = 0$, т. е. тогда $\delta_Б = \delta_{ц.т}$ и балансировочный угол равнялся бы углу центровки.

В общем случае момент M_T должен уравновешивать действующие на вертолет моменты. Таких моментов будет у бескрылого вертолета три.

Момент от горизонтального оперения можно представить так:

$$M_{\text{г. о}} = -Y_{\text{г. о}} L_{\text{г. о}} = -c_{y\,\text{г. о}} \frac{\rho V_1^2}{2} S_{\text{г. о}} L_{\text{г. о}}, \qquad (12.63)$$

где $Y_{\text{г. о}}$ — подъемная сила оперения, а $L_{\text{г. о}}$ — плечо этой силы относительно ц. т. Момент от хвостового винта

$$M_{\text{х. в}} = \pm \frac{716{,}2 N_{\text{х. в}}}{n_{\text{х. в}}}, \qquad (12.64)$$

где $N_{\text{х. в}}$ — мощность этого винта и $n_{\text{х. в}}$ — число его оборотов в минуту. Знак момента зависит от направления вращения хвостового винта. Момент от фюзеляжа будет таким:

$$M_{\text{ф}} = \pm C_{m\,\text{ф}} S_{\text{ф}} l_{\text{ф}} \frac{\rho V_1^2}{2}, \qquad (12.65)$$

где $S_{\text{ф}}$ — площадь миделевого сечения фюзеляжа; $C_{m\,\text{ф}}$ — коэффициент момента фюзеляжа относительно ц. т.; $l_{\text{ф}}$ — длина фюзеляжа. Эта величина обычно очень мала при горизонтальном полете.

Для вертикальной обдувки во время висения можно писать:

$$M_{\text{ф}} = Q_{\text{ф}} l_Q, \qquad (12.66)$$

где $Q_{\text{ф}}$ — лобовое сопротивление и l_Q — плечо этой силы относительно ц. т.

Следовательно, условие балансировки, т. е. $M_T = \sum M$, можно написать в таком виде:

$$Th\,(\delta_{\text{Б}} - \delta_{\text{ц. т}}) = M_{\text{г. о}} + M_{\text{х. в}} + M_{\text{ф}};$$

отсюда

$$\delta_{\text{Б}} = \delta_{\text{ц. т}} + \frac{M_{\text{г. о}}}{Th} + \frac{M_{\text{х. в}}}{Th} + \frac{M_{\text{ф}}}{Th}. \qquad (12.67)$$

Подставляя в последнее выражение найденную величину моментов по формулам (12.63), (12.64) и (12.65), получим в общем виде:

$$\delta_{\text{Б}} = \delta_{\text{ц. т}} - c_{y\,\text{г. о}} \frac{\rho V_1^2}{2} \frac{S_{\text{г. о}} L_{\text{г. о}}}{Th} \pm \frac{716{,}2 N_{\text{х. в}}}{Th n_{\text{х. в}}} + C_{m\,\text{ф}} S_{\text{ф}} l_{\text{ф}} \frac{\rho V_1^2}{2Th}, \qquad (12.68)$$

или

$$\delta_{\text{Б}} = \delta_{\text{ц. т}} + \delta_{\text{г. о}} + \delta_{\text{х. в}} + \delta_{\text{ф}}. \qquad (12.69)$$

Каждый член правой части этого выражения можно рассматривать как некоторый угол поворота силы T, необходимый для балансировки. Порядок этих величин таков: второй член правой части может изменяться в разных схемах от 0° до —3°, третий член мал и имеет порядок около $+1/4°$ при направлении вращения хвосто-

вого винта, указанном на фиг. 12.12, и последний член может иметь порядок от 0° до +3°. Величина $\delta_Б$ в среднем равна $1 \div 3°$.

Наиболее важно соблюсти условия балансировки для полета с максимальной горизонтальной скоростью и для висения: тогда в промежуточных случаях легко сбалансировать машину с помощью малых углов $\delta_{АП}$.

В первом случае очень мал последний член, а для $c_{y\,г.\,о}$ можно воспользоваться выражением

$$c_{y\,г.\,о} = A_{г.\,о}\alpha_{г.\,о},$$

где $\alpha_{г.\,о}$ — угол атаки оперения и $A_{г.\,о} = \dfrac{dc_{y\,г.\,о}}{d\alpha_{г.\,о}} \approx 4$. Тогда для горизонтального полета можно написать:

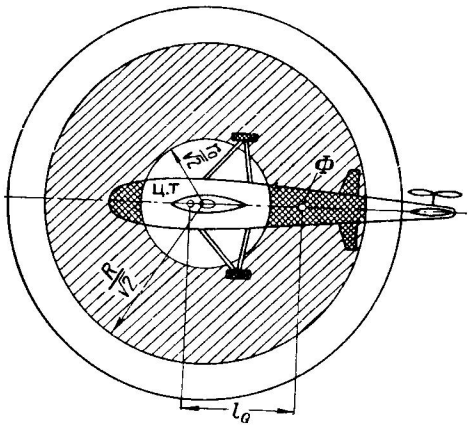
$$\delta_Б = \delta_{ц.\,т} - \frac{A_{г.\,о}\alpha_{г.\,о}}{Th}\frac{\rho V_1^2}{2} S_{г.\,о} L_{г.\,о} \pm \frac{716{,}2 N_{х.\,в}}{Th n_{х.\,в}}. \qquad (12.70)$$

Здесь скорость обдувки $V_1 \approx V_0$.

Во втором случае, при висении обдувка части фюзеляжа и оперения происходит сверху со скоростью $2v_{1в}$ (фиг. 12.13). Для вычисления момента $M_ф$ для второго случая, т. е. для вертикальной обдувки, можно принять, что для оперения $c_x \approx 1{,}2$ (угол $\alpha_{г.\,о} = -90°$), а для фюзеляжа, обдуваемого поперек, как для цилиндра, $c_x = 0{,}4$ (числа $R > 1\,000\,000$). При вычислении $M_ф$ нужно помнить, что струя за несущим винтом сжимается и ее радиусы будут равны:

внешний $R_1 = \dfrac{R}{\sqrt{2}} \approx 0{,}71R$ и

внутренний $r_{01} = \dfrac{r_0}{\sqrt{2}} \approx 0{,}71 r_0$.



Фиг. 12.13. Обдувка вертолета струей воздуха сверху на режиме висения.

По эскизу нужно найти обдуваемую сверху площадь фюзеляжа $S_ф$ и определить ее центр Ф. Найдя расстояние от центра площади до центра тяжести машины, т. е. длину l_Q, можно вычислить момент от силы лобового сопротивления фюзеляжа по формуле

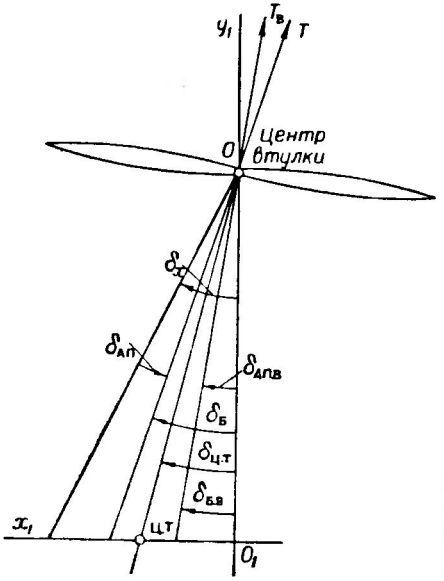
$$M_ф = Q_ф l_Q = c_{x\,ф}\frac{\rho (2v_{1в})^2}{2} S_{ф1} l_Q = 0{,}4\,\frac{\rho (2v_{1в})^2}{2} S_{ф1} l_Q.$$

Он положителен, так как стремится повернуть машину на кабрирование. Следовательно, для висения условие балансировки будет таким:

$$\delta_{\text{Б. в}} = \delta_{\text{п. т}} - \frac{1{,}2S_{\text{г. о}}L_{\text{г. о}}}{Th}\,\frac{\rho(2v_{1\text{в}})^2}{2} - \frac{0{,}4S_{\text{ф1}}l_Q}{Th}\,\frac{\rho(2v_{1\text{в}})^2}{2} \pm \frac{716{,}2N_{\text{х. в}}}{Thn_{\text{х. в}}}. \qquad (12.71)$$

Углы $\delta_{\text{Б}}$ и $\delta_{\text{Б. в}}$ в общем случае могут быть различными.

Мы здесь предполагали, что стабилизатор помещен в самой струе несущего винта с целью получения при висении момента «на кабрирование», а при горизонтальном полете — «на пикирование». Это выгодно для уменьшения угла $\delta_{\text{АП}}$.



Фиг. 12.14. Углы балансировки при висении $\delta_{\text{Б. в}}$ и на максимальной скорости полета $\delta_{\text{Б}}$.

Как видно из фиг. 12.14, для балансировки машины нужно с помощью автомата-перекоса повернуть силу T на следующие углы: при полете с максимальной горизонтальной скоростью на угол

$$-\delta_{\text{АП}} = \delta_x - \delta_{\text{Б}} \qquad (12.72)$$

и при висении на угол

$$\delta_{\text{АП. в}} = \delta_{\text{Б. в}}. \qquad (12.73)$$

Большие величины $\delta_{\text{АП}}$ требуют бóльшего поворота кольца автомата-перекоса, равного примерно от одно- до двукратной величины $\delta_{\text{АП}}$. При больших отклонениях легко возникают вибрации в системе головки несущего винта, а на ручке управления — большие усилия и рывки (см. список литературы, работы В. Е. Касторского). Поэтому желательно иметь величину $\delta_{\text{АП}}$ порядка $1^1/_2 \div 3°$, тогда кольцо автомата-перекоса нужно будет отклонять для балансировки на угол в $2 \div 4°$ и останется еще достаточный запас на управление машиной.

Центровка вертолета

Скажем несколько слов о рациональных способах центровки машин.

Если нет стабилизатора и момент фюзеляжа и эффект хвостого винта малы, то лучше всего помещать центр тяжести так, что-

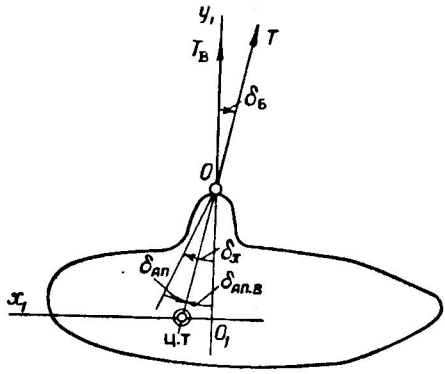
бы $\delta_Б = \delta_{ц.т} = \frac{1}{2}\delta_x$ (фиг. 12.15). Тогда по формулам (12.72) и (12.73) получим

$$\delta_{АП} = \delta_Б - \delta_x = \frac{1}{2}\delta_x - \delta_x = -\frac{\delta_x}{2};$$

$$\delta_{АП.в} = \delta_{Б.в} = \frac{1}{2}\delta_x,$$

т. е. угол $\delta_Б$ будет в среднем иметь величину

$$\delta_{АП} = \pm\frac{\delta_x}{2} \approx \pm 3/2^\circ = \pm 1^1/_2{}^\circ.$$



Фиг. 12.15. Балансировка машины без добавочных моментов.

В каждом частном случае легко найти эти углы. При правильной установке стабилизатора углы $\delta_{АП}$ и $\delta_{АП.в}$ могут быть еще более уменьшены. Можно даже так сбалансировать вертолет, что не потребуется для балансировки прибегать к автомату-перекосу. Для этого нужно соответствующим образом выбрать величину $S_{г.о}$ и $\alpha_{г.о}$. Для этого нужно получить в обоих случаях ($V_0 = 0$ и $V_0 = V_{max}$) балансировку машины на этих двух режимах без действия АП, что требует, как видно из формул (12.72) и (12.73), соблюдения следующих условий:

$$\delta_{АП} = \delta_Б - \delta_x = 0;$$

$$\delta_{АП.в} = \delta_{Б.в} = 0.$$

Отсюда для указанного случая необходимо соблюсти условия

$$\delta_Б = \delta_x$$

и

$$\delta_{Б.в} = 0.$$

Подставляя сюда в развернутом виде значения $\delta_Б$ и $\delta_{Б.в}$ по формулам (12.70) и (12.71), получим для висения

$$\delta_{Б.в} = \delta_{ц.т} - \frac{1{,}2 S_{г.о} L_{г.о}}{Th}\,\frac{\rho(2v_{1в})^2}{2} + \frac{0{,}4 S_ф l_Q}{Th}\,\frac{\rho(2v_{1в})^2}{2} \pm \frac{716{,}2 N_{х.в}}{Th n_{х.в}} = 0.$$

Решая это уравнение, находим необходимую площадь оперения $S_{г.о}$.

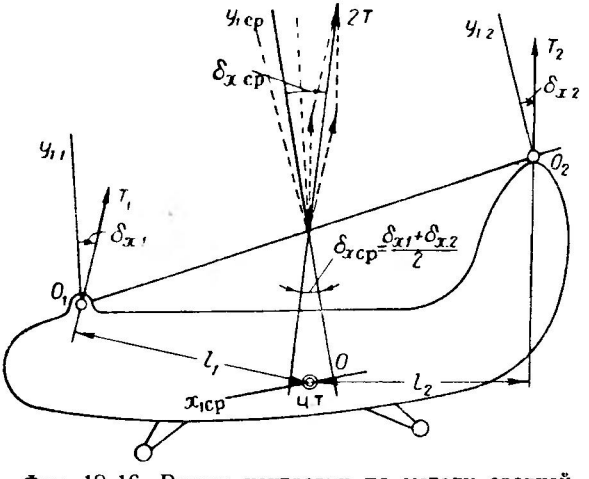
Из второго условия, получаем

$$\delta_{\text{Б}} = \delta_{\text{ц. т}} - \frac{A_{\text{г. о}} a_{\text{г. о}} S_{\text{г. о}} L_{\text{г. о}}}{Th} \frac{\rho V_0^2}{2} \pm \frac{716{,}2 N_{\text{х. в}}}{Th n_{\text{х. в}}} = \delta_x.$$

Подставляя сюда найденное значение $S_{\text{г.о}}$, получаем из этого уравнения величину необходимого угла атаки $\alpha_{\text{г.о}}$. Угол установки оперения $\varphi_{\text{г.о}}$ будет равен, очевидно,

$$\varphi_{\text{г. о}} = \varepsilon_{\text{г. о}} + \alpha_{\text{г. о}}, \tag{12.74}$$

где $\varepsilon_{\text{г. о}}$ — скос потока у оперения от взаимоиндукции, равный приблизительно двойному скосу потока у несущего винта ε_i.



Фиг. 12.16. Расчет центровки по методу средней фиктивной втулки.

При таких параметрах оперения автомат-перекос в обоих случаях стоит нейтрально. Летчики, однако, предпочитают такое управление, чтобы полету с горизонтальной скоростью соответствовало отклонение ручки вперед, для чего при установке стабилизатора его площадь берут несколько меньшей расчетной величины и тогда указанное условие соблюдается.

В задачу этого курса не входит подробный анализ управляемости и устойчивости вертолетов и мы ограничимся лишь вопросами балансировки, непосредственно связанными с аэродинамическим расчетом.

Укажем только, как приходится в первом приближении балансировать в продольной плоскости вертолет продольной схемы (фиг. 12.16). Будем считать, что с помощью изменения шага летчик обеспечивает равенство сил тяги у переднего и заднего несущих винтов, т. е. $T_1 = T_2$. Тогда равнодействующая этих

сил будет приложена в средней точке прямой, соединяющей центры втулок обоих винтов. Эта равнодействующая получится сложением сил тяги по правилу ромба, так как эти силы равны. Следовательно, равнодействующая пойдет по биссектрисе угла между силами T_1 и T_2.

«Средняя» ось $(Oy_1)_{ср}$ пойдет также по биссектрисе направлений осей $(Oy_1)_1$ и $(Oy_1)_2$. Тогда средний угол отклонения $\delta_{л\,ср}$ равнодействующей силы $2T$ можно использовать для приближенного расчета балансировки, следуя описанной для одного винта методике: получатся те же углы $\delta_{Б.\,ср}$, $\delta_{цт.ср}$, $\tau_{ср}$, $\alpha_{к.ср}$ и т. д., но взятые как средние для обоих несущих винтов величины. Здесь получается полная аналогия с методом, применяемым при балансировке самолетов-бипланов, исходящим из средней аэродинамической хорды САХ. Здесь в качестве такой хорды служит прямая линия, соединяющая центры обеих втулок. Точку пересечения этой линии с равнодействующей тяг назовем центром условной втулки — ЦУВ.

В гл. 16 мы покажем, как можно найти среднюю величину $\delta_{ш}$ по приближенным методам для сложных комбинаций несущих винтов и крыльев.

Отметим еще, что некоторые старые вертолеты центрировались неправильно: чаще всего центр тяжести помещался на конструктивной оси Oy_1. Тогда при горизонтальном полете с максимальной скоростью летчику приходилось отклонять силу T на угол $\delta_{АП}=\delta_x$, т. е. примерно на $4\div8°$, что вызывало вибрации и получалось сильное давление на ручке управления. Такие машины летали при сильно «задранном» вверх хвосте.

Положение осей вертолета при висении и вертикальном взлете

Рассмотрим, как располагаются оси вертолета при вертикальном движении. Ось Ox всегда направлена по скорости полета V_0, т. е. она будет вертикальна, а следовательно, ось Oy будет горизонтальной (фиг. 12.17). Тяга T будет направлена вертикально вверх и уравновесит силу веса G и вредные лобовые сопротивления вертолета $Q_{вр}$. Она образует с конструктивной осью Oy_1 угол $\delta_{Б.\,в}$. При этом, как видно из чертежа, $\theta=90°$; $\tau=-90°$; следовательно,

$$\alpha_к=\tau-\delta_{Б.в}=-90°-\delta_{Б.в}, \qquad (12.75)$$

т. е. при висении угол $\alpha_к\approx-90°$. Угол тангажа оси фюзеляжа при висении будет равен

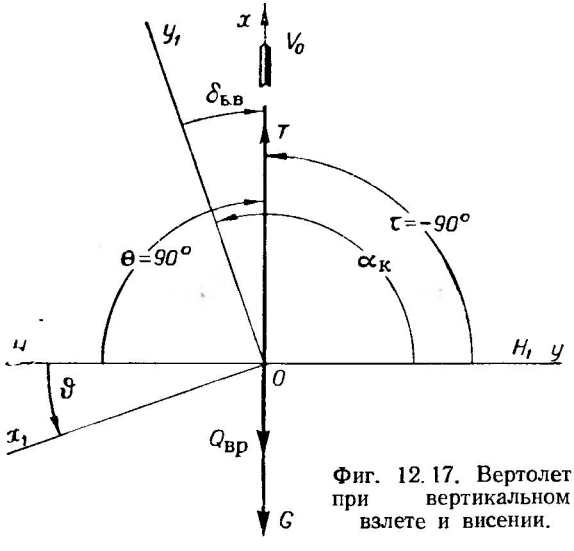
$$\vartheta_{ф.\,в}=\theta+\alpha_{к.\,в}+\varphi_ф=90°-90°-\delta_{Б.\,в}+\varphi_ф,$$

или

$$\vartheta_{ф.\,в}=-\delta_{Б.\,в}+\varphi_ф. \qquad (12.76)$$

При компоновке вертолета нужно стремиться, чтобы при полете с максимальной горизонтальной скоростью ось фюзеляжа была

приблизительно горизонтальна, а при висении и на стоянке — фюзеляж образовывал бы небольшой угол с горизонтом. Для этого берут $\vartheta_ф \approx 5 \div 7°$. У вертолета продольной схемы, изменяя дифференциально тягу переднего и заднего винтов, можно получить



Фиг. 12.17. Вертолет при вертикальном взлете и висении.

очень большие продольные моменты и сбалансировать машину для любых условий; в частности, можно получить и взлет и полет с максимальной скоростью при горизонтальном фюзеляже ($\vartheta_ф = \vartheta_{ф.в} = 0$). В некоторых схемах крылатых вертолетов фюзеляж поворачивается на 90°. Тогда приходится устраивать поворотные сиденья или поворотные кабины.

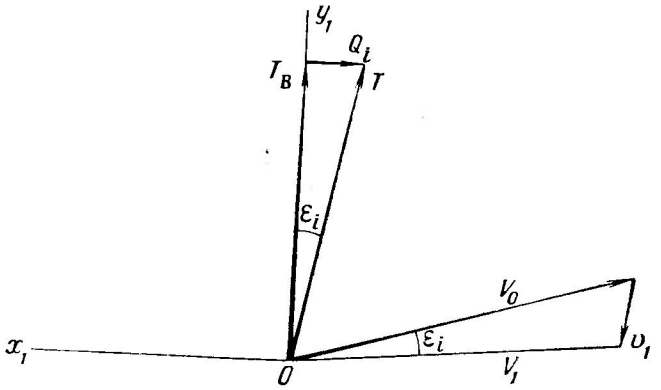
Глава 13

СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА НЕСУЩИЙ ВИНТ, И ПОТРЕБЛЯЕМАЯ ИМ МОЩНОСТЬ

§ 13. 1. ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ НЕСУЩЕГО ВИНТА

Несущий винт, как мы видели в предыдущей главе, при косой обдувке является как бы крылом.

Если бы несущий винт не обдувался косым потоком, а работал на режиме висения, то его тяга была бы направлена по его кон-



Фиг. 13. 1. Отклонение силы T на угол ε_i дает индуктивное сопротивление Q_i.

структивной или связанной оси Oy_1. При косой обдувке, т. е. при полете с горизонтальной скоростью, поток набегающего воздуха поворачивается на некоторый небольшой угол скоса ε_i, подобно тому, как это происходит у крыла. Этот поворот потока, как учит теория индуктивного сопротивления, вызывает такой же поворот всех действующих на несущую систему сил (фиг. 13. 1). Сила T, следовательно, отклонится назад на малый угол ε_i, что вызовет, подобно тому, как это получается у крыла, некоторое, так называемое индуктивное, сопротивление в плоскости вращения винта, т. е. направленное по оси Ox_1.

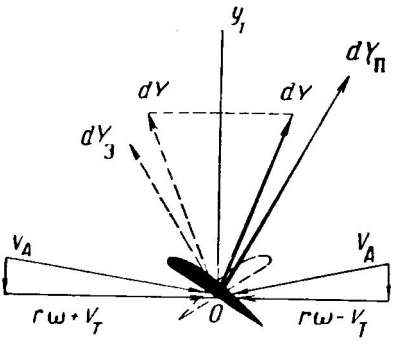
$$Q_i = T\varepsilon_i. \qquad (13.\ 1)$$

Если это выражение разделить на $\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2$, то мы получим слева винтовой коэффициент индуктивного сопротивления, а справа — коэффициент подъемной силы, т. е.

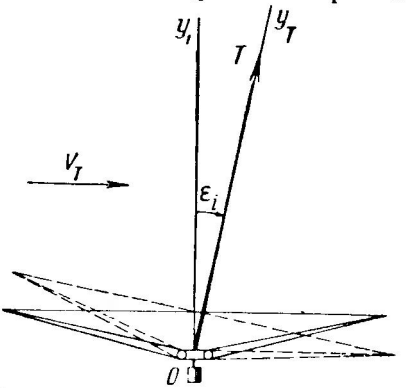
$$C_{Qi}=C_T\varepsilon_i. \qquad (13.2)$$

Легко понять физическую причину возникновения индуктивного сопротивления.

На фиг. 13.2 изображены два противоположных сечения жесткого несущего винта, лежащие на одном и том же радиусе r. Одно из них, черное, движется вперед и скорость набегающего на него воздуха при висении равна $r\omega$, а при косой обдувке она равна



Фиг. 13.2. Возникновение индуктивного сопротивления у жесткого несущего винта.



Фиг. 13.3. Возникновение индуктивного сопротивления у несущего винта с машущими лопастями.

приблизительно $r\omega+V_T$. Лопасть, изображенная пунктиром, идет назад. При висении скорость обдувки равна $r\omega$, а при горизонтальном полете $r\omega—V_T$. Поэтому при висении оба элемента дадут равные силы dY, равнодействующая которых будет направлена по оси Oy_1. При косой обдувке лопасть, идущая вперед, разовьет гораздо бо́льшую силу $dY_П$ (подъемную силу элемента), чем идущая назад, дающая силу $dY_З$, так как эти силы пропорциональны $(r\omega+V_T)^2$ и $(r\omega—V_T)^2$; происходящее при этом малое изменение величины c_y влияет мало. Проектируя эти подъемные силы на плоскость вращения, получим избыток силы от профиля, идущего вперед,— это и есть индуктивное сопротивление. Мы здесь указали лишь на схему явления. На самом деле, при вращении несущего винта величина и направление этих сил изменяются, но схема явления не изменяется. Следовательно, косая обдувка винта неизбежно вызывает сопротивление, зависящее от подъемных сил элементов.

В случае шарнирной подвески лопастей при работе на месте они несколько отклоняются вверх; получается так называемый конус лопастей (фиг. 13.3). Сила тяги направлена по оси этого ко-

нуса. Если произвести косую обдувку такого несущего винта, то ось конуса лопастей «заваливается» назад приблизительно на угол ε_i, а сила тяги оказывается направленной почти точно по новому направлению оси конуса. Это и вызывает отклонение назад силы T и связанное с этим возникновение силы индуктивного сопротивления несущего винта Q_i.

Величину угла скоса ε_i вычисляем по индуктивной скорости v_1 или по осевой V_A по формулам, выведенным в гл. 12:

$$\varepsilon_i \approx \operatorname{arc\,tg} \frac{V_A}{V_T} + \tau \approx \frac{v_1}{V_0} \cos\tau, \qquad \begin{cases} (12.11) \\ (12.12) \end{cases}$$

или при скоростях полета $\overline{V}_0 > 0{,}1$ по приближенной формуле

$$\varepsilon_i = \frac{v_1}{V_0} = \frac{v_{1в}^2}{V_0^2}. \qquad (12.38)$$

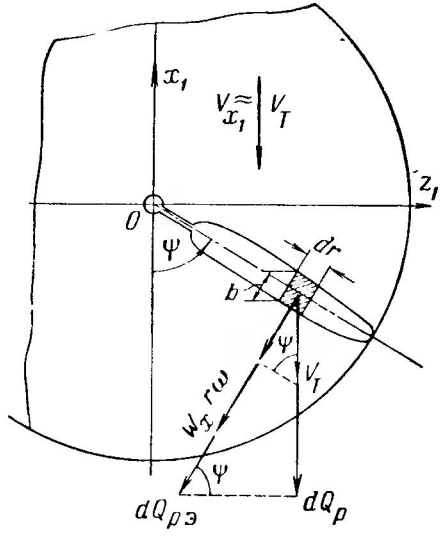
В эти формулы можно подставлять как именованные скорости, так и относительные $\overline{V}_0$, $\overline{v}_{1в}$ и $\overline{v}_1$.

§ 13.2. ПРОФИЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ НЕСУЩЕГО ВИНТА В ЦЕЛОМ

Кроме рассмотренного индуктивного сопротивления, у несущего винта в косой обдувке возникает еще действующее в плоскости вращения профильное сопротивление. Оно получается как разность профильных сопротивлений у лопастей, идущих вперед и назад. Иногда его называют продольной силой. Для его вычисления выделим на лопасти элемент, лежащий на некотором радиусе r и имеющий ширину b и длину dr.

На фиг. 13.4 изображена конструктивная плоскость вращения несущего винта. Положение лопасти будем задавать углом азимута ψ, отсчитывая его от заднего, «флюгерного», положения лопасти. Скорость W_x потока, набегающего на вырезанный элемент, если пренебречь ничтожным влиянием скорости V_A и угла $\delta_Б$, как видно из чертежа, будет равна:

$$W_x = r\omega + V_T \sin\psi.$$



Фиг. 13.4. Профильное сопротивление элемента лопасти при полете с горизонтальной скоростью.

Здесь мы считаем. что $V_{x1}=V_T$ (см. § 12.3). У элемента лопасти возникает профильное сопротивление

$$dQ_{p.\,e}=c_{xp}\frac{\rho W_x^2}{2}\,b\,dr=c_{xp}\frac{\rho b}{2}(r\omega+V_T\sin\psi)^2\,dr. \qquad (13.3)$$

Оно направлено по скорости W_x, т. е. по окружной скорости.

Для получения мгновенного профильного сопротивления для несущего винта нужно это сопротивление спроектировать на ось Ox_1. Тогда получим

$$dQ_p=dQ_{p.\,e}\sin\psi=c_{xp}\frac{\rho b}{2}(r\omega+V_T\sin\psi)^2\sin\psi\,dr.$$

Для получения полного сопротивления от одной лопасти для данного ее положения ψ нужно предыдущее выражение проинтегрировать по всей длине лопасти, т.. е. от $r=0$ до $r=R$. Однако у несущего винта нас интересует не мгновенная величина сопротивления, а среднее сопротивление всех k лопастей за полный оборот винта. Для вычисления средней величины Q_p за оборот применим весьма употребительный в теории несущего винта прием, для чего напишем равенство импульса силы dQ_p за период оборота винта, равный $t_{\text{п}}=\frac{2\pi}{\omega}$, с интегральным импульсом силы сопротивления лопасти, т. е.

$$\frac{2\pi}{\omega}Q_p=k\int_0^{2\pi}dt\int_0^R dQ_p=k\int_0^{2\pi}\frac{d\psi}{\omega}\int_0^R dQ_p,$$

где $dt=\frac{d\psi}{\omega}$ — время поворота лопасти на угол $d\psi$;

k — число лопастей.

Сокращая ω, получим весьма употребительную формулу осреднения различных величин за один оборот несущего винта

$$Q_p=\frac{k}{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^R dQ_p\,d\psi. \qquad (13.4)$$

В нашем случае мы имеем

$$Q_p=\frac{k}{2\pi}\int_0^{2\pi}d\psi\int_0^R c_{xp}\frac{\rho b}{2}(r\omega+V_T\sin\psi)^2\sin\psi\,dr.$$

Раскрывая скобки и изменяя порядок интегрирования, получим для k-лопастного несущего винта

$$Q_p=k\int_0^R c_{xp}\frac{\rho b}{2}dr\,\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}(\omega^2r^2\sin\psi+2r\omega\sin^2\psi V_T+V_T^2\sin^3\psi)\,d\psi. \qquad (13.5)$$

Вычисляем сначала внутренний интеграл, разбив его на три, и тогда получаем:

$$\int_0^{2\pi} r^2\omega^2 \sin\psi\, d\psi = r^2\omega^2 \left| -\cos\psi \right|_0^{2\pi} = 0;$$

$$\int_0^{2\pi} V_T^2 \sin^3\psi\, d\psi = V_T^2 \int_0^{2\pi} \left(-\frac{1}{4}\sin 3\psi + \frac{3}{4}\sin\psi \right) d\psi = 0;$$

$$\int_0^{2\pi} 2r\omega V_T \sin^2\psi\, d\psi = 2r\omega V_T \int_0^{2\pi} \sin^2\psi\, d\psi =$$

$$= 2r\omega V_T \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos 2\psi \right) d\psi = \pi 2r\omega V_T.$$

Следовательно, формула (13.5) примет теперь вид:

$$Q_p = k \int_0^R c_{xp} \frac{\rho b}{2} r\omega V_T\, dr.$$

Величины c_{xp} и b можно вынести средними значениями: обычно их берут на радиусе $\bar{r}=0{,}7$. Тогда, вычислив интеграл, получим

$$Q_p = \frac{c_{xp_7} k b_7}{4} \rho V_T R^2 \omega.$$

Перейдем к отвлеченным величинам, разделив обе части последнего выражения на $\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2$. Тогда получим весьма употребительную формулу:

$$C_{Q_p} = \frac{c_{xp_7}\sigma_7 \bar{V}_T}{2}. \qquad (13.6)$$

Здесь нужно отметить, что профильное сопротивление несущего винта пропорционально первой степени V_T.

С помощью C_{Q_p} можно вычислять Q_p, пользуясь формулой

$$Q_p = C_{Q_p} \frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2 = \frac{c_{xp_7}\sigma_7 \bar{V}_T}{2} \frac{\pi}{2} \rho R^4\omega^2. \qquad (13.7)$$

§ 13.3. Связь углов ε_i, ε_p, δ_x и $\delta_Б$ с силами, действующими на несущий винт

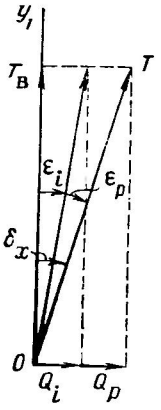
Эффект добавления профильного сопротивления Q_p к силе $T_в$ удобнее всего представлять как поворот вектора полной силы тяги T на некоторый малый угол ε_p (фиг. 13.5). Сила $T_в \approx T$ отклоняется, не изменяя практически величины, на два угла: на угол

индуктивного скоса ε_i и на угол профильного сопротивления ε_p, т. е.

$$\varepsilon_p = \frac{Q_p}{T} = \frac{C_{Qp}}{C_T} = \frac{c_{xp}\sigma_7}{2}\frac{\overline{V}_T}{C_T}. \qquad (13.8)$$

Эти углы в градусах имеют такой порядок: $\varepsilon_i^\circ \approx 1{,}5 \div 2{,}5°$ и $\varepsilon_p \approx 0{,}5 \div 0{,}75°$. Ввиду их малости можно вычислять их упрощенно, считая $\operatorname{tg}\varepsilon \approx \varepsilon$.

Полный угол отклонения силы T от конструктивной оси несущего винта будет равен



Фиг. 13.5. Отклонение вектора силы тяги T на углы ε_i и ε_p.

$$\delta_x = \varepsilon_i + \varepsilon_p. \qquad (13.9)$$

Теперь мы можем написать эту формулу в развернутом виде, пользуясь формулами (12.11) и (12.12), и получить:

$$\delta_x = \varepsilon_i + \varepsilon_p = \operatorname{arc\,tg}\frac{\overline{V}_A}{\overline{V}_T} + \tau + \frac{c_{xp}\sigma_7}{2}\frac{\overline{V}_T}{C_T}, \qquad (13.10)$$

или приближенно:

$$\delta_x \approx \frac{\overline{v}_{1в}^2}{\overline{V}_0^2}\cos\tau + \frac{c_{xp}\sigma_7}{2}\frac{\overline{V}_T}{C_T}. \qquad (13.11)$$

При скоростях полета $\overline{V}_0 > 0{,}1$ можно получить еще более простое выражение:

$$\delta_x = \varepsilon_i + \varepsilon_p \approx \frac{\overline{v}_{1в}^2}{\overline{V}_0^2} + \frac{c_{xp}\sigma_7}{2}\frac{\overline{V}_0}{C_T}. \qquad (13.12)$$

Напомним, что $\overline{v}_{1в}^2 = \frac{1}{4}\frac{C_T}{\varkappa}$ (см. формулу (9.13)).

О выборе величин c_{xp} и $\varkappa$ мы скажем в конце § 13.4.

Угол δ_x при $\overline{V}_0 = 0{,}25$ лежит обычно в пределах $2{,}5 \div 3{,}5°$. При висении $\delta_x = 0$.

Для балансировки машины на двух крайних режимах (на режимах горизонтального полета с V_{max} и висения) в случае, если не применены другие стабилизирующие приспособления, летчику приходится отклонять силу T с помощью автомата-перекоса на угол балансировки $\delta_Б$. При этом $\delta_Б = \delta_x + \delta_{АП}$.

Так как при больших отклонениях автомата-перекоса у несущего винта возникают вибрации и на ручку управления начинают действовать большие силы, то желательно иметь возможно малую величину $\delta_{АП}$. Если взять угол $\delta_Б$ равным приблизительно $\frac{\delta_x}{2}$, то при висении придется отклонять кольцо автомата-перекоса прибли-

зительно на 3° назад, давая отклонение силы T всего на 1,2÷2° (в среднем на 1,5°), а при полете с максимальной горизонтальной скоростью придется отклонять кольцо вперед примерно на тот же угол. При наличии же различных стабилизирующих поверхностей и рулевого винта нужно каждый раз внимательно проверять балансировку вертолета на этих режимах. Здесь на этих вопросах мы останавливаться не будем.

В § 12.1 была получена формула

$$\tau = \alpha_к + \delta_Б. \tag{13.13}$$

Отсюда следует, что в среднем при $\delta_Б = 1{,}5°$

$$\tau = \alpha_к^\circ + 1{,}5°, \tag{13.14}$$

т. е. τ близко по величине к конструктивному углу атаки.

§ 13.4. ПОТРЕБЛЯЕМАЯ НЕСУЩИМ ВИНТОМ МОЩНОСТЬ ПРИ КОСОЙ ОБДУВКЕ

Получаемая от двигателя мощность L расходуется у несущего винта на преодоление профильного сопротивления и на проталкивание воздуха через диск винта. Первую часть называют иногда потерями на трение лопастей о воздух, а вторую — вентиляторной мощностью.

Найдем сначала мощность профильных потерь. Обратимся снова к фиг. 13.4. На выделенный элемент лопасти действует, как мы видели, сила

$$dQ_{p.e} = c_{xp} \frac{\rho b}{2} (r\omega + V_T \sin\psi)^2 \, dr. \tag{13.3}$$

Этот элемент вращается с окружной скоростью $r\omega$ и, следовательно, сила dQ_{pe} производит работу торможения, равную

$$dL_p = r\omega \cdot dQ_{pe}.$$

Подставляя сюда найденное значение dQ_{pe}, получим

$$dL_p = c_{xp} \frac{\rho b}{2} (r\omega + V_T \sin\psi)^2 \, r\omega \, dr.$$

Полная мощность получится путем интегрирования элементарных мощностей по радиусу лопасти, т. е. от $r=0$ до $r=R$, и «осреднения» мощности за один оборот приемом, описанным в § 13.3, т. е.

$$L_p = k \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^R c_{xp} \frac{\rho b}{2} (r\omega + V_T \sin\psi)^2 \, r\omega \, dr.$$

Раскрывая скобки и изменяя порядок интегрирования, получаем для k-лопастного несущего винта

$$L_p = k \int_0^R c_{xp} \frac{\rho b}{2} r\omega \, dr \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (r^2\omega^2 + 2r\omega V_T \sin\psi + V_T^2 \sin^2\psi) \, d\psi.$$

Вычисляем сначала внутренний интеграл, разбив его на три; тогда получаем

$$\int_0^{2\pi} r^2\omega^2\, d\psi = r^2\omega^2 2\pi;$$

$$\int_0^{2\pi} 2r\omega V_T \sin\psi\, d\psi = 0;$$

$$\int_0^{2\pi} V_T^2 \sin^2\psi\, d\psi = V_T^2 \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos 2\psi\right) d\psi = \pi V_T^2.$$

Следовательно, выражение для L_p примет теперь вид:

$$L_p = k \int_0^R c_{xp} \frac{\rho b}{2} r\omega \left(r^2\omega^2 + \frac{V_T^2}{2}\right) dr.$$

Вынося величины c_{xp} и b средним значением за знак интеграла и интегрируя по r, получим окончательно

$$L_p = \frac{c_{xp_7} k b_7 \omega^3 R^4}{8}\left(1 + \frac{V_T^2}{R^2\omega^2}\right)\rho.$$

Для расчетов удобно пользоваться аэродинамическим коэффициентом крутящего момента от профильного сопротивления, т. е. величиной $m_{кр}$. Как мы указывали в гл. 5, в нашей системе этот коэффициент является одновременно и коэффициентом мощности. Для получения $m_{кр}$ делим обе части полученного выражения для L_p на $\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3$ и получаем широко применяющуюся формулу

$$m_{кр} = \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}(1 + \overline{V}_T^2), \qquad (13.15)$$

и мощность профильных потерь будет равна

$$N_p = m_{кр}\frac{\pi}{2{\cdot}75}\rho R^5\omega^3 = \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}(1 + \overline{V}_T^2)\frac{\pi}{2{\cdot}75}\rho R^5\omega^3. \qquad (13.16)$$

Найдем теперь вентиляторную работу несущего винта. Воздух в плоскости диска имеет осевую скорость V_A. Тяга несущего винта равна T. Поэтому затрачиваемая на преодоление перепада давления мощность казалось бы должна равняться TV_A. Однако мы в § 8.7, рассматривая концевые потери несущего винта, показали, что для учета этих потерь мощность нужно вычислять, считая, что винт работает без концевых потерь, а, вычисляя тягу T, мы должны эти потери вводить.

Следовательно, вычисляя мощность, нужно брать не тягу T, а ту тягу P, которая получилась бы, если бы несущий винт не имел концевых потерь. Так как $T=\varkappa P$, то

$$P=\frac{1}{\varkappa}T. \tag{13.17}$$

Следовательно, вентиляторные потери несущего винта будут равны

$$L=\frac{1}{\varkappa}TV_A. \tag{13.18}$$

Этой формулой постоянно приходится пользоваться в теории вертолета. Удобно применять ее в безразмерных обозначениях, для чего нужно ее разделить на $\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3$. Тогда получим

$$m_{\kappa T}=\frac{1}{\varkappa}C_T\bar{V}_A. \tag{18.19}$$

Полная мощность, потребляемая несущим винтом при косой обдувке, будет суммой обеих мощностей и, следовательно,

$$L=L_T+L_p=\frac{1}{\varkappa}TV_A+\frac{c_{xp_7}b_7k\omega^3R^4}{8}\left(1+\frac{V_T^2}{R^2\omega^2}\right)\rho, \tag{13.20}$$

или в *л. с.*

$$N=\frac{1}{75\varkappa}TV_A+\frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4\cdot75}(1+\bar{V}_T^2)\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3. \tag{13.20'}$$

В безразмерном написании получим полный коэффициент мощности

$$m_\kappa=\frac{1}{\varkappa}C_T\bar{V}_A+\frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}(1+\bar{V}_T^2). \tag{13.21}$$

Полученные формулы находят очень широкое применение при расчете вертолетов. Они, конечно, являются приближенными, но при правильном выборе величин $\varkappa$ и c_{xp_7} они дают достаточно точный для целей практики количественный ответ.

Величину $\varkappa$ здесь следует понимать в более широком смысле: это и поправка на концевые потери, и фактор, учитывающий неравномерность скоростного поля у несущего винта. Средний коэффициент профильного сопротивления c_{xp} нужно брать, учитывая и продувки профиля, и поправки на критерии подобия, т. е. на числа M и R. Так как эти величины изменяются в зависимости от азимута лопасти (см. § 8.8), то следует брать четыре накрест лежащие сечения лопасти, расположенные на $\bar{r}=0{,}9$ с азимутом $\psi=0$, 90, 180 и 270°, и вычислять среднее значение c_{xp_7}. При полете с горизонтальной скоростью наблюдается еще одно сложное явление, а именно, обтекание сечений несущего винта потоком с углом

скольжения β (фиг. 13.6). На конце лопасти, в момент, когда она находится в азимуте $\psi = 180°$, поток набегает по направлению скорости W, получающейся векторным сложением окружной скорости $R\omega$ и скорости потока $V_T \approx V_{x1}$, лежащей в плоскости диска. Следовательно, скорость W образует с нормальным к оси лопасти сечением угол β, тангенс которого равен

$$\operatorname{tg}\beta_{180°} = \frac{V_T}{R\omega} = \overline{V}_T. \qquad (13.22)$$

Так как при максимальной скорости полета вертолетов обычно $\overline{V}_T \approx 0{,}25$, то угол β на конце лопасти равен $\beta_{180°} = \operatorname{arc\,tg}\ \overline{V}_T \approx 14°$. При азимуте $\psi = 0$ скорость W отклонится в противоположную сторону и общая амплитуда изменения угла β на конце лопасти будет равна:

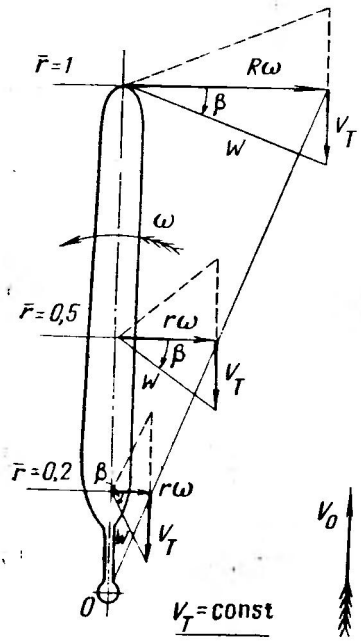
$$\beta = 2\beta_{180°} \approx 28°.$$

На любом радиусе r мы будем иметь соответственно

$$\operatorname{tg}\beta_{180°} = \frac{V_T}{r\omega} = \frac{V_T}{rR\omega} = \frac{\overline{V}_T}{\overline{r}}, \qquad (13.23)$$

что даст для того же значения $\overline{V}_T = 0{,}25$ следующие углы:

$\overline{r} = 1{,}0$	0,7	0,5	0,25
$\beta^{\circ}_{180°} = 14$	19	26,5	45
$2\beta^{\circ}_{180°} = 28$	38	53	90



Фиг. 13.6. Направление скоростей воздуха, набегающего на сечение, при полете с горизонтальной скоростью.

Таким образом, поток, набегающий на элемент лопасти, колеблется по направлению весьма сильно. Это вызывает, во-первых, нарушения в пограничном слое у профилей лопасти, что может уменьшить $c_{y\,max}$ и увеличить c_{xp}, а, во-вторых, лопасть работает как бы с некоторой стреловидностью, что ослабляет влияние сжимаемости воздуха. При этом получается в некоторых случаях своего рода компенсация, но все же характеристики профилей при этом заметно изменяются. Приходится, как это предлагает большинство авторов, увеличивать c_{xp} профилей в 1,5÷2 раза по сравнению с исправленными на число R продувками.

Обработка статистики вертолетов показывает, что можно ориентировочно, для предварительных расчетов, у несущего

винта средней формы (см. § 9.3) брать следующие значения $\varkappa$ и c_{xp}: $\varkappa \approx 0{,}92$; при висении $c_{xp}=0{,}008 \div 0{,}01$; при горизонтальном полете с $\overline{V}_0 \approx 0{,}25$ и $M_{max}=\frac{R\omega+V_T}{a} < M_{кр}$, $c_{xp}=0{,}01 \div 0{,}012$; при $M_{max}=M_{кр}$, $c_{xp}=0{,}012 \div 0{,}015$; при $M_{max} > M_{кр}$, $c_{xp}=0{,}015 \div 0{,}03$ и более.

Первые цифры относятся к очень гладкой поверхности лопастей, а вторые — к несколько шероховатой (плохая окраска, швы, слой пыли или снега и т. д.).

Необходимая мощность двигателя в *л. с.* получится по формуле

$$N_м=\frac{z}{\zeta 75} m_к \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^3,$$

где z — число несущих винтов на один двигатель; ζ — коэффициент использования мощности (см. § 4.7) в данной схеме.

Другие выражения для коэффициента мощности

В тех случаях, когда в расчетах пользуются не скоростями V_A и V_T, а V_{y1} и V_{x1}, формула для коэффициента мощности принимает несколько иной вид. Найдем вид этой формулы.

Вентиляторная мощность, т. е. работа полной силы T за 1 сек., получится в этом случае в виде скалярного произведения вектора $\vec{T}$ и вектора $\vec{V}_1$, т. е.

$$L_T=\frac{1}{\varkappa}\left(\vec{T}\vec{V}_1\right) \qquad (13.24)$$

или, переходя к координатам,

$$L_T=\frac{1}{\varkappa}\left(T_{y1}V_{y1}-T_{y1}\delta_Б V_{x1}\right). \qquad (13.25)$$

Здесь T_{y_1} — проекция силы T на ось Oy_1: она очень близка по величине к силе T. Величина $T_{y_1}\delta_Б = T\delta_Б$ дает проекцию силы на ось Ox_1 — она отрицательна. Переходя к безразмерным величинам и пользуясь обозначениями $\overline{V}_{x_1} \equiv \overline{V}_t$ и $\overline{V}_{y_1} \equiv \overline{V}_a$, получим:

$$m_{к\,T}=\frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_a - \frac{\delta_Б}{\varkappa} C_T \overline{V}_t. \qquad (13.26)$$

Профильные потери запишутся теперь в таком виде:

$$m_{к\,p}=\frac{c_{xp}\sigma_7}{4}\left(1+\overline{V}_t^2\right). \qquad (13.27)$$

Полная величина коэффициента мощности будет теперь равна:

$$m_к = m_{к\,T}+m_{к\,p}=\frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_a - \frac{\delta_Б}{\varkappa} C_T \overline{V}_t + \frac{c_{xp}\sigma_7}{4}\left(1+\overline{V}_t^2\right). \qquad (13.28)$$

Очень часто при написании такого выражения упускают второй член $\frac{\delta_Б}{\varkappa} C_T \overline{V}_t$ или берут его с неверным знаком, что уменьшает точность этой формулы. В англо-американских обозначениях она имеет такой вид:

$$m_к = -\frac{1}{\varkappa} C_T \lambda - \frac{\delta_Б}{\varkappa} C_T \mu + \frac{c_{xp_T} \sigma_T}{4} (1 + \mu^2).$$

Если в формулу (13.28) подставим вместо $\overline{V}_a$ и $\overline{V}_t$ скорости $\overline{V}_A$ и $\overline{V}_T$, воспользовавшись формулами (12.22), то получится

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T (\overline{V}_A + \overline{V}_T \delta_Б) - \frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_T \delta_Б + \frac{c_{xp_T} \sigma_T}{4} (1 + \overline{V}_T^2) =$$

$$= \frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_A + \frac{c_{xp_T} \sigma_T}{4} (1 + \overline{V}_T^2),$$

т. е. получаем уже найденное выражение [см. формулу (13.21)] для $m_к$: оно проще и нагляднее, чем выражение (13.28), почему им и удобнее пользоваться при аэродинамическом расчете вертолетов.

§ 13.5. РАСЧЕТ СЛОЖНЫХ СИСТЕМ ПО СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ВЗАИМНЫХ ВЛИЯНИЙ

При производстве аэродинамического расчета первого приближения у вертолетов сложной формы очень выгодно, чтобы избежать громоздких и длительных вычислений, пользоваться осредненным несущим винтом системы, т. е. таким, у которого индуктивная скорость взаимных влияний от соседних винтов берется средним значением. Так, например, для двухвинтовой системы получается

$$v_{ср} = \frac{v_{1.2} + v_{2.1}}{2},$$

а для четырехвинтовой

$$v_{ср} = \frac{v_{1.2+3+4} + v_{2.1+3+4} + v_{3.1+2+4} + v_{4.1+2+3}}{4}.$$

Эта скорость изменит у осредненного несущего винта скорость набегающего потока V_0 на некоторую величину $v_{ср}$. Сложение этих векторов даст результирующую скорость. Однако вектор $v_{ср}$ обычно мал и почти перпендикулярен скорости V_0. Поэтому можно принять, что взаимные влияния при больших скоростях V_0, не изменяя абсолютной величины скорости, поворачивают ее на малый угол $\varepsilon_{ср}$, равный по фиг. 12.7

$$\varepsilon_{ср} = \frac{v_{ср}}{V_0}.$$

Тогда

$$\tau_{ср} = \tau + \varepsilon_{ср};$$

$$\alpha_{ср} = \alpha + \varepsilon_{ср} \text{ и т. д.}$$

Пользуясь этими величинами, можно применить все известные формулы, выведенные для одиночного несущего винта. Таким образом, получим по фиг. 12.6 и фиг. 12.8 $v_{1\,ср}$ и найдем

$$\bar{V}_{A\,ср} = -\bar{V}_0 \sin \tau_{ср} + \bar{v}_{1ср}; \tag{13.29}$$

$$\bar{V}_{T\,ср} = \bar{V}_0 \cos \tau_{ср}. \tag{13.30}$$

При больших скоростях, как мы видим, для определения v_1 можно было пользоваться приближенной формулой:

$$v_1 = \frac{v_{1в}^2}{V_0}. \tag{12.37}$$

Из нее совершенно выпадает влияние угла τ. В нашем случае для осредненного несущего винта можно писать ее в таком виде:

$$v_{1ср} = \frac{v_{1в}^2}{V_0} + v_{ср}, \tag{13.31}$$

т. е. прибавлять к ней индуктивную скорость от взаимоиндукции.

Лучше всего для нахождения $\bar{V}_{A\,ср}$ и $\bar{V}_{T\,ср}$ пользоваться графиками, приведенными на фиг. 12.6 и 12.8, исходя из V_0 и $\tau_{ср}$. Найдя $\bar{V}_{A\,ср}$ и $\bar{V}_{T\,ср}$, переходим к вычислению мощности. Сначала находим

$$m_{к\,ср} = \frac{1}{\chi} C_{T\,ср} \bar{V}_{A\,ср} + \frac{c_{xp}\sigma_1}{4} (1 + \bar{V}_{T\,ср}^2)$$

и

$$N_{ср} = m_{к\,ср} \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^3.$$

Полная тяга и мощность для z несущих винтов на двигатель будут, очевидно, равны

$$T_{полн} = Tz \approx G; \tag{13.32}$$

$$N = \frac{z}{\zeta} N_{ср}. \tag{13.33}$$

Таким образом, расчет многовинтовой системы в первом приближении может быть произведен как расчет одновинтовой системы, но со скоростью набегающего потока, повернутой на дополнительный угол $\varepsilon_{ср}$. Точность при этом получается достаточная для компоновочных расчетов.

Далее всегда возможно уточнить расчет, учтя индивидуальные особенности обдувки каждого винта и крыльев в отдельности. Имея компоновку и приближенные, но достаточно точные, величины первого приближения, такой уточненный расчет сделать легко. Получатся некоторые индивидуальные поправки к работе изолированного одиночного несущего винта. Таким образом, на основании изложенного, получим, например, для продольной двухвинтовой системы в среднем:

$$\varepsilon_{ср} = \frac{\varepsilon_{1.2}+\varepsilon_{2.1}}{2} \approx \frac{0+1{,}5v_{1.1}}{2V_0} = 0{,}75\,\frac{v_{1.1}}{V_0}.$$

Для поперечной системы получится в среднем:

$$\varepsilon_{ср} = \frac{\varepsilon_{1.2}+\varepsilon_{2.1}}{2} \approx \frac{(-0{,}4-0{,}4)\,v_{1.1}}{2V_0} = -0{,}4\,\frac{v_{1.1}}{V_0}.$$

Здесь скос улучшает работу несущих винтов.

В случае четырехвинтовой схемы получим в среднем

$$\varepsilon_{ср} \approx (0{,}4 \div 0{,}2)\,\frac{v_{1.1}}{V_0}$$

и при сближенных несущих винтах можно получить $\varepsilon_{ср} \approx 0{,}2$. Более точный прием будет указан в гл. 16.

В предыдущих формулах $v_{1.1} = v_{1.в}$.

Глава 14

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЕРТОЛЕТА НА ВСЕХ РЕЖИМАХ

§ 14.1. ЗАДАЧА АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ВЕРТОЛЕТА

Целью аэродинамического расчета вертолета является определение летных свойств вертолета по его конструктивным параметрам с одновременным исследованием вопросов его балансировки. Последние вопросы, как увидим, очень сильно связаны с самим процессом аэродинамического расчета вертолета.

Предлагалось множество различных приемов этого расчета. Некоторые из них исходили из продувочных поляр винта, другие носили характер упрощенной теории, исходящей из средних величин, существовали приемы расчета, рассматривавшие с самого начала маховое движение лопастей. Первые методы оказались неудобными, так как для их применения было необходимо иметь весьма подробные испытания несущих винтов и притом проведенные на больших числах R и M. Практически для их осуществления требовались для каждого винта целые альбомы аэродинамических диаграмм. Все это привело к тому, что эти методы оказались мало применимыми на практике.

Введение в аэродинамический расчет махового движения лопастей в явном виде давало весьма сложные и трудоемкие расчетные приемы, притом весьма мало наглядные. Кроме того, обычное упрощение, вводимое в расчет махового движения, а именно, оставление лишь первых гармоник, снижало точность таких расчетов.

Поэтому за последнее десятилетие появилось много работ, в которых авторы пытались, исходя из физической картины полета вертолета, разработать простой и наглядный метод такого расчета. У нас по такому пути пошли раньше, чем за границей. Методы таких расчетов излагались в работах Б. Я. Жеребцова, М. Л. Миля, Б. Н. Юрьева, В. Н. Ярошенко и др. Много работал в этом направлении Л. С. Вильдгрубе. За границей расчеты, близкие к нашим, предложили Уольд, Янг, Никольский и др.

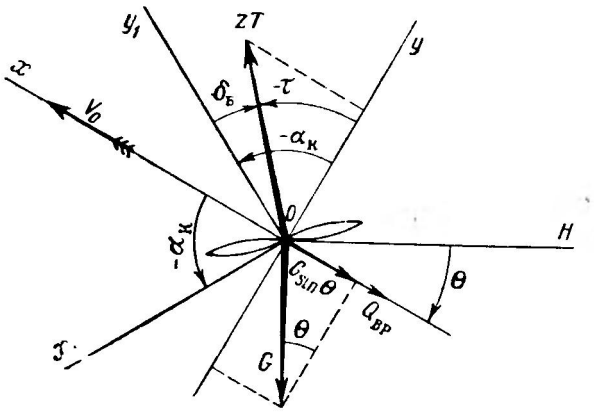
Все эти работы были написаны в самых различных обозначениях и полученные формулы не всегда доводились до наипростейшей формы. В этой книге автор использовал в основном опубли-

кованные советские работы, подвергнув их методической переработке. Иностранными материалами в этой части автору почти не пришлось пользоваться.

Как известно, основы аэродинамического расчета самолетов разработал Н. Е. Жуковский в 1916 г. Он показал, что этот расчет можно вести двумя приемами, применяя или более точный метод тяг или менее точный, но более простой метод мощностей. Все это почти полностью применимо к вертолетам, и мы изложим далее оба эти метода. Но прежде чем изложить самый расчет, нам необходимо рассмотреть уравнения движения вертолета, летящего под углом к горизонту, и получить выражения для вредного лобового сопротивления.

§ 14.2. УРАВНЕНИЯ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ДВИЖЕНИЯ ВЕРТОЛЕТА

На фиг. 14.1 изображены силы, действующие на вертолет, летящий под углом θ к горизонту. На несущие винты действует полная сила тяги от z винтов zT, на корпус действует вредное лобовое сопротивление $Q_{вр}$ и в центре тяжести вертолета приложена сила



Фиг. 14.1. Силы, действующие на вертолет при полете с горизонтальной скоростью. В сложных схемах углы берутся осредненные.

тяжести G. На чертеже нанесены подробно рассмотренные нами в § 12.1 характерные углы $\delta_б$, τ, $\alpha_к$ и θ. Движение считаем плоским и установившимся и, следовательно, силы инерции отсутствуют. В случае z винтов берем все углы их средними значениями в соответствии с § 13.5. Маховое движение учтено углом $\delta_б$.

Напишем условия равновесия сил.

Проекция сил на ось Oy дает уравнение

$$zT \cos \tau_{ср} = G \cos \theta .$$

Отсюда

$$zT = G\frac{\cos\theta}{\cos\tau_{ср}}. \qquad (14.1)$$

Проекция сил на ось Ox, т. е. на направление скорости полета V_0, дает уравнение

$$-zT\sin\tau_{ср} = Q_{вр} + G\sin\theta. \qquad (14.2)$$

Подставляя сюда по первому уравнению $zT = G\frac{\cos\theta}{\cos\tau_{ср}}$ и разделив обе части полученного уравнения на $G\cos\theta$, находим

$$-\operatorname{tg}\tau_{ср} = \frac{Q_{вр}}{G\cos\theta} + \operatorname{tg}\theta. \qquad (14.3)$$

Третье уравнение — это условие равенства нулю моментов. Как мы уже указывали, для балансировки вертолета необходимо, чтобы сила zT была отклонена от конструктивной оси на угол балансировки $\delta_{Б.ср}$ для чего, как было показано в § 12.1, должно соблюдаться условие

$$\alpha_{к\,ср} = \tau_{ср} - \delta_{Б\,ср}, \qquad (14.4)$$

что требует отклонения силы zT с помощью автомата-перекоса на угол $\delta_{АП}$, равный

$$\delta_{АП\,ср} = \delta_{Б\,ср} - \delta_{x\,ср}. \qquad (14.5)$$

Угол $\delta_{Б\,ср}$ может быть найден предварительным подсчетом по схеме вертолета. Он обычно близок к 1,5°. О вычислении углов $\delta_x = \varepsilon_i + \varepsilon_p$ и $\delta_Б$ было подробно сказано в § 12.5 и § 13.3.

Кроме того, нужно обеспечить равенство крутящего момента, подведенного к валу от двигателя, моменту аэродинамического сопротивления лопастей. Последнее достигается тем, что угол установки лопастей φ_7 всегда подбирается так, что это условие соблюдается. Число оборотов несущего винта считаем постоянным. Мощность, потребляемая осредненным несущим винтом, будет согласно § 13.4 и § 13.5 равна

$$m_{к\,ср} = \frac{1}{\varkappa} C_{T\,ср}\bar{V}_{A\,ср} + \frac{c_{x p_7}\sigma_7}{4}(1 + \bar{V}^2_{T\,ср}) \qquad (13.21)$$

и

$$N_{ср} = \frac{m_{к\,ср}}{75}\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3.$$

Мощность же двигателя при z винтах будет равна

$$N_м = \frac{z}{\zeta}N_{ср}.$$

В частных случаях эти уравнения сильно упрощаются. Так, при горизонтальном полете угол $\theta=0$ и τ мало; тогда получим

$$zT=\frac{G}{\cos\tau_{ср}}\approx G; \tag{14.6}$$

$$\operatorname{tg}\tau_{ср}=-\frac{Q_{вр}}{G}, \tag{14.7}$$

или

$$\tau_{ср}=-\operatorname{arc\,tg}\frac{Q_{вр}}{G}\approx-\frac{Q_{вр}}{G}. \tag{14.8}$$

При вертикальном полете $\theta=90°$ и $\tau=-90°$. Из уравнения (14.2) получаем теперь

$$zT=Q_{вр}+G. \tag{14.9}$$

При этом, так как $\tau=-90°$, то согласно § 12.5,

$$\alpha^{\circ}_{к.\,в}=-\tau^{\circ}_{в}-\delta^{\circ}_{Б.\,в}=-90°-\delta^{\circ}_{Б.\,в} \tag{12.75}$$

и

$$\delta_{АП.\,в}=\delta_{Б.\,в}-\delta_{x}=\delta_{Б.\,в}. \tag{12.73}$$

Углы балансировки $\delta_{Б}$ при наличии стабилизатора и рулевых винтов могут несколько отличаться в полете и при висении.

В дальнейшем для упрощения формул мы не всегда будем писать в формулах индекс «ср»; нужно лишь помнить, что в случае сложной системы все величины берутся осредненно.

§ 14.3. ВРЕДНОЕ ЛОБОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ВЕРТОЛЕТА

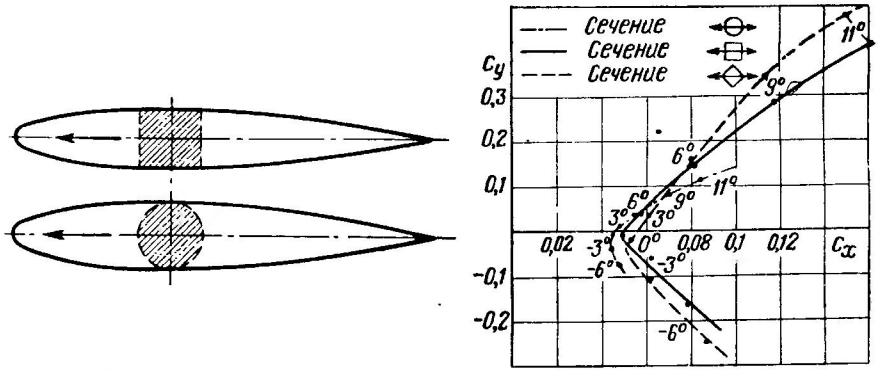
Фюзеляж и другие ненесущие детали вертолета дают вредное лобовое сопротивление $Q_{вр}$. Скорость потока в плоскости диска несущего винта, как мы знаем, равна $V_1=\sqrt{V_A^2+V_T^2}$, и лобовое сопротивление омываемых потоком частей направлено приблизительно по этой скорости. Кроме того, некоторые детали могут давать небольшую подъемную силу, перпендикулярную к этой скорости. Однако угол между скоростями V_0 и V_1 мал и равен скосу потока ε_i, т. е. $2\div3°$. Подъемные силы деталей очень малы. Все это позволяет считать, что сила $Q_{вр}$ направлена по скорости V_0 невозмущенного потока, но величину скорости набегающего потока нужно считать равной V_1 для малых углов $\alpha_к$ и равной V_2 для близких к $\alpha_к\approx-90°$. Каждая отдельная n-ная деталь вертолета, омываемая потоком, дает вредное сопротивление $Q_{вр\,n}$, причем

$$Q_{вр\,n}=c_{xn}S_n\frac{\rho V_1^2}{2}. \tag{14.10}$$

Полное сопротивление будет равно

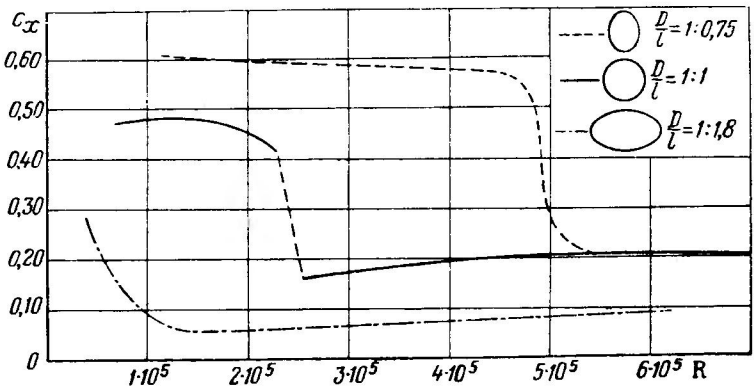
$$Q_{вр}=\frac{\rho V_1^2}{2}\sum_{1}^{m}c_{xn}S_n. \tag{14.11}$$

В дальнейшем индексы «n» и «m» мы будем опускать. Обдувка фюзеляжа и других частей вертолета происходит при углах атаки, изменяющихся в пределах от нескольких градусов до —90°. На



Фиг. 14.2. Поляра круглого и квадратного фюзеляжей при больших углах атаки.

максимальной скорости $Q_{вр}$ получается так же, как на самолете, но на режиме висения или вертикального взлета $\alpha_к \approx -90°$ и фюзеляж обдувается потоком сверху вниз, т. е. поперек. Поэтому для уточнения расчета необходимо строить график, дающий величину $\sum c_x S$ в зависимости от угла атаки $\alpha_к$. Сопротивление фюзеляжей



Фиг. 14.3. Сопротивление коротких эллипсоидов при разных числах R.

очень сильно возрастает даже при небольших углах $\alpha_к$ (фиг. 14.2). На вертолетах нередко применяются короткие фюзеляжи-кабины, близкие по форме к шару или слегка вытянутому эллипсоиду (фиг. 14.3). У последних наблюдается сильное влияние числа R. К сопротивлению фюзеляжа нужно добавить влияние различных

«шероховатостей» — окон, лесенок, люков и т. д., что, как известно, сильно увеличивает его сопротивление (примерно в $1^1/_2$ раза). Остальные детали учитываются по правилам экспериментальной аэродинамики. Для оценки общего сопротивления составляется так называемая сводка лобовых сопротивлений, т. е. перечень всех деталей, дающих сопротивление. Ее примерный вид дан в табл. 14.1. Эту сводку нужно составлять для горизонтального полета ($\alpha_к \approx 0$) и для вертикального ($\alpha_к \approx -90°$). Желательно иметь и промежуточные углы.

Таблица 14.1

Сводка лобовых сопротивлений вертолета

№ по пор.	Детали	$\alpha_к = 0$					$\alpha_к = -90°$				
		Размер	S	R	c_x	c_xS	Размер	S	R	c_x	c_xS
1	Фюзеляж										
2	Надстройки и головки несущих винтов										
3	Охлаждение										
4	Мотогондолы										
5	Шасси: стойки										
	колеса										
6	Стабилизаторы										
7	Кили и ограждения										
8	Задний винт										
9	Фары										
10	Антенны										
	. . . . .										
	и т. д.										
						Σc_xS					Σc_xS

При вычислении вредного сопротивления при взлете и висении необходимо по эскизу вертолета в плане (см. фиг. 12.13) брать отдельно те детали или их части, которые попали в струю несущего винта, и те, которые лежат вне ее. Первые обдуваются со скоростью потока V_2, а вторые — со скоростью $V_y = V_0$. Обычно скорость подъема вертолетов невелика и лежит в пределах 1,5÷4 *м/сек*. Скорость в струе V_2, как мы показали в § 11.3, практически по-

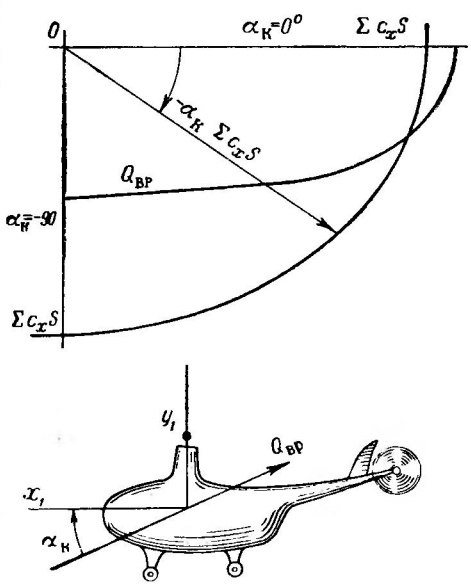
стоянна и близка к $2v_{1в}$, т. е. около 15÷20 *м/сек*; следовательно, детали, отмеченные индексом «1» и лежащие вне струи, обдуваются со скоростью, значительно меньшей, чем детали, отмеченные индексом «2» и находящиеся в струе; можно принять в среднем, что полное лобовое сопротивление при вертикальном полете будет равно:

$$Q_{вр}=Q_{вр1}+Q_{вр2}=\frac{\rho V_0^2}{2}\left(\sum c_x S\right)_1+\frac{\rho V_2^2}{2}\left(\sum c_x S\right)_2\approx$$

$$\approx\frac{\rho V_y^2}{2}\left(\sum c_x S\right)_1+\frac{\rho (2v_{1в})^2}{2}\left(\sum c_x S\right)_2. \qquad (14.12)$$

Первый член в этой формуле мал, а при висении вертолета он равен нулю, так как $V_y=0$.

На основании таких подсчетов нужно построить график (фиг. 14.4), дающий изменение $\sum c_x S$ и $Q_{вр}$ в зависимости от $\alpha_к$. Если нет точных данных о промежуточных углах атаки, то можно построить эту кривую приближенно, по эллиптическому закону. Для этого, зная $(\sum c_x S)_{\alpha=0°}$ и $(\sum c_x S)_{\alpha=-90°}$, можно построить, как показано на фиг. 14.4, на этих осях эллипс. Это упрощение не влечет больших погрешностей, так как у вертолетов важно рассчитать точно максимальную скорость горизонтального полета и скорость при вертикальном взлете, а промежуточные значения могут быть найдены более грубо. Если есть более подробные материалы, то можно найти более точные и промежуточные значения.



Фиг. 14.4. Приближенная величина вредного сопротивления $(\sum c_x S)$ и $Q_{вр}$ корпуса вертолета при разных углах атаки.

Весьма часто, как это принято и в расчете самолетов, вредные сопротивления оценивают не величиной $\sum c_x S$, а величиной площади вредной эквивалентной плоской пластинки $\sigma_{вр}$, т. е. такой, которая при той же скорости полета, будучи перпендикулярной потоку, дает такое же сопротивление, как и все части вертолета, т. е.

$$1{,}28\sigma_{вр}\frac{\rho V_1^2}{2}=\sum c_x S\frac{\rho V_1^2}{2}.$$

Здесь принимают обычно для пластинки $c_x = 1{,}28$.

Отсюда

$$\sigma_{вр} = \frac{\sum c_x S}{1{,}28}. \qquad (14.13)$$

У вертолетов приходится различать $\sigma_{вр}$ для горизонтального полета и для вертикального взлета.

Если отнести эту пластинку к ометаемой несущим винтом площади, то получится вредная относительная плоская пластинка:

$$\bar{\sigma}_{вр} = \frac{\sigma_{вр}}{F}. \qquad (14.14)$$

Эта величина у хорошо обтекаемых конструкций вертолетов равна для горизонтального полета примерно $\frac{\sigma_{вр}}{F} = 0{,}5\% = 0{,}005$, а у менее обтекаемых $\frac{\sigma_{вр}}{F} = 1\% = 0{,}01$.

В среднем $\frac{\sigma_{вр}}{F} \cdot 100 = 0{,}75\%$.

При подсчете вредного сопротивления фюзеляжа нужно учитывать наличие различных щелей, дверок, люков, волнистости обшивки и т. д. Все это может увеличивать сопротивление фюзеляжа при $\alpha_к \approx 0°$ примерно в 1,5 раза.

В общем полный коэффициент вредного сопротивления обычных одновинтовых вертолетов, отнесенный к миделю самого фюзеляжа, лежит в пределах от 0,3 до 0,5. У продольных он несколько меньше и равен примерно 0,2÷0,4. Более точную величину можно найти, рассчитав сопротивление фюзеляжа и прочих деталей по правилам экспериментальной аэродинамики.

Отметим еще, что иногда фюзеляж вертолета делается очень похожим на автомобиль. Коэффициент сопротивления современного, хорошо обтекаемого легкового автомобиля получается около 0,25÷0,3. Добавляя к этой цифре еще сопротивление надстроек и хвостовой балки, получим и для таких машин $c_x \approx 0{,}4 \div 0{,}5$.

Следовательно, сопротивление современных вертолетов по сравнению с самолетами еще велико и может быть значительно уменьшено.

К указанным сопротивлениям нужно еще прибавить около 10% от сопротивления фюзеляжа на прохождение охлаждающего воздуха, отдающего фюзеляжу свое количество движения, и сопротивление, вызванное задним винтом. Это сопротивление можно вычислить по обычной формуле несущего винта:

$$Q_{х.\,в} = T_{х.\,в}(\varepsilon_{i\,х.\,в} + \varepsilon_p)_{х.\,в} = T_{х.\,в}\delta_{х\,х.\,в}, \qquad (14.15)$$

где ε_i — скос потока от индукции и ε_p — от профильного сопротивления у хвостового винта; индекс «х. в» обозначает хвостовой винт.

Остальные коэффициенты можно прямо брать по любому авиационному справочнику или курсу аэродинамического расчета самолетов.

§ 14.4. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЕРТОЛЕТА ПО МЕТОДУ ТЯГ

Рассмотрим сначала более точный метод тяг, в котором уравнения движения вертолета строго соблюдаются. Мы будем излагать его для наглядности как бы для одновинтовой схемы, хотя он полностью применим и к любым сложным системам вертолетов, если пользоваться осредненным винтом, как указано в § 13.5. Отметим еще, что на практике чаще пользуются более простым методом мощностей, который мы подробно изложим в § 14.5.

Аэродинамический расчет полностью основан на материалах глав 12 и 13.

Для удобства использования материалов этих глав на практике мы изложим метод тяг по пунктам, дающим последовательные этапы расчета.

1) Задание. При проведении расчета считаются заданными: вес вертолета в полете G, радиус несущего винта R, угловая скорость его вращения ω, мощность двигателя $N_м$ и эскиз машины. Очень часто задают несколько вариантов решения задачи, поставленной перед конструктором, и тогда весь расчет приходится повторять несколько раз.

При проведении аэродинамического расчета приходится задаваться рядом величин, например, высотой полета H, углом взлета θ и скоростью полета по траектории V_0. Исходя из этих величин, находят потребную мощность двигателя $N_м$, угол атаки $\alpha_к$, угол оси фюзеляжа с горизонтом $\vartheta_ф$ и др. Совокупность всех этих величин дает так называемую «точку расчета». Полный аэродинамический расчет требует вычисления ряда точек для разных высот полета H, скоростей V_0 и углов θ. Другими словами, расчет состоит из ряда повторных расчетов, идущих по одному и тому же трафарету.

2) Определяем вредное сопротивление. Выбрав точку расчета H, θ и V_1, находим величину вредного сопротивления, составив сводку лобовых сопротивлений и построив график (см. фиг. 14.4) $\sum c_x S$, как указано в § 14.3. Наметив приблизительные величины $\alpha_к$ и V_1 (здесь не требуется большая точность), находим $\sum c_x S$ и вычисляем $Q_{вр}$,

$$Q_{вр} = \frac{\rho V_1^2}{2} \sum c_x S.$$

Эту величину можно в дальнейшем уточнить, получив из расчета $\alpha_к$ и V_1. В первом приближении $\alpha_к \approx -\theta$ и $V_1 \approx V_0$.

3) Находим углы τ и $\alpha_к$. С помощью уравнения (14.3)

$$-\operatorname{tg}\tau=\operatorname{tg}\theta+\frac{Q_{вр}}{G\cos\theta} \tag{14.3}$$

находим величину τ и после этого вычисляем угол атаки $\alpha_к$ по формуле (12.3)

$$\alpha_ж=\tau-\delta_Б. \tag{12.3}$$

Величина $\delta_Б$ для машин без стабилизатора в среднем равна 1,5°, а со стабилизатором может быть найдена по методу, изложенному в § 12.5; в среднем она равна 0,5°. Выбор величины угла $\delta_Б$ на результаты расчета почти не оказывает влияния и его можно брать приближенно.

4) Находим тягу несущего винта T и ряд связанных с ней величин:

$$T=G\frac{\cos\theta}{\cos\tau}; \tag{14.1'}$$

$$C_T=\frac{T}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2}; \tag{5.4'}$$

$$v_{1в}=\sqrt{\frac{T}{2\rho\varkappa F}}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}R\omega; \tag{7 26}$$

$$\overline{V}_1=\frac{V_1}{R\omega}.$$

5) Обдувка несущего винта и скорость V_0. По формуле (12.32) находим индуктивную скорость

$$v_1=\frac{v_{1в}^2}{V_1}.$$

Зная v_1, V_1 и τ, находим скорость полета по траектории с помощью соотношения

$$V_1^2=V_A^2+V_T^2, \tag{12.10}$$

куда подставляем

$$V_A=-V_0\sin\tau+v_1; \tag{12.8}$$

$$V_T=V_0\cos\tau, \tag{12.9}$$

и получаем после упрощения

$$V_1^2=V_0^2-2V_0v_1\sin\tau+v_1^2.$$

Решая это уравнение относительно V_0, находим

$$V_0=v_1\sin\tau+\sqrt{v_1^2\sin^2\tau+V_1^2-v_1^2}.$$

Вместо решения этого уравнения можно воспользоваться графиком, приведенным на фиг. 12.6, и по $\tilde{v}_1 = \frac{v_1}{v_{1в}}$ и τ найти величину $V_0 = \tilde{V}_0 v_{1в}$. Полету вертолета соответствует перед корнем знак плюс ($V_0 > 0$). Зная V_0, находим V_A и V_T по формулам (12.8) и (12.9). В случае сложных систем вертолетов нужно пользоваться указаниями, данными в гл. 12. Удобно вести расчет по средним индуктивным скоростям, как будет указано в гл. 16. Тяга, приходящаяся на каждый винт, может быть принятой при z винтах равной $T = \frac{G}{z}$.

6) Мощность двигателя. Вычисляем потребную на валу несущего винта мощность

$$N = \frac{1}{\varkappa 75} TV_A + \frac{c_{xp} \overline{\sigma}_7}{4 \cdot 75} (1 + \overline{V}_T^2) \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^3. \qquad (13.20')$$

Потребная мощность двигателя при z несущих винтов на один двигатель, при коэффициенте использования мощности схемой ζ, будет равна

$$N_м = \frac{z}{\zeta} N. \qquad (4.8)$$

Расчет можно вести, вычисляя относительные скорости $\overline{V}_A$ и $\overline{V}_T$ и вычисляя сначала коэффициент крутящего момента или мощности:

$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_A + \frac{c_{xp} \overline{\sigma}_7}{4} (1 + \overline{V}_T^2), \qquad (13.21)$$

а затем найти

$$N_м = \frac{z}{\zeta 75} m_к \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^3. \qquad (5.9')$$

7) Сетка Жуковского. Сделав расчет для ряда точек θ и V_0, нужно построить сетку потребных мощностей для полета на данной высоте H (фиг. 14.5).

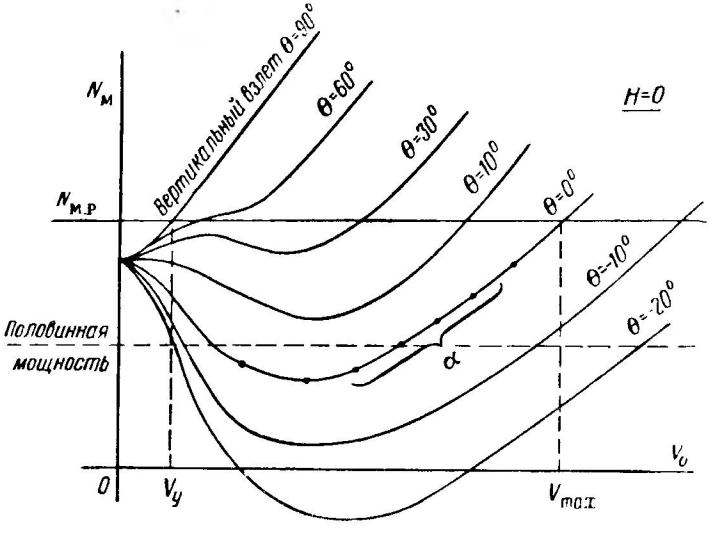
Проведя на этой диаграмме горизонтальную линию, дающую мощность двигателя, развиваемую на этой высоте, получим в точках пересечения этой линии с кривыми $\theta = \text{const}$ скорости полета по траектории V_0 и углы взлета θ. По этим данным из фиг. 14.6 находим горизонтальную и вертикальную скорости полета машины

$$V_x = V_0 \cos \theta;$$

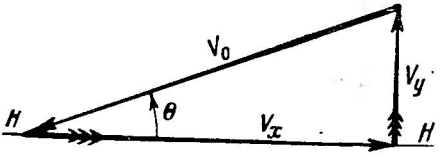
$$V_y = V_0 \sin \theta$$

и определяем наклон пола фюзеляжа (тангаж фюзеляжа) для характерных режимов — для полета с максимальной скоростью у земли и на рабочей высоте по формуле

$$\vartheta_ф = \theta + \alpha_к + \gamma_ф \qquad (12.6)$$



Фиг. 14.5. Сетка потребных мощностей в зависимости от V_0 и θ.



Фиг. 14.6. Разложение скорости V_0 по траектории на горизонтальную и вертикальную компоненты (V_x и V_y).

и на режиме висения по формуле

$$\vartheta_{\Phi}=\varphi_{\Phi}-\delta_{\text{Б. в}}. \tag{12.76}$$

Подробно эти материалы изложены в § 12.5. Нужно стремиться получить малые наклоны пола и при висении и в полете.

Примечание. Хотя в пп. 6 и 7 мы и сделали переход к мощностям, тем не менее мы сохранили название у этого способа расчета «Метод тяг», так как в его основу положена точная увязка всех сил, действующих на вертолет, чего нет в излагаемом далее «Методе мощностей».

8) Эффект автомата-перекоса. Находим необходимый для полета на этом режиме угол отклонения силы T с помощью автомата-перекоса. Для этого сначала вычисляем:

$$\delta_x=\varepsilon_i+\varepsilon_p=\operatorname{arc\,tg}\frac{\overline{V}_A}{\overline{V}_T}+\tau+\frac{c_{xp7}}{2}\frac{\overline{V}_T}{C_T}, \tag{13.10}$$

или упрощенно

$$\delta_x=\frac{v_{1\text{в}}^2}{V_0^2}\cos\tau+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{2}\frac{\overline{V}_T}{C_T}. \tag{13.11}$$

После этого находим

$$\delta_{\text{АП}}=\delta_{\text{Б}}-\delta_x. \tag{12.4}$$

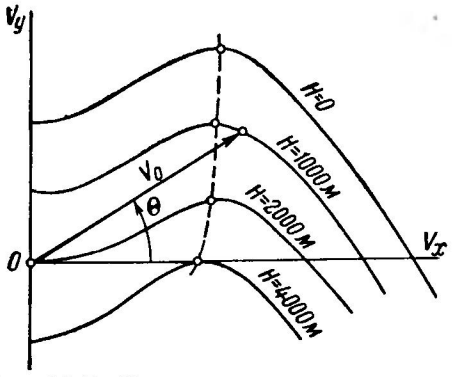
Отклонение ручки управления в зависимости от параметров передачи получается в 2÷3 раза больше. Заметим, что указанный ход расчета охватывает все режимы полета, начиная от висения или вертикального взлета до полета с максимальной скоростью.

Построив сетку для отрицательных значений θ, мы получим при $N_{\text{м}}=0$ режимы планирования. Сетка эта позволяет сразу получить решение вопроса о том, что получится у многомоторного вертолета в случае остановки одного двигателя. Для этого нужно лишь взять меньшую величину располагаемой мощности $N_{\text{м. р}}$. В некоторых случаях вертолет сможет продолжать в таких условиях горизонтальный полет, в других он сможет лететь, лишь постепенно снижаясь.

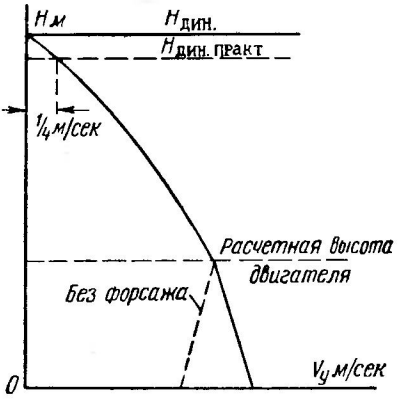
Таким образом, указанный расчет является универсальным. Его нужно повторить для нескольких высот полета, беря мощность $N_{\text{м}}$ по высотной характеристике двигателя.

9) Указательницей скоростей называется кривая, дающая годограф скоростей самолета или вертолета, т. е. полярная диаграмма вектора скорости $\vec{V}_0$. Зная компоненты скорости полета V_x и V_y или V_0 и θ, ее очень легко построить по точкам (фиг. 14.7). Обычно наносят на одну диаграмму несколько кривых для разных высот полета H. У вертолета до некоторой высоты до так называемого потолка висения (статического потолка) имеется вертикальная скорость V_y при $V_x=0$. На фиг. 14.7 $H_{\text{ст}}=2000$ *м*. При полете с горизонтальной скоростью потолок увеличивается в 2÷3 раза: это так называемый потолок вертолета на скорости или динамический потолок. На фиг. 14.7

$H_{max}=4000$ *м*. Горизонтальная скорость при этом меньше максимальной в 1,5÷2 раза. Так как вблизи потолка скорость взлета очень мала и машина почти не поднимается, то часто считают потолком такую высоту, где скорость вертикального взлета падает до величины $V_y=\frac{1}{4}\div\frac{1}{2}$ *м/сек*. Такие потолки называют практическими потолком висения и потолком вертолета на скорости. По указательнице скоростей непосредственно видно, при какой скорости V_x получится максимальная



Фиг. 14.7. Указательница скоростей у вертолета.



Фиг. 14.8. Кривая скороподъемности вертолета.

скорость $V_{y\,max}$: для этого достаточно провести горизонтальные касательные к кривым. На фиг. 14.7 пунктирная кривая соединяет точки, где получается $V_{y\,max}$.

10) Кривая скороподъемности и барограмма взлета. Пользуясь указательницей скоростей (см. фиг. 14.7), легко построить кривую скороподъемности (фиг. 14.8), дающую

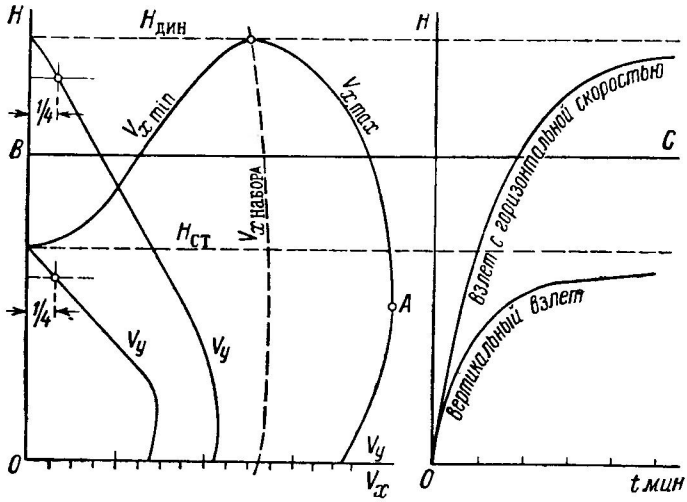
$$V_{y\,max}=f(H).$$

Для увеличения скороподъемности вертолетов обычно у земли пользуются взлетной мощностью двигателя, т. е. форсируют его. Если этого не делать, то скороподъемность на малых высотах сильно уменьшится, как показано на чертеже пунктиром. Нужно помнить, что такое форсирование двигателя допускается обычно в течение не более 5 мин.

Получив кривую скороподъемности, легко построить по изложенным в § 10.5 правилам, барограмму набора высоты. Можно применять способ «змейки» и способ графического интегрирования.

11) Аэродинамический паспорт вертолета. На основании этих расчетов можно построить весьма полезный для

эксплуатации сводный график, дающий основные летные данные вертолета для разных высот (фиг. 14.9). На такой диаграмме видно, где получается наибольшая горизонтальная скорость полета (точка A); непосредственно видно, что на высотах, бо́льших потолка висения (линия BC), вертолет может летать, подобно самолету, лишь имея горизонтальную скорость, лежащую между $V_{x\,min}$



Фиг. 14.9. Аэродинамический паспорт вертолета.

и $V_{x\,max}$. На диаграмму наносят пунктиром кривую горизонтальных скоростей $V_{x\,набор}$, соответствующих максимальной вертикальной скорости набора высоты. По барограмме непосредственно видно, сколько времени потребуется для подъема на заданную высоту, и т. д.

Такой аэродинамический паспорт весьма желательно иметь для нескольких вариантов нагрузки. Это позволит сознательно планировать и рассчитывать эксплуатационные задания.

§ 14.5. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЕРТОЛЕТА ПО МЕТОДУ МОЩНОСТЕЙ

Описанный в предыдущем параграфе «метод тяг» требует большой вычислительной работы, так как много расчетных точек θ, V_0, нужных для построения кривых, в расчете оказываются неиспользованными. Поэтому на практике обычно предпочитают пользоваться более простым и наглядным «методом мощностей», хотя он и менее точен, чем первый метод. Мы его излагаем по отдельным пунктам, в соответствии с последовательностью расчета.

Горизонтальный полет вертолета

В основу метода мощностей положен расчет горизонтального полета, который ведем, задаваясь скоростью V_1 и высотой полета H.

1) Характерные углы. Сначала находим по сводке лобовых сопротивлений величину $\sum c_x S$ для $\alpha_ж=0$ и вычисляем $Q_{вр}$

$$Q_{вр}=\frac{\rho V_1^2}{2}\sum c_x S. \tag{14.11}$$

Уравнение движения [см. формулу (14.3)] в нашем случае упрощается, так как $\theta=0$, и имеет вид

$$\operatorname{tg}\tau=-\frac{Q_{вр}}{G}, \tag{14.7}$$

или

$$\tau=-\operatorname{arc\,tg}\frac{Q_{вр}}{G}\approx-\frac{Q_{вр}}{G}. \tag{14.8}$$

В сложной системе к полученному таким образом значению τ нужно прибавить средний скос от взаимной индукции, т. е.

$$\varepsilon_{ср}=\frac{v_{ср}}{V_1}, \tag{12.38}$$

и тогда можно пользоваться осредненным винтом, беря у него, согласно § 13.5,

$$\tau_{ср}=\tau+\varepsilon_{ср}$$

и тягу

$$T=\frac{1}{z}G.$$

После этого можно найти средний угол атаки, т. е.

$$\alpha_{к.\,ср}=\tau_{ср}-\delta_{Б.\,ср}. \tag{12.3}$$

Величину $\delta_{Б.\,ср}$ нужно брать, как указано в § 12.5, пользуясь понятием „центр условной втулки“ (ЦУВ).

2) Скорости обдувки диска несущего винта. Находим сначала индуктивную скорость у изолированного несущего винта на режиме висения $v_{1в}$, исходя из силы тяги $T=\frac{1}{z}G$. Скорость v_1 находим по описанному в предыдущих параграфах методу, а именно, находим сначала

$$v_{1в}=\sqrt{\frac{T}{\varkappa 2\rho F}}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{C_T}{\varkappa}}R\omega, \tag{7.26}$$

затем вычисляем индуктивную скорость v_1', считая винт изолированным, по формуле (12.37)

$$v_1' = \frac{v_{1в}^2}{V_1};$$

прибавляем к ней среднюю величину индуктивной скорости от взаимной индукции $v_{ср}$, после чего определяем индуктивную скорость у осредненного винта, т. е.

$$v_1 = \frac{v_{1в}^2}{V_1} + v_{ср}.$$

После этого находим скорость набегающего потока, исходя из очевидной зависимости

$$V_1^2 = V_0^2 + v_1^2$$

и получаем

$$V_0 = \sqrt{V_1^2 - v_1^2} \text{ и } \overline{V}_0 = \frac{V_0}{R\omega}.$$

После этого вычисляем по формулам (12.8) и (12.9) скорости обдувки $\overline{V}_{A\,ср}$ и $\overline{V}_{T\,ср}$:

$$\overline{V}_{A\,ср} = -\overline{V}_0 \sin\tau + \overline{v}_1;$$

$$\overline{V}_{T\,ср} = \overline{V}_0 \cos\tau.$$

3) Потребная мощность двигателя. После этого можно вычислить потребную для горизонтального полета мощность на валу осредненного несущего винта

$$N = \frac{1}{75\varkappa} TV_{A\,ср} + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4 \cdot 75}(1 + \overline{V}_{T\,ср}^2)\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3 \qquad (13.20')$$

и мощность двигателя

$$N_м = \frac{z}{\zeta} N. \qquad (4.8)$$

Для исследования общих вопросов и для контроля величин и здесь можно сначала находить коэффициент мощности

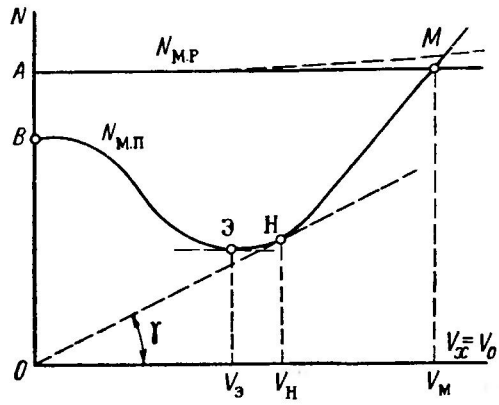
$$m_к = \frac{1}{\varkappa} C_T \overline{V}_{A\,ср} + \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}(1 + \overline{V}_{T\,ср}^2), \qquad (13.21)$$

а затем вычислять

$$N_м = \frac{z}{75} m_к \frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^3.$$

4) Кривая потребных для горизонтального полета мощностей. Сделав указанный расчет для несколь-

ких скоростей и получив парные значения V_0 и $N_м$, строят кривую потребных мощностей, т. е. $N_{м.п}=f(V_0)$. Она обычно имеет вид, показанный на фиг. 14.10. Индексом «п» мы будем обозначать потребную мощность. Если нанести на эту же диаграмму располагаемую мощность двигателя, т. е. $N_{м.р}$, то получится линия AM, которую при малых скоростях следует проводить горизонтально. При больших же скоростях полета $V_л=V_0>250$ *км/час* нужно учитывать небольшое увеличение мощности за счет скоростного напора засасываемого двигателем воздуха. Делается это по правилам, излагаемым во всех курсах авиационных двигателей. Для получения полного эффекта от наддува необходимо делать вынесенные из фюзеляжа всасывающие патрубки направленными вперед.



Фиг. 14.10. Диаграмма потребных и располагаемых мощностей при горизонтальном полете.

В точке M получается равенство потребной и располагаемой мощностей, т. е. $N_{м.п}=N_{м.р}$. Эта точка соответствует максимальной скорости полета на данной высоте.

В точке B получается режим висения. В точке $Э$ получается минимальная потребная мощность и этой точке соответствует экономическая скорость полета $V_э$. Режим такого полета называется экономическим.

Если провести из начала координат к кривой $N_{м.п}$ касательную прямую, то в точке касания H получится наивыгоднейший режим, при котором минимальной будет не мощность, т. е. работа в единицу времени, а минимальная работа, затрачиваемая на единицу пройденного вертолетом пути (работа на 1 *км* или на 1 *м*).

Доказательство этого очень просто. Работа, затраченная на любом режиме за dt сек., равна $75\ N_{м.п}\ dt$, а вертолет за это время пролетит расстояние $V_0\ dt$. Следовательно, затрата работы на единицу пути равна

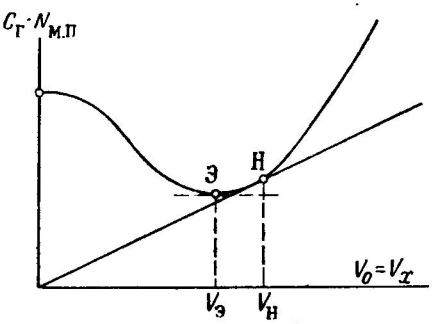
$$\frac{75N_{м.п}\,dt}{V_0\,dt}=\frac{75N_{м.п}}{V_0}=75\operatorname{tg}\gamma,$$

где γ — угол наклона прямой линии, соединяющей любую точку кривой $N_{м.п}$ с началом координат. Наименьшее значение эта величина получит тогда, когда γ будет минимально возможной, а это получится, когда линия OH коснется кривой $N_{м.п}$. Скорость поле-

та $V_н$, соответствующая этому режиму, называется наивыгоднейшей.

5) Использование на практике экономического и наивыгоднейшего режимов. Полет на экономическом режиме соответствует при заданном запасе топлива $G_т$ максимальной продолжительности полета, а полет на наивыгоднейшем режиме — наибольшей дальности. При этом двигатель нужно дросселировать до мощности $N_{м.э}$ и $N_{м.н}$ и все рассуждение пригодно лишь для двигателей с идеально отрегулированным расходом топлива и смазки, у которых обеспечивается неизменный удельный расход $C_т$.

На практике обычно этого не бывает и расход сильно изменяется при дросселировании. Для уточнения расчета нужно поэтому находить эти режимы не по кривой мощности, а по кривой расхода топлива, у которой по оси ординат отложена величина $C_т N_{м.п}$, а по оси абсцисс скорости полета $V_и = V_0$ (фиг. 14.11). Найдя по этой кривой точки $Э$ и $Н$ по прежнему правилу, мы получим $V_э$ и $V_н$ с учетом изменения $C_т$ двигателя.



Фиг. 14.11. Диаграмма часового расхода топлива при горизонтальном полете. Экономические и наивыгоднейшие углы при учете изменяемости удельного расхода топлива.

При расчете длительных полетов нужно учитывать еще выгорание топлива. У современных вертолетов запас топлива невелик и равен обычно 10÷15% от веса машины в полете. Поэтому, подобно тому, как это делается и при расчете самолетов, это обстоятельство проще всего учесть, сделав аэродинамический расчет для среднего в полете веса машины. Если машина при вылете имела вес G, то ее нужно рассчитывать на вес

$$G_{ср} = G - \frac{G_т}{2}. \qquad (14.16)$$

Такой прием вообще следует рекомендовать при расчете вертолетов, так как при расчете «на вес при взлете» почти все летные данные несколько занижаются, и если расчет проводился для G_{max}, то полезно сделать расчет машины с выгоревшим наполовину запасом топлива.

В случае вертолетов с очень большим запасом топлива, проще всего для заданной высоты построить ряд кусочных кривых для разных весов машины и путем проб получить правильное течение кривых. Существуют и аналитические методы, на которых мы здесь останавливаться не будем.

Для обычного, малого, запаса топлива получаем на экономическом режиме время полета в часах

$$t_{э.ч}=\frac{G_г}{C_{г.э}N_{м.э}} \tag{14.17}$$

и пройденный при этом путь в *км*

$$D_э=\frac{V_э t_э}{1000}=3{,}6\,V_э t_{э.ч}. \tag{14.18}$$

Здесь $V_э$ взято в *м/сек* и $t_э$ — в сек.

Для полета на наивыгоднейшем режиме получим соответственно

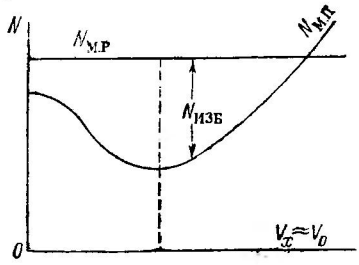
$$t_{н.ч}=\frac{G_г}{C_{г.н}N_{м.н}} \tag{14.19}$$

и

$$D_н=\frac{V_н t_н}{1000}=3{,}6\,V_н t_{н.ч}. \tag{14.20}$$

При этом $t_э>t_н$ и $D_э<D_н$.

Для полного расчета вертолета нужно построить кривые потребных мощностей для ряда высот полета: $H=0$; 1000; 2000; 4000; 6000 *м* и т. д., и ряда нагрузок.



Фиг. 14.12. Избыток мощности: $N_{изб}=N_{м.р}-N_{м.п}$.

6) Определение скороподъемности по методу мощностей. Вертикальная скорость вертолета определяется по избытку мощности $N_{изб}$, т. е. по разности между располагаемой мощностью и мощностью, потребной для горизонтального полета (фиг. 14.12)

$$N_{изб}=N_{м.р}-N_{м.п}. \tag{14.21}$$

Предполагается, что весь этот избыток с учетом всех потерь ζ_x может быть использован на подъем машины вверх, т. е.

$$75N_{изб}\zeta_x=GV_y,$$

откуда получается скорость взлета

$$V_y=\frac{75N_{изб}\zeta_x}{G}=\zeta_x\frac{N_{м.р}-N_{м.п}}{G}75. \tag{14.21'}$$

Здесь ζ — коэффициент использования мощности данной схемой и x — коэффициент концевых потерь. Наибольшая скорость V_y по-

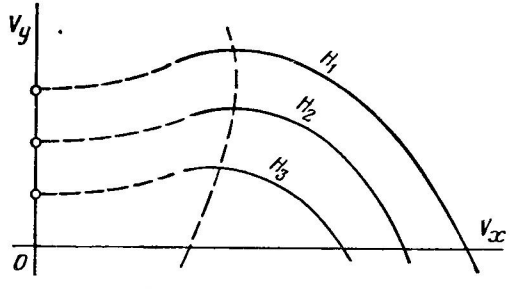
лучится при таком расчете на экономическом режиме полета. Угол взлета θ получится из фиг. 14.6

$$\sin\theta=\frac{V_y}{V_0}, \tag{14.22}$$

и, следовательно,

$$V_x=V_0\cos\theta=\sqrt{V_0^2-V_y^2}. \tag{14.23}$$

По этим данным можно построить указательницу скоростей, барограмму взлета и аэродинамический паспорт машины. Все это производится так же, как это делалось в предыдущем параграфе (фиг. 14.13).



Фиг. 14.13. Указательница скоростей.
Скорости при $V_x=0$ получены по гл. 10.

Дополнение. Ввиду того, что при вычислении скорости V_y часто допускаются ошибочные суждения, мы приведем дополнительный подробный вывод формулы для V_y. При полете с малым углом взлета (или снижения) θ можно принять, что $\sin\theta=\theta$ и $\sin\tau=\tau$ и тогда уравнение движения вертолета примет вид:

$$-\tau G=Q_{вр}+G\theta.$$

Отсюда

$$\tau=-\frac{Q_{вр}}{G}-\theta.$$

Найдем величину скорости V_A по формуле (12.8), куда подставляем найденное значение τ, и получаем

$$V_A=-V_0\tau+v_1=V_0\frac{Q_{вр}}{G}+V_0\theta+v_1;$$

замечая, что $V_0\theta=V_y$ и $V_0\frac{Q_{вр}}{G}+v_1=V_{Aг}$, где $V_{Aг}$ — скорость V_A при горизонтальном полете, можем написать:

$$V_A=V_{Aг}+V_y.$$

Вычисляем теперь потребную мощность двигателя на режиме взлета по обычной формуле

$$75N_м = \frac{1}{\varkappa\zeta} V_A G + \frac{75}{\zeta} N_р = \frac{1}{\varkappa\zeta} V_{A\,г} G + \frac{1}{\varkappa\zeta} V_y G + \frac{75}{\zeta} N_р;$$

замечая, что выражение

$$\frac{1}{\varkappa\zeta} V_{A\,г} G + \frac{75}{\zeta} N_р = 75 N_{м.\,г},$$

т. е. равно мощности, необходимой для горизонтального полета, получим уже найденное выражение для V_y:

$$V_y = \zeta_\varkappa \frac{N_м - N_{м.\,г}}{G} 75.$$

Заметим, что в указанном методе при определении вертикальных скоростей не учитывалось изменение режима работы несущего винта, т. е. величины $\alpha_к$ или τ. Это не вносит больших погрешностей при $\bar{V}_0 > 0{,}1$, но при меньших скоростях получаются заметные отклонения от более точного метода тяг. Поэтому кривая — указательница скоростей на участке $0 < \bar{V}_0 < 0{,}1$ должна проводиться пунктиром, как это сделано на фиг. 14. 13. Рекомендуется поэтому для $\bar{V}_0 = 0$, т. е. для режима висения, вычислять вертикальные скорости по гл. 10 и через полученные таким образом точки рекомендуется провести кривую на глаз до сопряжения ее со сплошной кривой. Пунктирная часть лишь поможет такому проведению кривой для малых скоростей ($\bar{V}_0 < 0{,}1$).

Полный расчет требует повторения описанной процедуры для ряда высот, что сильно увеличивает объем расчетной работы.

Замечание. Кривая потребных мощностей (см. фиг. 14.5 и фиг. 14.10) была построена у нас в натуральных величинах: она давала зависимость $N_{м.п} = f(V_0)$. Иногда ее строят в безразмерном виде, откладывая по оси ординат величину $m_{к.\,п}$, а по оси абсцисс $\bar{V}_0$ (иногда $\bar{V}_T$ или μ). Тогда располагаемый коэффициент мощности будет, очевидно, равен

$$m_{к.\,р} = \frac{\zeta \cdot 75 N_м}{z \frac{\pi}{2} \rho R^5 \omega^3}.$$

В остальном ход расчета остается неизменным. Расчет в натуральных величинах более нагляден, что очень важно при компоновке машины, почему мы и изложили его в этой главе.

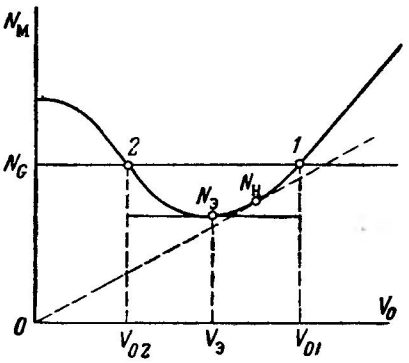
§ 14.6. ПЛАНИРОВАНИЕ ВЕРТОЛЕТА

Планированием вертолета называется спуск под углом к горизонту с неработающим двигателем на авторотации. Вертикальный спуск, иногда называемый парашютированием, мы

подробно рассмотрели в главах 10 и 11. Как мы видели, при таком спуске получается очень большая скорость снижения, требующая для обеспечения безопасного спуска применения шасси с очень большим ходом и применения специального, трудного маневра — «подрыва». В случае пологого планирования скорость снижения значительно уменьшается и возможна посадка даже без выравнивания вертолета у земли. Поэтому многие конструкторы отказываются от вертикального спуска на авторотации и считают, что нормальной посадкой при отказе двигателя является планирование вертолета. Это, однако, как увидим далее, сильно ограничивает применение вертолетов, так как при висении на малой высоте вертолет может получить достаточную скорость полета V_0 лишь после потери большой высоты, порядка 150÷200 *м* и более.

Скорость снижения при планировании можно найти или по описанному в § 14.4 методу сеток Н. Е. Жуковского, или по методу мощностей, или по способу, описанному несколько далее. Скорость V_y в этом случае нужно считать отрицательной, так как V_y обозначает в общем случае скорость взлета.

Проще всего исходить из метода мощностей, дающего хорошие результаты для скоростей порядка $\overline{V_0}>0{,}1$.



Фиг. 14.14. Определение скоростей планирования по кривой потребных мощностей.

При пологом планировании потребная для полета мощность получается за счет работы веса машины при снижении. При скорости снижения V_y и весе машины G сила тяжести совершает в секунду работу, равную GV_y *кгм/сек*. На диаграмме потребных мощностей (фиг. 14.14) у нас даны мощности $N_м$, отнесенные к валу двигателя, т. е. $N_м=\frac{N}{\zeta}$. Поэтому мощность силы веса будет эквивалентна мощности на валу двигателя и равна:

$$N_G=-\frac{GV_y}{75\zeta}. \qquad (14.24)$$

При установившемся пологом планировании эта мощность должна равняться потребной для полета мощности $N_{м.п}$, т. е.

$$-\frac{GV_y}{75\zeta}=N_{м.п}.$$

Отсюда,

$$V_y = -\frac{75\zeta N_{м.п}}{G}. \qquad (14.25)$$

Если на фиг. 14.14 провести горизонтальную линию, то получим в общем случае две точки пересечения *1* и *2*, в которых мощность будет одинаковой и, следовательно, по формуле (14.25) получатся одинаковые скорости снижения, но будут различные скорости полета на траектории V_{01} и V_{02}. Это дает два режима планирования, точно так же, как это получается и у самолета.

Наименьшая скорость снижения получится в точке, характеризующей экономический режим полета, так как величина $N_э$ будет в этом случае минимальной потребной мощностью и мы можем написать:

$$V_{y\,min} = -\frac{75\zeta N_э}{G}. \qquad (14.26)$$

По этой простой формуле скорость снижения получается достаточно точной, если взяты точные величины ζ и $N_э$ для данной машины.

Для прикидочных и предварительных расчетов можно принять, что в среднем у вертолетов $N_э \approx \frac{1}{2} N_{ном}$, т. е. $N_э$ равна половине номинальной мощности у земли; величина $\zeta \approx 0{,}78$ для одновинтовой и $\zeta \approx 0{,}85$ для многовинтовой схем; в среднем ее можно принять равной 0,8. Тогда можно написать:

$$V_{y\,min} = -\frac{75 \cdot 0{,}8 \cdot 0{,}5 N_{ном}}{G} = -\frac{30 N_{ном}}{G}. \qquad (14.27)$$

Отношение $\frac{G}{N_{ном}} = q_{ном}$ *кг/л. с.*, т. е. равно номинальной нагрузке на 1 *л. с.* Она известна с самого начала расчета вертолета. Следовательно, можно для быстрых расчетов пользоваться формулой

$$V_{y\,min} = -\frac{30}{q_{ном}}. \qquad (14.28)$$

Таким образом, при номинальной нагрузке на 1 *л. с.*, равной 4 *кг*, получится наименьшая скорость снижения при планировании, примерно равная 7,5 *м/сек*, а при нагрузке $q_{ном} = 5$ *кг/л. с.* вертикальная скорость будет равна 6 *м/сек*.

Скорость снижения можно еще выразить через нагрузку p *кг/м*^{2} на ометаемую площадь, так как согласно § 6.4 имеется зависимость

$$q_{ном} \sqrt{\frac{p}{\Delta}} = E_м,$$

откуда получаем, что вблизи земли, когда $\Delta=1$,

$$q_{\text{ном}}=\frac{E_{\text{м}}}{\sqrt{p}}.$$

Подставляя это выражение для $q_{\text{ном}}$ в выведенную формулу (14.28), получаем

$$V_{y\,\min}\approx-\frac{30}{E_{\text{м}}}\sqrt{p} \qquad (14.29)$$

и, беря в среднем значение $E_{\text{м}}=20$, получим окончательно

$$V_{y\,\min}\approx-1{,}5\sqrt{p}. \qquad (14.30)$$

Напомним, что при вертикальном спуске на авторотации мы получили

$$V_{y\,A}\approx-4\sqrt{p} \qquad (10.23')$$

и, следовательно, наименьшая скорость снижения при планировании почти в $2^1/_2$ раза меньше скорости вертикального спуска на авторотации. Живая сила, которую должна поглотить амортизация шасси, уменьшается при этом почти в 9 раз, что позволяет применять шасси малого хода.

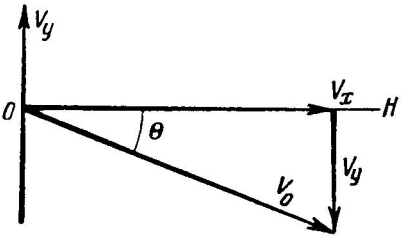
Указательница скоростей при планировании

Получив V_y и зная V_0 из диаграммы потребных мощностей, находим горизонтальную проекцию скорости полета по очевидной (фиг. 14.15) формуле:

$$V_x=\sqrt{V_0^2-V_y^2}. \qquad (14.31)$$

Наклон траектории к горизонту получится по очевидным формулам:

$$\theta=\operatorname{arc\,tg}\frac{V_y}{V_x}=\operatorname{arc\,sin}\frac{V_y}{V_0}. \qquad (14.32)$$



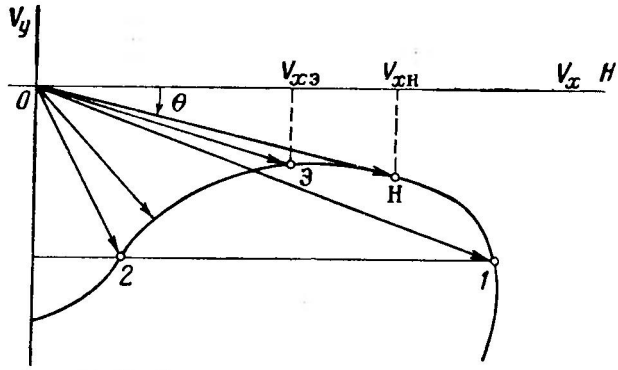
Фиг. 14.15. Угол планирования θ.

При пологом планировании угол θ мал и тогда $V_0\approx V_x$, $\operatorname{tg}\theta\approx\theta$, и можно вычислять θ по более простой формуле:

$$\theta=\frac{V_y}{V_0}. \qquad (14.33)$$

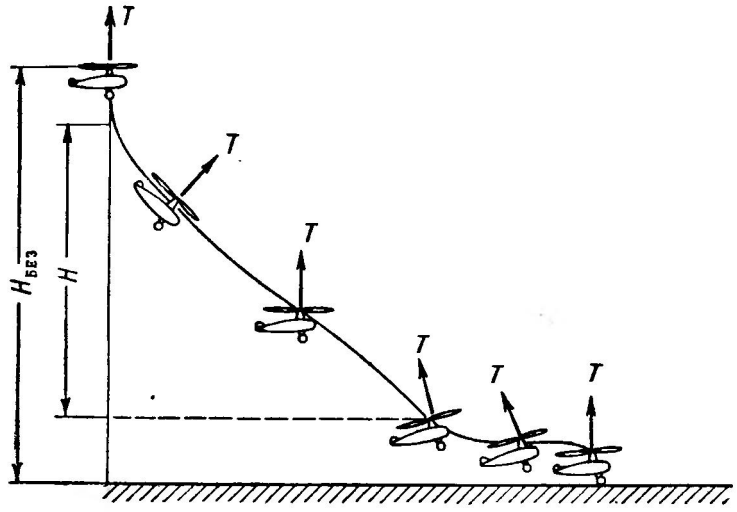
Пользуясь последними формулами, нужно помнить, что скорость $V_y<0$ в случае спуска. Задаваясь рядом значений N_G, мы будем получать с помощью диаграммы, приведенной на фиг. 14.14, по два значения скоростей V_{x1}, V_{y1} и V_{x2}, V_{y2}, причем $V_{y1}=V_{y2}$. По

этим точкам строим указательницу скоростей: она имеет примерно вид, изображенный на фиг. 14. 16.



Фиг. 14. 16. Указательница скоростей планирования вертолета на авторотации.

По оси абсцисс отложены скорости V_x, а по оси ординат скорости V_y; угол между горизонтальной осью OH и вектором скорости V_0 есть угол снижения θ. Наименьшая скорость снижения получится в точке $Э$ при экономическом режиме полета, наименьший



Фиг. 14. 17. Безопасная высота для спуска вертолета при аварийной остановке двигателя.

угол снижения получится на наивыгоднейшем режиме в точке H; этим режимам будут соответствовать горизонтальные проекции скорости полета $V_{x\text{э}}$ и $V_{x\text{н}}$. Каждой скорости снижения V_y будут

в общем случае соответствовать две горизонтальных скорости V_{x1} и V_{x2} и два угла снижения θ_1 и θ_2.

При планировании на авторотации выгодно допускать несколько бо́льшую скорость снижения, чем $V_{y\,\min}$, так как тогда сильно уменьшается V_x и увеличивается угол θ и спуск машины приближается к вертикальному. Пробег по земле благодаря малости V_x делается весьма небольшим, а при наличии колес с тормозами или шасси с полозьями он может и совершенно отсутствовать.

При наклонном спуске не возникает вихревое кольцо и связанное с ним раскачивание машины.

Обычно летчик не допускает, чтобы вертолет касался земли даже на скорости V_y, применяя самолетный прием посадки и выравнивая траекторию у земли, переходя на горизонтальный полет и даже делая перед спуском «горку», после чего машина «проваливается» и касается земли с очень малыми скоростями V_x и V_y.

Иногда применяют еще прием подрыва несущего винта, т. е. увеличения его шага у земли. Обычно посадка делается против ветра и спуск вертолета на планировании еще более приближается к вертикальному (фиг. 14.17).

Безопасная высота вертолета

Недостатком вынужденного спуска вертолета по способу планирования является то, что висящий в воздухе вертолет не может начать планировать без потери высоты. Дело в том, что висящий неподвижно в воздухе вертолет не имеет кинетической энергии поступательного движения, а планирующий вертолет должен иметь скорость планирования $V_{0\,\text{пл}}$ и, следовательно, кинетическую энергию, равную $\frac{mV_{0\text{пл}}^2}{2}$. Если не заимствовать эту энергию у вращающегося по инерции несущего винта, т. е. сохранять число оборотов последнего неизменным, то получить эту энергию вертолет может лишь от работы собственного веса G, которая при спуске с высоты H и будет равна GH. Эта энергия может быть передана вертолету лишь с некоторым к. п. д., равным в этих условиях приблизительно 0,5. Кроме того, во все время спуска затрачивается еще энергия на вредное лобовое сопротивление, на обслуживание вертолета электроэнергией, на сопротивление самого несущего винта и т. д., на что затрачивается примерно около половины располагаемой энергии. Кроме того, нельзя использовать всю энергию несущего винта, так как он должен все время вращаться, как мы видели в § 11.5.

В общем нужно в среднем считать, что на создание скорости удается использовать лишь около $^1/_5$ полной потенциальной энергии веса. Будем обозначать эту величину через ζ^G. Приравнивая

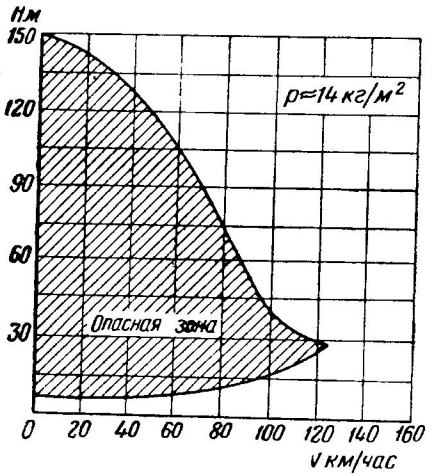
эту энергию кинетической энергии при планировании, получим уравнение

$$\zeta_G GH = \frac{G}{2g} V_{0пл}^2 .$$

Отсюда находим

$$H = \frac{V_{0пл}^2}{\zeta_G 2g} . \qquad (14.34)$$

Безопасная высота $H_{без}$ будет несколько бóльшей, так как летчик не сразу переведет машину на переходный режим и, кроме того, необходимо иметь запас высоты у земли на выравнивание машины или для маневра «горка». Оценить эту добавочную высоту можно приблизительно в 10 *м*, и тогда получим:



Фиг. 14.18. Диаграмма безопасных высот спуска на авторотации по Р. А. Янгу.

$$H_{без} = \frac{V_{0пл}^2}{\zeta_G 2g} + 10. \qquad (14.35)$$

При $\zeta_G = \frac{1}{5}$ и считая $2g \approx 20$, получим

$$H_{без} \approx \frac{V_{0пл}^2}{4} + 10. \qquad (14.36)$$

Если машина в момент остановки двигателя не висела, а двигалась со скоростью V_0, то из потребной работы нужно вычесть соответствующую энергию $\frac{GV_0^2}{2g}$; тогда формула (14.35) примет вид:

$$H_{без} = \frac{V_{0пл}^2 - V_0^2}{\zeta_G 2g} + 10 \qquad (14.37)$$

и безопасная высота $H_{без}$ соответственно уменьшится.

Не останавливаясь на подробностях, можно аналогичным приемом исследовать и спуск с малых высот, учитывая «подрыв несущего винта».

Более точно расчет таких маневров можно сделать, разбив траекторию спуска на элементы и вычислив движение на таком элементе, как происходящее при среднем значении действующих сил, как это мы делали в § 11.5, изучая подрыв несущего винта вертолета.

На фиг. 14.18 дана заимствованная у Р. А. Янга диаграмма безопасных высот спуска на авторотации для среднего американского вертолета. Мы видим, что опасная зона попадает в область,

представляющую наибольший интерес для эксплуатации вертолета. С этим неприятным ограничением борются известными приемами: установкой двух и более независимых двигателей и использованием кинетической энергии несущего винта путем подрыва, для чего необходимо иметь более тяжелые несущие винты.

Планирование вертолета в общем случае

Более точно, особенно в области, где $\overline{V}_0<0{,}1$, расчет планирования вертолета может быть сделан по способу тяг, в котором учитываются характерные углы силы T с осями координат.

Исходим из условия авторотации несущего винта, т. е. считаем $m_к=0$, и тогда получаем:

$$m_к=\frac{1}{\varkappa}C_T\overline{V}_A+1{,}2\frac{c_{xp_T}\sigma_T}{4}(1+\overline{V}_T^2)=0.$$

Здесь множитель 1,2 при $m_{кр}$ вводит потери на рулевой винт, на трение в трансмиссиях, на работу масляного насоса, электрогенератора и т. д.

Из этого уравнения находим, задавшись величиной $\overline{V}_T$, скорость $\overline{V}_A$

$$\overline{V}_A=-\varkappa 0{,}3\frac{c_{xp_T}\sigma_T(1+\overline{V}_T^2)}{C_T}. \qquad (14.38)$$

Зная величину $\overline{V}_T$ и $\overline{V}_A$, находим

$$\overline{V}_1=\sqrt{\overline{V}_A^2+\overline{V}_T^2} \qquad (12.10)$$

и получаем точное значение индуктивной скорости по формуле (12.32)

$$v_1=\frac{v_{1в}^2}{V_1}. \qquad (12.32)$$

Далее, пользуясь известными формулами (12.8) и (12.9), т. е.

$$V_A=-V_0\sin\tau+v_1$$

и

$$V_T=V_0\cos\tau,$$

переписываем их в виде:

$$V_0\sin\tau=-V_A+v_1$$

и

$$V_0\cos\tau=V_T,$$

после чего находим

$$\operatorname{tg}\tau=\frac{-V_A+v_1}{V_T} \qquad (14.39)$$

и

$$\tau=\operatorname{arc\,tg}\frac{-V_A+v_1}{V_T}. \qquad (14.40)$$

Кроме того, находим

$$V_0 = \frac{V_T}{\cos\tau}. \qquad (14.41)$$

Теперь пользуемся уравнением движения вертолета в форме уравнения (14.3), т. е.

$$-\operatorname{tg}\tau = \frac{Q_{вр}}{G\cos\theta} + \operatorname{tg}\theta,$$

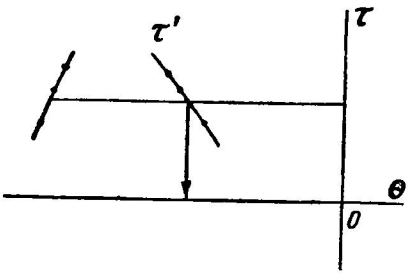
которое можно переписать в таком виде:

$$-\operatorname{tg}\tau\cos\theta = \frac{Q_{вр}}{G} + \sin\theta, \qquad (14.42)$$

откуда видим, что все величины, входящие в это выражение, нам известны, кроме угла θ. Величина

$$Q_{вр} = \frac{\rho V_1^2}{2}\sum c_x S$$

находится по сводке лобовых сопротивлений.



Фиг. 14.19. Графическое нахождение угла планирования.

Следовательно, задача сводится к решению уравнения (14.42) относительно θ. Его можно решать или графически, путем засечки, или аналитически.

В первом случае удобнее задаваться величиной θ и находить соответствующую величину τ' (фиг. 14.19). Там, где $\tau' = \tau$, и получится нужная величина θ. Нужно помнить, что при планировании величины $\theta < 0$ и, кроме того, одному τ соответствуют при выбранном V_T два значения θ.

Для аналитического решения в формулу (14.42) нужно подставить $\cos\theta = \sqrt{1-\sin^2\theta}$, изолировать радикал и возвести полученное выражение в квадрат. После этого получится уравнение второй степени:

$$\sin^2\theta(1+\operatorname{tg}^2\tau) + \sin\theta 2\frac{Q_{вр}}{G} + \frac{Q_{вр}^2}{G^2} - \operatorname{tg}^2\tau = 0.$$

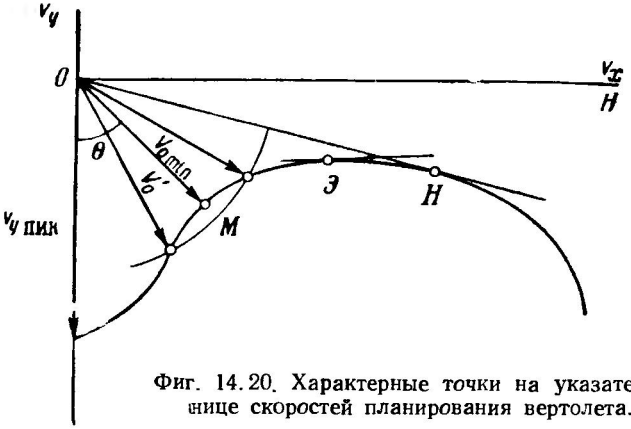
Решая его, получим

$$\sin\theta = \frac{-\frac{Q_{вр}}{G} \pm \sqrt{-\frac{Q_{вр}^2}{G^2}\operatorname{tg}^2\tau + \operatorname{tg}^2\tau + \operatorname{tg}^4\tau}}{1+\operatorname{tg}^2\tau}. \qquad (14.43)$$

Для каждой скорости планирования, т. е. V_0, мы получим в общем случае два значения угла планирования θ, что ясно видно из фиг. 14.20. Задавшись каким-либо значением V_0' и очертив из начала координат окружность с радиусом V_0', показанную тонкой линией, мы получим у нее две точки пересечения с указательницей

скоростей планирования, которые и дадут два угла планирования θ и две скорости снижения V_y. В точке M получится минимальная скорость по траектории $V_{0\,min}$, обеспечивающая установившееся планирование.

Этот режим представляет большой интерес, так как при полете на нем скорость снижения мало отличается от наименьшей воз-



Фиг. 14.20. Характерные точки на указательнице скоростей планирования вертолета.

можной скорости на экономическом режиме, а скорость по траектории значительно меньше и, следовательно, значительно меньше будет и кинетическая энергия $\frac{GV_0^2}{2g}$ вертолета. Это позволяет в случае внезапной остановки двигателя быстро набрать необходимую скорость $V_{0\,min}$ и начать установившееся планирование. Этот прием снижает безопасную высоту и им пользуются опытные летчики, умеющие делать безопасные посадки при крутом планировании. При этом сильно уменьшается и горизонтальная скорость при посадке. На автожирах такая посадка применялась очень часто. Кроме того, при такой посадке не возникает вихревого кольца.

Углы атаки и тангажа при планировании

При пологом планировании балансировочный угол $\delta_Б$ близок к тому, который соответствует режиму полета с большой горизонтальной скоростью. У одновинтовой схемы хвостовой винт дает очень малый момент $M_{х.в}$ и ему соответствует согласно § 12.5 изменение балансировочного угла, равное всего лишь около $^1/_4{}^c$. При крутом планировании нужно определять балансировочный угол заново, по уже известной методике, учитывая влияние стабилизирующих поверхностей.

Угол атаки определится по известной формуле (12.3), т. е.

$$\alpha_к = \tau - \delta_Б. \qquad (12.3)$$

Угол тангажа фюзеляжа при планировании равен

$$\vartheta_ф = \theta + \alpha_к + \varphi_ф. \qquad (12.6)$$

При этом угол θ отрицателен, а угол $\alpha_к$ положителен и получается некоторая компенсация, и угол тангажа фюзеляжа получается при пологом планировании малым. Это подтверждает давно известное наблюдение, что ось фюзеляжа на обычных режимах полета вертолета почти горизонтальна.

В некоторых типах вертолетов и конвертопланов ось фюзеляжа на обычных режимах может поворачиваться на 90°. Такие схемы требуют каждый раз специального рассмотрения и здесь нельзя дать общих правил.

В заключение заметим, что сложные типы вертолетов могут рассчитываться по описанной методике, если пользоваться осредненным винтом, т. е. величиной $\tau_{ср}$, согласно § 13.5.

§ 14.7. О МЕТОДАХ ВТОРОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Разобранные здесь методы позволяют сделать полный аэродинамический расчет и найти все основные данные проектируемого вертолета. В нем с самого начала учитывается условие балансировки вертолета и маховое движение лопастей (угол $\delta_Б$). Однако они основаны на вычислениях, в которые вводились средние значения многих величин. Так, не учитывалось изменение величин $\frac{dc_y}{d\alpha}$ и c_{xp}. Совершенно не учитывались радиальные скорости потока, набегающего на лопасти, хотя они очень велики и их влияние должно быть весьма заметным. Индуктивные скорости вводились в виде средней величины по диску винта. На самом деле они изменяются. Правда, для аэродинамического расчета это допущение не дает больших погрешностей, так как сила тяги считается равной приросту количества движения в струе, а средняя скорость определяется по импульсу. Но при этом возникают вторичные явления, как, например: изменение махового движения и т. п., что несколько изменяет действующие на несущий винт силы.

Очень важно в уточненных расчетах обеспечить соблюдение уравнения моментов (величины $\delta_Б$), так как несоблюдение этого условия вносит довольно заметные погрешности. К сожалению, до сих пор не разработан еще метод нахождения истинных индуктивных скоростей на самих лопастях (относительное движение воздуха) и обычно находят путем опытов или теоретически лишь средние скорости на диске, а не истинные скорости на лопасти. Кроме того, как увидим далее, теория винтов с машущими лопастями разработана еще слабо, с целым рядом грубых допущений. Таким образом, нужно признать, что теоретически обоснованного метода второго приближения в настоящее время еще не создано.

Взамен этого можно легко уточнить расчет первого приближения, пользуясь результатами экспериментальных исследований. Обычно каждое конструкторское бюро придерживается одной формы лопастей у своих вертолетов и постепенно накапливается большой запас материалов по испытаниям машин в полете или в аэродинамических трубах. Это позволяет воспользоваться экспериментально полученными полярами. Если иметь проделанный расчет по описанным методам, то будут известны V_0, $\alpha_к$, C_T, и тогда можно на основании графиков получить уточненную величину угла установки лопастей φ_7 и найти надежную величину $m_к$, после чего можно найти $N_п$ и по ряду точек построить уточненную, второго приближения, кривую потребных мощностей. Таков в основном метод Л. М. Миля и В. Н. Ярошенко, в котором было указано удобство использования угла τ.

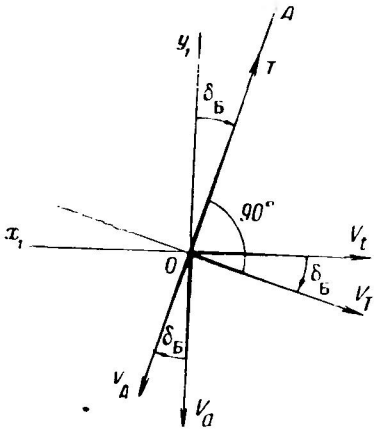
Таким образом, уточнение аэродинамического расчета вертолета в настоящее время возможно лишь с помощью экспериментальных кривых. Надо заметить, что и при аэродинамическом расчете самолета приходится пользоваться такими же приемами. Ни один ответственный проект самолета не обходится без многочисленных продувок его моделей. То же получается и для более сложной машины, т. е. для вертолета. Поэтому надо считать правилом тщательную разработку проекта вертолета на моделях в аэродинамических трубах и на свободно летающих в воздухе моделях с двигателями.

Глава 15

МАХОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ЛОПАСТЕЙ И КОЭФФИЦИЕНТ ТЯГИ НЕСУЩЕГО ВИНТА ПРИ КОСОЙ ОБДУВКЕ В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

§ 15.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

До сих пор мы не рассматривали в явном виде маховое движение лопастей, получающееся у шарнирно подвешенных лопастей, какие теперь только и применяются на вертолетах. Учет же этого движения совершенно необходим для получения формул для коэффициента тяги C_T при полете с горизонтальной скоростью и для решения ряда важных вопросов.



Фиг. 15.1. Переход от скоростей V_A и V_T к скоростям V_a и V_t.

В этой главе мы рассмотрим этот вопрос в упрощенной, но весьма наглядной постановке, с тем, чтобы вернуться в главах 17 и 18 к более точной, ставшей ныне классической, постановке, но значительно более сложной и требующей громоздких вычислений.

Мы будем считать, что боковой завал несущего винта мал и уничтожается летчиком путем малого отклонения автомата-перекоса вбок.

Основной гипотезой является положение о том, что истинная плоскость вращения лопастей перпендикулярна к полной силе тяги несущего винта T (фиг. 15.1). Это допущение мы будем называть центрирующим эффектом силы тяги. Классическая теория подтверждает это положение как достаточно близкое к действительности. Опыты также дают близкий к этому результат.

Сила T образует с конструктивной осью угол $\delta_Б = \delta_z + \delta_{АП}$. Углом конусности лопастей ввиду его малости будем прене-

брегать при вычислении силы тяги, как это делается и в классической теории. Об этом будет сказано в § 15.3.

Для расчета махового движения удобно исходить не из скоростей V_A и V_T, что очень упрощает аэродинамический расчет, а из скоростей V_a и V_t, взятых по связанным осям Ox_1 и Oy_1 (см. фиг. 15.1). Для такого перехода проектируем скорости V_A и V_T на новые оси и получаем, считая $\delta_Б$ малым углом,

$$V_a = V_A + V_T\delta_Б \tag{15.1}$$

и

$$V_t = -V_A\delta_Б + V_T \approx V_T. \tag{15.2}$$

Эти формулы мы уже получили в § 12.2.

В безразмерных обозначениях Жуковского—Ветчинкина их можно написать в таком виде:

$$\overline{V}_a = \overline{V}_A + \overline{V}_T\delta_Б \tag{15.3}$$

и

$$\overline{V}_t = -\overline{V}_A\delta_Б + \overline{V}_T. \tag{15.4}$$

В англо-американских стандартах применяются еще такие обозначения:

$$\lambda = -\overline{V}_a; \tag{15.5}$$

$$\mu = \overline{V}_t. \tag{15.6}$$

Полная скорость обдувки диска $\overline{V}_1$ получится, очевидно, из соотношения

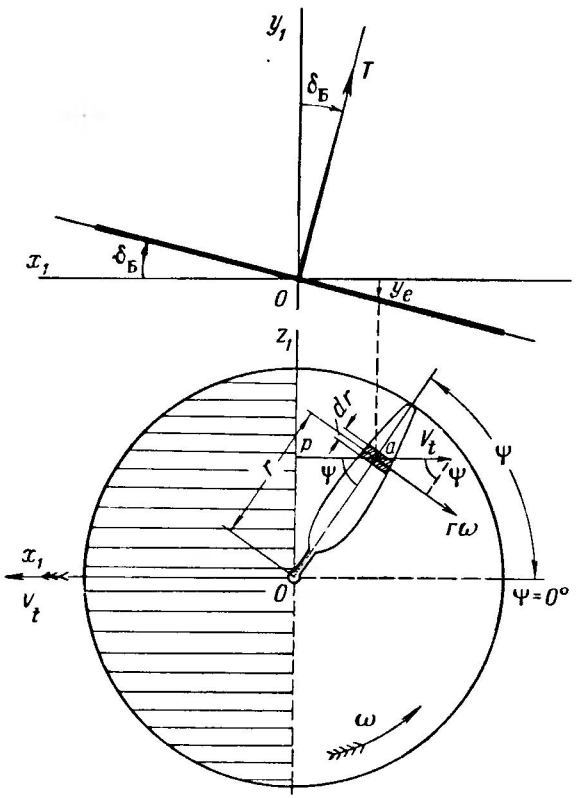
$$\overline{V}_1 = \sqrt{\overline{V}_a^2 + \overline{V}_t^2}. \tag{15.7}$$

§ 15.2. КОЭФФИЦИЕНТ ТЯГИ НЕСУЩЕГО ВИНТА В КОСОЙ ОБДУВКЕ

Выделим у лопасти на радиусе r элемент с хордой b и длиной по размаху dr (фиг. 15.2) и рассмотрим его обтекание при наличии махового движения. Результирующая скорость набегающего потока составится у нас из четырех скоростей: $r\omega$, V_a, V_t и v_β. Первые три мы уже умеем вычислять. Скорость же v_β является скоростью, возникшей от махового движения лопасти. Центр выделенного нами на фиг. 15.2 элемента лопасти (точка a) будет то подниматься, то опускаться над конструктивной плоскостью вращения. Его высота пусть будет равна y_e. Плоскость истинного движения лопастей будет пересекаться с конструктивной по линии Oz_1 и в заштрихованной части диска выделенный элемент будет находиться выше конструктивной плоскости, а в незаштрихованной — ниже. Угол между этими плоскостями равен $\delta_Б$. Длина перпенди-

куляра $\overline{ap}$, опущенного из точки a на линию Oz_1, равна, как видно из чертежа, $r\cos\psi$ и тогда

$$y_e = -\delta_Б r\cos\psi.$$



Фиг. 15.2. Завал плоскости вращения несущего винта в приближенной теории.

Скорость взмаха будет равна $\frac{dy_e}{dt}$, а относительная скорость потока v_β будет иметь обратное направление, но тот же знак. Следовательно,

$$v_\beta = +\frac{dy_e}{dt} = \delta_Б r\sin\psi\,\frac{d\psi}{dt}.$$

Но $\frac{d\psi}{dt} = \omega$ и, следовательно,

$$v_\beta = \delta_Б r\omega\sin\psi. \qquad (15.8)$$

Таким образом, относительная скорость $W = W_x$ потока, набегающего на выделенный элемент, будет равна [как было уже по-

лучено в § 13.2 и как непосредственно видно из чертежа (см. фиг. 15.2)],

$$W_x = r\omega + V_t \sin\psi. \qquad (15.9)$$

Осевая компонента скорости W будет равна (см. фиг. 15.3)

$$W_y = V_a + \delta_Б r\omega \sin\psi. \qquad (15.10)$$

Угол, образуемый притекающим к элементу потоком, т. е. скоростью W с плоскостью вращения, будет равен

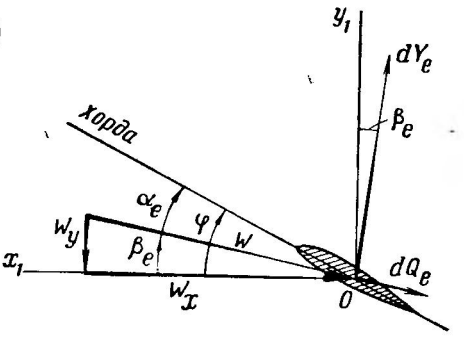
$$\beta_e = \frac{W_y}{W_x} = \frac{V_a + \delta_Б r\omega \sin\psi}{r\omega + V_t \sin\psi}. \qquad (15.11)$$

Здесь угол β_e считается малым и $\operatorname{tg}\beta_e \approx \beta_e$.

Угол атаки α_e сечения будет равен

$$\alpha_e = \varphi - \beta_e = \varphi - \frac{W_y}{W_x}. \qquad (15.12)$$

Угол установки φ в нашем случае можно представить в таком виде:



Фиг. 15.3. Поток, набегающий на элемент лопасти.

$$\varphi = \varphi_0 - \varphi_{АП} \cos\psi. \qquad (15.13)$$

Здесь φ_0 — общий угол установки лопастей, а величина $\varphi_{АП}\cos\psi$ представляет собой добавочный угол установки, возникающий от действия автомата-перекоса, работающего у нас лишь в продольной плоскости. Для $\psi = 0$ эта формула дает $\varphi = \varphi_0 - \varphi_{АП}$; для $\psi = 90°$, $\varphi = \varphi_0$; для $\psi = 180°$, $\varphi = \varphi_0 + \varphi_{АП}$, т. е. при подъеме переднего края АП угол установки спереди увеличивается, а позади уменьшается.

Угол атаки сечения будет равен, следовательно,

$$\alpha_e = \varphi_0 - \varphi_{АП} \cos\psi - \frac{W_y}{W_x}, \qquad (15.14)$$

а коэффициент подъемной силы сечения может быть (подобно тому, как это давалось в § 8.5) написан в таком виде:

$$c_y = A\alpha_e = A\left(\varphi_0 - \varphi_{АП}\cos\psi - \frac{W_y}{W_x}\right). \qquad (15.15)$$

Вычислим тягу вырезанного элемента лопасти (см. фиг. 15.3), считая, что

$$dT_e = dY_e, \qquad (15.16)$$

т. е. сила тяги элемента равна его подъемной силе, что можно делать, допуская, что угол β_e мал. Это допущение всегда делается в теории несущего винта.

Тогда получим

$$dT_e = dY_e = A\left(\varphi - \frac{W_y}{W_x}\right)\frac{\rho W_x^2}{2} b\,dr =$$

$$= A(\varphi W_x^2 - W_x W_y)\frac{\rho b}{2} dr. \qquad (15.17)$$

Подставляя сюда найденные значения W_x и W_y по формулам (15.9) и (15.10) и величину φ по формуле (15.13), получаем для k-лопастного несущего винта среднюю за оборот тягу T

$$T = k\int_0^R \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} dT_e d\psi =$$

$$= k\int_0^R \frac{A\rho b}{2} dr \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} [\varphi_0 W_x^2 - \varphi_{АП} W_x^2 \cos\psi - W_x W_y]\, d\psi =$$

$$= k\int_0^R \frac{A\rho b}{2} dr \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} (\varphi_0 r^2\omega^2 + \varphi_0 2V_t r\omega \sin\psi +$$

$$+ \varphi_0 V_t^2 \sin^2\psi - \varphi_{АП} r^2\omega^2 \cos\psi - \varphi_{АП} 2V_t r\omega \sin\psi\cos\psi -$$

$$- \varphi_{АП} V_t^2 \sin^2\psi\cos\psi - r^2\omega^2\delta_Б \sin\psi - V_a r\omega -$$

$$- \delta_Б r\omega V_t \sin^2\psi - V_a V_t \sin\psi)\, d\psi. \qquad (15.18)$$

После интегрирования по ψ, получим

$$T = k\int_0^R \frac{A\rho b}{2}\left(\varphi_0 r^2\omega^2 + \varphi_0\frac{V_t^2}{2} - r\omega V_a - \frac{\delta_Б}{2} r\omega V_t\right) dr. \qquad (15.19)$$

Член с $\varphi_{АП}$ из формулы выпал, так как множитель при $\varphi_{АП}$ оказался после интегрирования равным нулю.

Для дальнейшего интегрирования по r нужно иметь зависимость b и φ_0 от r.

В простейшем случае, часто встречающемся на практике, $b=\text{const}$ и $\varphi_0=\text{const}$. Тогда получим

$$T = \frac{A\rho k b}{2}\left(\varphi_0\frac{R^3\omega^2}{3} + \varphi_0\frac{V_t^2 R}{2} - \frac{V_a R^2\omega}{2} - \delta_Б\frac{R^2\omega}{4} V_t\right). \qquad (15.20)$$

Хотя эта формула и выведена для $b=\text{const}$ и $\varphi_0=\text{const}$, ею или аналогичными формулами пользуются и для расчета любых несущих винтов, вводя в нее значения b_7 и φ_7, взятые на $\bar{r}=0{,}7$. Это, понятно, упрощает все расчеты, но вводит в них погрешность. Сравнение с более точными методами показывает, что до $\bar{V}_t \leqslant 0{,}25$ по-

грешность невелика, особенно если учесть грубость многих допущений, вводимых вообще в теорию несущего винта.

Разделив обе части полученного выражения на $\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2$, получим величину C_T, выраженную через безразмерные величины

$$C_T = A\sigma_7\left[\frac{\varphi_7}{3}\left(1+\frac{3}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{\overline{V}_a}{2}-\frac{\delta_Б\overline{V}_t}{4}\right]. \qquad (15.21)$$

При расчете вертолетов величины C_T, $\overline{V}_t$, $\overline{V}_a$ и $\delta_Б$ получаются из аэродинамического расчета (см. § 14.4 и § 14.5), а величина φ_7 остается неизвестной. Из выведенной формулы легко найти φ_7, т. е.

$$\varphi_7 = \frac{\dfrac{C_T}{A\sigma_7}+\dfrac{\overline{V}_a}{2}+\dfrac{\delta_Б\overline{V}_t}{4}}{\dfrac{1}{3}+\dfrac{\overline{V}_t^2}{2}}. \qquad (15.22)$$

Формула (15.21), выведенная здесь, практически совпадает с формулой (15.23):

$$C_T = A\sigma_7\left[\frac{\varphi_7}{3}\left(1+\frac{3}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{\overline{V}_a}{2}\right], \qquad (15.23)$$

которую дает классическая теория для несущего винта без АП. Все отличие формулы (15.21) от формулы (15.23) состоит в том, что в формуле (15.21) имеется добавочный член $\frac{\delta_Б\overline{V}_t}{4}$. Это объясняется тем, что в первой формуле было принято заранее, что летчик с помощью АП ставит силу тяги T в плоскость полета и отклоняет ее на заданный балансировочный угол $\delta_Б$. При свободном же несущем винте, при нейтральном АП сила T отклоняется назад на угол δ_x и вбок, в сторону оси Oz_1 на угол $\delta_z \approx \frac{\delta_x}{2}$.

Работа АП входит в формулу (15.21) через $\delta_Б$, так как этот угол, как известно, связан с δ_x и $\delta_{АП}$ формулой (12.1), т. е.

$$\delta_Б = \delta_x + \delta_{АП},$$

и тогда формулу (15.21) можно переписать в таком виде:

$$C_T = A\sigma_7\left[\frac{\varphi_7}{3}\left(1+\frac{3}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{\overline{V}_a}{2}-\frac{\delta_x\overline{V}_t}{4}-\frac{\delta_{АП}\overline{V}_t}{4}\right]. \qquad (15.24)$$

Формула эта показывает, что действие АП сравнительно мало влияет на величину C_T.

Учет концевых потерь

Выведенной формулой для C_T часто пользуются на практике. В нее не были введены концевые потери винта. Не представляет никакого труда ввести эти потери, для чего лишь нужно интегрирование вести не в пределах от 0 до R, а от $R\xi_1$ до $R\xi_2$. Тогда получим

$$C_T = A\sigma_7\left[\frac{\varphi_7}{3}(\xi_2^3-\xi_1^3)+\frac{\varphi_7}{2}(\xi_2-\xi_1)\overline{V}_t^2-\right.$$

$$\left.-\frac{\overline{V}_a}{2}(\xi_2^2-\xi_1^2)-\frac{\delta_Б\overline{V}_t}{4}(\xi_2^2-\xi_1^2)\right].$$

Вынося общий множитель $\xi_2^3-\xi_1^3\approx\xi_2^2-\xi_1^2=\varkappa$ (см. § 8.6), получим

$$C_T=A\sigma_7\varkappa\left[\frac{\varphi_7}{3}\left(1+\frac{3}{2}\frac{\xi_2-\xi_1}{\xi_2^2-\xi_1^2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{\overline{V}_a}{2}-\frac{\delta_Б\overline{V}_t}{4}\right]. \qquad (15.25)$$

Выражение в скобках можно упростить, воспользовавшись тем, что член

$$\frac{3}{2}\frac{\xi_2-\xi_1}{\xi_2^2-\xi_1^2}\overline{V}_t^2=\frac{3}{2}\frac{1}{\xi_2+\xi_1}\overline{V}_t^2$$

значительно меньше единицы и в него можно ввести среднее значение $\xi_2+\xi_1\approx1{,}23$ и тогда мы получим окончательно

$$C_T=A\sigma_7\varkappa\left[\frac{\varphi_7}{3}(1+1{,}2\overline{V}_t^2)-\frac{\overline{V}_a}{2}-\frac{\delta_Б\overline{V}_t}{4}\right]. \qquad (15.26)$$

Сравнение формул (15.21) и (15.26) показывает, что неучет концевых потерь при $\varkappa\approx0{,}9\div0{,}92$ дает по формуле (15.21) преувеличение на 10% значения C_T, почему и нужно в расчетах пользоваться формулой (15.26), как более точной.

Более сложный несущий винт

Предыдущие формулы были выведены для случая, когда $b=$ $=\text{const}$ и $\varphi_0=\text{const}$. Пользование величинами b_7 и φ_7 позволяет их применять и к более сложным случаям, но, конечно, такой прием дает малую точность и пригоден лишь для вычислений первого приближения.

Не представляет никакого труда вывести выражения для любого закона изменения ширины b и угла φ вдоль по лопасти. В качестве примера возьмем винт, у которого ширина b и угол φ изменяются по простому закону:

$$b=\frac{b_R}{\sqrt{\bar{r}}}; \qquad (15.27)$$

$$\varphi=\varphi_R+\frac{\Phi}{\bar{r}}. \qquad (15.28)$$

Здесь b_R и φ_R даны для концевого радиуса R, а величина Φ представляет собой коэффициент закрутки лопасти. На практике удобно пользоваться значениями b_7 и φ_7. Для перехода к этим величинам напишем предыдущие формулы для $\bar{r}=0{,}7$ и получим

$$b_7=\frac{b_R}{\sqrt{0{,}7}}, \text{ или } b_R=b_7\sqrt{0{,}7}$$

и

$$\varphi_7=\varphi_R+\frac{\Phi}{0{,}7} \text{ или } \varphi_R=\varphi_7-\frac{\Phi}{0{,}7}.$$

Введя полученные значения b_R и φ_R в предыдущие формулы, получим

$$b=b_7\frac{\sqrt{0{,}7}}{\sqrt{\bar{r}}} \qquad (15.27')$$

и

$$\varphi=\varphi_7-\frac{\Phi}{0{,}7}+\frac{\Phi}{\bar{r}}=\left(\varphi_7-\frac{\Phi}{0{,}7}\right)+\frac{\Phi}{\bar{r}}. \qquad (15.28')$$

При работе АП получим для угла установки сечения, лежащего на радиусе r, при азимуте ψ, следующее выражение:

$$\varphi=\left(\varphi_7-\frac{\Phi}{0{,}7}\right)+\frac{\Phi}{\bar{r}}-\varphi_{АП}\cos\psi.$$

Полученные значения b и φ нужно подставить в общую формулу тяги [см. формулу (15.17)] и проинтегрировать ее по ψ и r. Интегрирование по ψ выражения для T приведет к уже полученной формуле (15.19). Но интегрирование этой формулы по r дает более сложный результат. Проделав вычисление, получим теперь:

$$C_T=A\sigma_7 0{,}7\left[\frac{2}{5}\left(\varphi_7-\frac{\Phi}{0{,}7}\right)\left(1+\frac{5}{2}\bar{V}_t^2\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{2}{3}\Phi-\Phi\bar{V}_t^2-\frac{2}{3}\bar{V}_a-\frac{\delta_Б\bar{V}_t}{3}\right]. \qquad (15.29)$$

Эту формулу можно также переписать в таком виде:

$$C_T=A\sigma_7 0{,}7\left[\frac{2}{5}\varphi_7\left(1+\frac{5}{2}\bar{V}_t^2\right)-\frac{2}{3}\bar{V}_a-\frac{\delta_Б\bar{V}_t}{3}\right]+$$
$$+A\sigma_7 0{,}7\Phi\left[-\frac{2}{5\cdot 0{,}7}\left(1+\frac{5}{2}\bar{V}_t^2\right)+\left(\frac{2}{3}-\bar{V}_t^2\right)\right.$$

Из нее видно, что эффект крутки сводится к добавлению к C_T незакрученной лопасти (первый член) еще второго слагаемого, пропорционального коэффициенту крутки лопасти. Здесь не были

учтены концевые потери. Проделав интегрирование в пределах от $r=R\xi_2$ до $R\xi_1$, получим еще более сложное выражение:

$$C_T = A\sigma_1 0{,}7\left[\frac{2}{3}\left(\xi_2^{\frac{5}{2}}-\xi_1^{\frac{5}{2}}\right)\left(\varphi_7-\frac{\Phi}{0{,}7}\right)+\right.$$
$$+\left(\xi_2^{\frac{1}{2}}-\xi_1^{\frac{1}{2}}\right)\left(\varphi_7-\frac{\Phi}{0{,}7}\right)\overline{V}_t^2+\frac{2}{3}\left(\xi_2^{\frac{3}{2}}-\xi_1^{\frac{3}{2}}\right)\Phi-$$
$$-\left(\xi_2^{-\frac{1}{2}}-\xi_1^{-\frac{1}{2}}\right)\Phi\,\overline{V}_t^2-\frac{2}{3}\left(\xi_2^{\frac{3}{2}}-\xi_1^{\frac{3}{2}}\right)\overline{V}_a-$$
$$\left.-\frac{1}{3}\left(\xi_2^{\frac{3}{2}}-\xi_1^{\frac{3}{2}}\right)\delta_{\text{Б}}\overline{V}_t\right]. \qquad (15.30)$$

И эту формулу можно разбить на два слагаемых: первое — не зависящее от крутки, и второе — пропорциональное коэффициенту Ф. Такие формулы могут быть получены для любого закона изменения b и Ф. Некоторая неточность получается во всех таких формулах из-за введения в них скорости $\overline{V}_a$ средним значением, вычисленным по импульсной теории. Однако для C_T это вносит малую погрешность, так как индуктивные скорости v_1 малы и, кроме того, они вычислялись по силе тяги. Это обстоятельство еще более уменьшает ошибку.

§ 15.3. УГОЛ КОНУСНОСТИ И МАХОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ЛОПАСТЕЙ

До сих пор мы считали, что лопасти движутся по плоскости перпендикулярно полной силе тяги. Это получалось бы в случае несущего винта, имеющего качающуюся втулку или сквозные лонжероны (см. фиг. 3.50). В этих условиях лопасти лишь вращались около оси Oy_1 и делали взмахи вверх и вниз в плоскости меридиана по закону $-\delta_{\text{Б}}\cos\psi$.

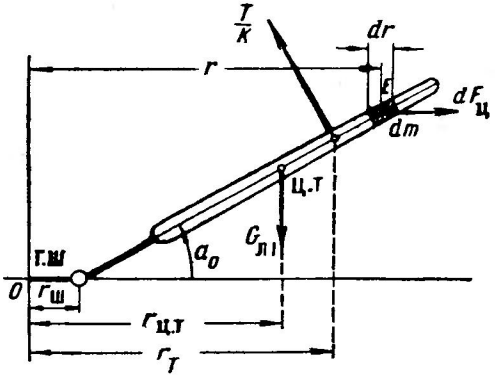
При обычной же независимой шарнирной подвеске лопастей они будут еще отклоняться вверх под действием силы тяги T и будут образовывать с конструктивной плоскостью вращения угол конусности a_0, к которому прибавятся еще колебательные движения лопасти и угол их отклонения будет равен для азимута ψ величине

$$\beta = a_0 - \delta_{\text{Б}}\cos\psi. \qquad (15.31)$$

Угол a_0 практически, как увидим далее, не зависит от высоты и режима полета и мы можем его вычислить для простейшего случая, а именно для висения вертолета на месте.

На фиг. 15.4 изображена лопасть в меридиональной плоскости. Будем считать, что горизонтальный шарнир (ГШ) лежит не на оси

вращения несущего винта, а вынесен на расстояние, равное $r_ш$. Лопасть при висении не будет иметь махового движения, а лишь отклонится вверх на угол a_0. Условие равновесия лопасти во вращающихся осях координат сведется к равенству нулю момента всех действующих на лопасть сил относительно горизонтального шарнира (ГШ), так как шарнир не может передавать момента ко



Фиг. 15.4. Угол конусности лопастей.

втулке. Лопасть будем считать твердым телом, а угол a_0 — малым и $\sin a_0 \approx a_0$, а $\cos a_0 \approx 1$. На нее будут действовать три момента.

От силы тяги момент

$$\frac{T}{k}\left(\frac{r_T}{\cos a_0} - r_ш\right) \approx \frac{T}{k}(r_T - r_ш),$$

где k — число лопастей и r_T — плечо силы тяги; от веса лопасти получится момент $G_{л1}(r_{ц.т} - r_ш)$, где $G_{л1}$ — вес одной лопасти, $r_{ц.т}$ — радиус центра тяжести лопасти и, наконец, получится момент от центробежных сил.

Найдем величину последнего момента. Выделим на произвольном радиусе r элемент лопасти с длиной dr и массой dm. На него действует центробежная сила

$$dF_ц = dm \cdot r\omega^2 \text{ на плече } (r - r_ш) \operatorname{tg} a_0 \approx (r - r_ш) a_0$$

и вызывает момент относительно ГШ, равный

$$dM_ц = dF_ц (r - r_ш) a_0 = dm \cdot r\omega^2 (r - r_ш) a_0.$$

Полный момент центробежной силы будет равен

$$M_ц = a_0 \int_0^R dm \cdot r\omega^2 (r - r_ш) = \omega^2 a_0 \int_0^R dm \cdot r^2 - \omega^2 a_0 r_ш \int_0^R r\, dm.$$

Интеграл первого члена дает величину момента инерции лопасти J_0 относительно центра втулки, т. е.

$$J_0 = \int_0^R dm \cdot r^2 = m r_i^2 = \frac{G_{л1}}{g} r_i^2, \qquad (15.32)$$

где $m = \frac{G_{л1}}{g}$ — масса лопасти, а r_i — радиус инерции;

второй член, по известной теореме о центре тяжести, может быть представлен таким образом:

$$\omega^2 a_0 r_ш \int_0^R dm \cdot r = \omega^2 a_0 r_ш m r_{ц.т} = \omega^2 a_0 \frac{G_{л1}}{g} r_{ц.т} r_ш. \qquad (15.33)$$

Уравнение равенства нулю полного момента, действующего около горизонтального шарнира, может быть теперь написано в таком виде:

$$-a_0\omega^2 \frac{G_{л1}}{g} r_i^2 + a_0\omega^2 \frac{G_{л1}}{g} r_ш r_{ц.т} + \frac{T}{k}(r - r_ш) - G_{л1}(r_{ц.т} - r_ш) = 0.$$

Положительный знак у моментов брался в сторону увеличения a_0. Решая полученное уравнение относительно a_0 и учитывая, что при висении тяга T почти равна полетному весу G, находим

$$a_0 = \frac{\frac{G}{k}(r_T - r_ш) - G_{л1}(r_{ц.т} - r_ш)}{\omega^2 \frac{G_{л1}}{g} r_i^2 - \omega^2 \frac{G_{л1}}{g} r_ш r_{ц.т}}.$$

Введя сюда относительные радиусы $\bar{r}_i$, $\bar{r}_ш$, $\bar{r}_T$ и $\bar{r}_{ц.т}$, получим окончательно

$$a_0 = \frac{g}{\omega^2 R} \frac{\frac{G}{kG_{л1}}(\bar{r}_T - \bar{r}_ц) - (\bar{r}_{ц.т} - \bar{r}_ш)}{\bar{r}_i^2 - \bar{r}_ш \bar{r}_{ц.т}}. \qquad (15.34)$$

Влияние $\bar{r}_ш$ на a_0 мало, так как $\bar{r}_ш$ обычно не превосходит $0{,}1 \div 0{,}2$ *м*, а $R \approx 10$ *м* и им обычно пренебрегают. Полагая $\bar{r}_ш = 0$, получим рабочую формулу

$$a_0 = \frac{g}{\omega^2 R} \frac{\frac{G}{kG_{л1}} \bar{r}_T - \bar{r}_{ц.т}}{\bar{r}_i^2} = \frac{g}{\omega^2 R} \frac{G}{kG_{л1}} \frac{\bar{r}_T}{\bar{r}_i^2} - \frac{g}{\omega^2 R} \frac{\bar{r}_{ц.т}}{\bar{r}_i^2}. \qquad (15.35)$$

Величина $\frac{kG_{л1}}{G}$ есть относительный вес лопастей; он обычно лежит в пределах $0{,}05 \div 0{,}07$ и, следовательно, величина

$$\frac{G}{kG_{л1}} \approx 20 \div 15.$$

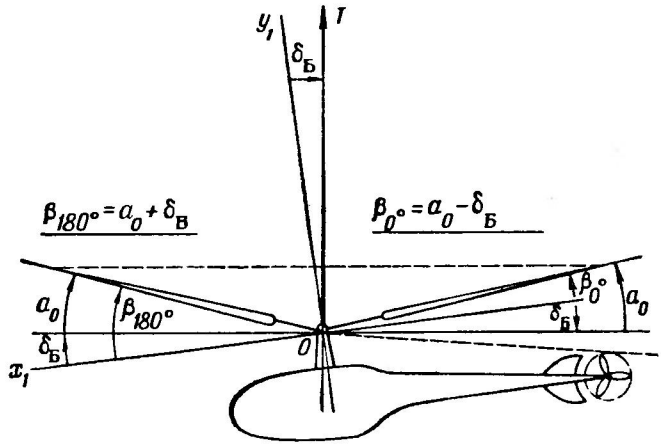
Второй член в формуле (15.35) мал и при легких лопастях им можно пренебрегать в предварительных расчетах. Тогда формула (15.35) будет иметь весьма простой вид:

$$a_0 = \frac{g}{R\omega^2}\frac{G}{kG_{л1}}\frac{\bar{r}_T}{\bar{r}_i^2}. \qquad (15.36)$$

Угол $a_0^\circ = 57{,}3a_0$ получается обычно равным $4 \div 6°$.

Крайнее положение лопастей

В излагаемой теории предполагается, что летчик с помощью АП приводит ось конуса вращения лопастей, с которой мы здесь считаем совпадающей тягу несущего винта T, в плоскость полета и отклоняет ее на заданный схемой угол балансировки $\delta_Б$.



Фиг. 15.5. Крайнее положение лопастей.

В этих условиях, в моменты нахождения на азимутах $\psi = 90°$ и $\psi = 270°$ лопасти будут образовывать с конструктивной плоскостью вращения углы $\beta_{90°} = \beta_{270°} = a_0$. В заднем положении при $\psi = 0°$ лопасть будет образовывать с этой плоскостью угол $\beta_{0°} = a_0 - \delta_Б$, а в переднем положении — угол $\beta_{180°} = a_0 + \delta_Б$ (фиг. 15.5).

При полете в «болтанку» лопасти от порывов ветра и от работы АП сильно раскачиваются и дополнительный угол доходит до $5 \div 10°$. Легкие лопасти раскачиваются сильнее, а тяжелые меньше.

Компонуя вертолет, необходимо наносить на его эскиз крайние положения лопастей, оставляя еще просвет в $3 \div 5°$. Это необходимо делать во избежание ударов лопастей о корпус и консоли вертолета, что может вызвать катастрофу. Кроме того, лопасти, проходя близко к частям вертолета, получают аэродинамические удары от

местного изменения скорости V_a, что может вызвать тряску машины.

В случае отсутствия АП, что имеет место у автожиров и у вертолетов с гребными винтами, получается отклонение силы T на угол δ_x в плоскости полета и на угол, близкий к $\frac{1}{2}\delta_x$, вбок, в сторону оси Oz. Тогда

$$\delta_Б = \delta_x$$

и для балансировки машины нужно соблюсти условие

$$\delta_Б = \delta_{п.т} + \delta_{г.о},$$

из которого и можно получить необходимую величину площади и угла установки горизонтального оперения.

Радиус инерции лопастей

Для вычисления a_0 нужно знать, кроме G, $G_л$, R и ω, еще радиусы $\bar{r}_T$, $\bar{r}_{п.т}$ и $\bar{r}_i$. Радиус $\bar{r}_T$ (см. § 9.6) обычно близок к $\bar{r} = 0{,}7 \div 0{,}8$.

Радиусы $\bar{r}_{п.т}$ и $\bar{r}_i$ зависят от распределения масс вдоль лопасти. Мы имеем основное выражение

$$m = \int_0^R dm = \int_0^R \left(\frac{dm}{dr}\right) dr,$$

где $\frac{dm}{dr}$ — масса, приходящаяся на 1 *пог. м* радиуса винта; ее часто называют линейной плотностью. Далее находим механические характеристики лопастей.

Статический момент

$$U_0 = \int_0^R dm \cdot r = \int_0^R \frac{dm}{dr} r\, dr;$$

момент инерции

$$J_0 = \int_0^R dm \cdot r^2 = \int_0^R \frac{dm}{dr} r^2\, dr;$$

радиус ц. т.

$$r_{п.т} = \frac{U_0}{m};$$

радиус инерции

$$r_i^2 = \frac{J_0}{m}.$$

Мы рассмотрим два характерных случая. Пусть $\frac{dm}{dr}=\frac{m}{R}=$ $=\text{const}$; это близко к тому, что имеется у лопастей постоянной ширины и одинакового профиля сечений. Тогда получаем

$$r_{\text{ц. т}}=\frac{1}{2}R;$$

$$J_0=\int_0^R \frac{m}{R}r^2\,dr=\frac{mR^2}{3}=\frac{G_{\text{л}1}R^2}{3g};\quad(15.37)$$

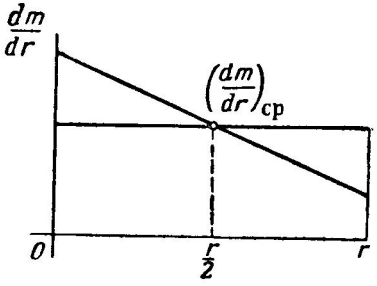
$$r_i^2=\frac{J_0}{m}=\frac{R^2}{3},$$

или

$$r_i^2=\frac{1}{3};$$

у таких лопастей

$$\bar{r}_T\approx 0{,}8.$$



Фиг. 15.6. Распределение масс по длине лопасти.

Второй случай соответствует расширяющимся ко втулке лопастям.

Мы предположим, что $\frac{dm}{dr}$ изменяется по линейному закону (фиг. 15.6) и тогда

$$\frac{dm}{dr}=\frac{m}{R}-\frac{m}{R}\left(\frac{r}{R}-\frac{1}{2}\right)\mu,\qquad(15.38)$$

где μ — коэффициент весовой трапецевидности. Мы примем его в этом примере равным единице; тогда у втулки $\frac{dm}{dr}$ будет в три раза больше, чем на конце лопасти. Тогда $\frac{dm}{dr}=\frac{m}{R}\left(1{,}5-\frac{r}{R}\right)$ и момент инерции будет равен

$$J_0=\frac{m}{R}\int_0^R\left(1{,}5-\frac{r}{R}\right)r^2\,dr=\frac{G_{\text{л}1}R^2}{4g}.$$

Статический момент будет равен

$$U_0=\frac{m}{R}\int_0^R\left(1{,}5-\frac{r}{R}\right)r\,dr=\frac{5}{12}\,\frac{G_{\text{л}1}R}{g}.$$

Отсюда

$$r_i^2=\frac{R^2}{4}\quad\text{и}\quad r_i=\frac{R}{2};\quad r_{\text{ц. т}}=\frac{U_0}{m}=\frac{5}{12}R.$$

У таких несущих винтов, близких по форме к винту НЕЖ, $\bar{r}_T\approx 0{,}7$.

На основании таких расчетов получаем табл. 15.1.

Таблица 15.1

	$\bar{r}_T$	$\bar{r}_{ц.т}$	$\bar{r}_i^2$	$\bar{r}_i$	$\bar{r}_к$
Лопасть постоянной ширины и профиля	0,8	0,5	0,333	0,577	0,67
Лопасть трапецевидная	0,7	0,415	0,25	0,5	0,60
Средний несущий винт	0,75	0,46	0,3	0,55	0,65

При окончательной увязке проекта и наличии чертежа лопасти нужно величины $G_л$, J_0, $r_{ц.т}$ и r_i вычислять по весу отдельных ее элементов, разбивая ее по длине на несколько частей. Если части берутся длинные, то нужно применять известную теорему механики о том, что момент инерции тела относительно произвольной оси равен моменту относительно параллельной ей линии, проходящей через центр тяжести элемента, плюс момент инерции его массы, сосредоточенной в его центре тяжести, т. е.

$$J_0 = J_{ц.т} + mr^2_{ц.т}. \tag{15.39}$$

Обозначив через $J'_{ц.т}$, m' и $r'_{ц.т}$ величины, относящиеся к отдельным частям лопасти, получим для полного момента инерции лопасти следующее выражение:

$$J_0 = \Sigma J'_{ц.т} + \Sigma m' (r'_{ц.т})^2. \tag{15.40}$$

При вычислении J_0 и U_0 мы брали нижний предел интегралов, равный нулю, а не ξ_1, так как в центре имеется тяжелый лонжерон лопасти и детали втулки, колеблющиеся вместе с лопастью. Момент инерции этих частей близок к тому, который получится, если продолжить фиктивно лопасть до оси вращения несущего винта.

Иногда момент центробежных сил лопасти подсчитывают, исходя из величины полной центробежной силы $F_ц = mr_{ц.т}\omega^2$. Однако в этом случае на лопасть в ее центре тяжести действует еще добавочный момент центробежных сил, равный

$$M_{xy} = \omega^2 J_{xy}, \tag{15.41}$$

где

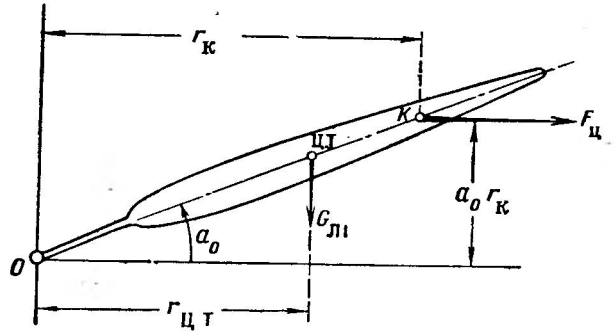
$$J_{xy} = \int dm \cdot xy \tag{15.42}$$

— это так называемый центробежный момент инерции (или произведение инерции).

Тогда

$$M_ц = F_ц a_0 r_{ц.т} + \omega^2 J_{xy}. \tag{15.43}$$

Вместо этого можно подсчитывать момент центробежных сил, прикладывая полную центробежную силу не в центре тяжести, т. е. в точке ц. т., а в центре качания лопасти, лежащей на радиусе $r_к$ (фиг. 15.7).



Фиг. 15.7. Определение момента центробежных сил при помощи центра качания.

Тогда можно написать

$$M_ц = F_ц a_0 r_к = a_0 m \omega^2 r_{ц.т} r_к. \qquad (15.44)$$

Величину $r_к$ легко найти, так как можно написать попрежнему

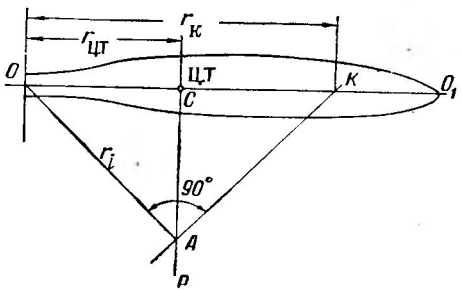
$$M_ц = J_0 \omega^2 a_0 = m r_i^2 \omega^2 a_0;$$

сравнивая эти выражения, получаем

$$r_{ц.т}\, r_к = r^2_i. \qquad (15.45)$$

Отсюда

$$r_к = \frac{r_i^2}{r_{ц.т}}. \qquad (15.46)$$



Фиг. 15.8. Графическое нахождение центра качания.

Величину $r_к$ можно найти простым геометрическим построением (фиг. 15.8). Из точки ц. т. нужно восстановить перпендикуляр CP и радиусом $\overline{OA} = r_i$ сделать циркулем засечку на линии CP, получится точка A; восстановив в ней перпендикуляр к линии OA и продолжив его до пересечения с осью лопасти OO_1, мы получим в точке K центр качания. Отрезок $\overline{OK} = r_к$.

Справедливость этого построения следует из того, что r_i, как видно из чертежа, будет средней пропорциональной величиной между $r_{ц.т}$ и $r_к$, т. е.

$$r_{ц.т} : r_i = r_i : r_к.$$

Отсюда

$$r_к = \frac{r_i^2}{r_{ц.т}}.$$

Центробежную силу в формуле (15.44) нужно вычислять по радиусу $r_{ц.т}$, а не по $r_к$.

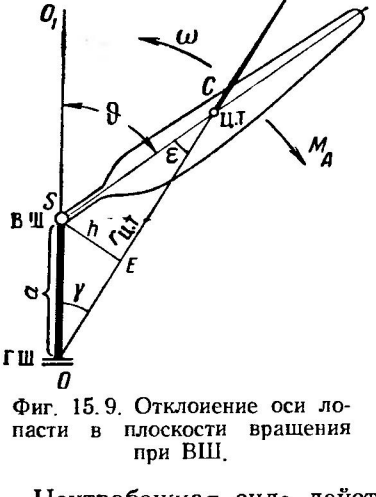
Заметим, что отрезок AC дает величину $r_{i\,ц.т}$ — радиуса инерции лопасти относительно ее ц. т.

В табл. 51.1 приведена величина $\bar{r}_к$ для типичных случаев. Как видно, $\bar{r}_к \approx 0{,}65$, а $\bar{r}_{ц.т} = 0{,}46$; следовательно, приложив при вычислении $M_ц$ силу $F_ц$ в точке, лежащей на радиусе $r_{ц.т}$, а не $r_к$, мы сделаем ошибку в отношении $\frac{\bar{r}_к}{\bar{r}_{ц.т}} = \frac{0{,}65}{0{,}46} = 1{,}41$, т. е. ошибка получится в 40% в сторону занижения $M_ц$.

§ 15.4. ОТКЛОНЕНИЕ ОСИ ЛОПАСТИ В ПЛОСКОСТИ ВРАЩЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ШАРНИРА

Очень часто у лопастей устраивают вертикальные шарниры (см. фиг. 3.45, фиг. 3.46 и др.).

При работе на режиме висения ось такой лопасти несколько отклоняется назад, а при полете с горизонтальной скоростью она приходит в колебательное движение в плоскости вращения. Для того чтобы лопасть не слишком сильно раскачивалась в плоскости вращения, у нее устраивают различного типа демпферы.



Фиг. 15.9. Отклоиение оси лопасти в плоскости вращения при ВШ.

Рассмотрим равновесное положение оси лопасти на режиме висения.

На фиг. 15.9 изображена лопасть в отклоненном на угол ϑ положении; в точке C находится центр тяжести лопасти. Радиус $\overline{OC} = r_{ц.т}$, соединяющий центр тяжести с осью вращения несущего винта, образует с линией, перпендикулярной к оси ГШ, угол γ. Найдем углы ϑ и γ. Радиус $r_{ц.т}$ ввиду малости величин отрезка a и угла ε от угла γ практически не зависит.

Центробежная сила действует по радиусу и равна

$$F_ц = \frac{G_л}{g} r_{ц.т}\omega^2. \qquad (15.47)$$

Момент этой силы около ВШ равен

$$M_ц = F_ц h, \qquad (15.48)$$

где h — длина перпендикуляра, опущенного из оси ВШ на радиус $r_{ц.т}$.

На каждую из k лопастей действует еще момент аэродинамических сил, равный крутящему моменту, приходящемуся на одну лопасть. Последний можно найти по известной формуле механики

$$M_A = \frac{1}{k} M_к = 716{,}2 \frac{N}{nk}. \qquad (15.49)$$

При равновесном положении на режиме висения эти моменты равны и тогда

$$F_ц h = 716{,}2 \frac{N}{nk}.$$

Отсюда

$$h = 716{,}2 \frac{N}{knF_ц}. \qquad (15.50)$$

Угол γ находится непосредственно, так как

$$\sin\gamma = \frac{h}{a} \qquad (15.51)$$

и

$$\gamma = \arcsin\frac{h}{a}. \qquad (15.52)$$

Угол ε всегда мал и можно принять, что $\varepsilon = \frac{h}{CE}$; тогда по фиг. 15.9 получим

$$\varepsilon = \frac{h}{r_{ц.т} - \sqrt{a^2 - h^2}}, \qquad (15.53)$$

где отрезок $OE^2 = a^2 - h^2$.

Зная углы γ и ε, вычисляем угол ϑ как прилежащий угол треугольника OSC, т. е.

$$\vartheta = \gamma + \varepsilon. \qquad (15.54)$$

Подставляя сюда найденные выражения, получим в развернутом виде

$$\vartheta = \arcsin\frac{h}{a} + \frac{h}{r_{ц.т} - \sqrt{a^2 - h^2}}. \qquad (15.55)$$

При легких лопастях угол ϑ довольно велик: около 14÷16°; при более тяжелых лопастях он лежит обычно в пределах 8÷12°.

При гидравлическом демпфере лопасть встанет при висении вертолета точно на этот угол. При фрикционном же демпфере вследствие трения будет иметься некоторый «угол трения» ϑ_f, соответствующий моменту трения M_f от затяжки демпфера. Его можно учесть, подставив в формулу (15.49) два значения $M_A + M_f$ и $M_A - M_f$: по ним получатся два значения h_1 и h_2

и два угла ϑ_1 и ϑ_2. Приближенно можно написать, что $\arcsin\frac{h}{a}\approx\frac{h}{a}$ и тогда формула (15.55) примет вид:

$$\vartheta=\frac{h}{a}+\frac{h}{r_{\text{ц.т}}-\sqrt{a^2-h^2}}\approx h\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{r_{\text{ц. т}}-a}\right)=$$
$$=M\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{r_{\text{ц. т}}-a}\right)\frac{1}{F_{\text{ц}}}, \qquad (15.56)$$

т. е. угол ϑ пропорционален действующему моменту. Отсюда можно положить, что

$$\frac{\vartheta_f}{\vartheta}=\frac{M_f}{M}. \qquad (15.57)$$

Следовательно, отношение угла трения к углу отклонения лопасти без трения приблизительно пропорционально отношению момента трения к передаваемому моменту. Обычно затяжка равна 8÷12% от крутящего момента M и тогда при $\vartheta\approx15°$ получим

$$\vartheta_f=\pm\vartheta\frac{M_f}{M}\approx15\cdot0{,}1=\pm1{,}5°.$$

Следовательно, при фрикционных демпферах может получиться большая «расцентровка» соседних лопастей — до 3°, что может вызвать сильные вибрации из-за несбалансированности лопастей у несущего винта.

При полете с горизонтальной скоростью аэродинамический момент зависит от угла ψ и лопасть приходит в колебательное движение. Расчет этого движения очень сложен из-за трудности определения демпфирующего момента самой лопасти. Мы этот вопрос здесь рассматривать не будем. Отметим лишь, что иногда собственный период колебаний лопастей совпадает с числом оборотов винта; тогда получается опасный резонанс и лопасти начинают сильно колебаться.

Иногда у лопастей получается резонанс на земле с колебаниями всей машины около продольной оси вследствие упругости шасси. В этом случае вертолет начинает сильно качаться около продольной оси и делать прыжки из стороны в сторону, чем нарушается правильный взлет машины.

§ 15.5. УГОЛ АТАКИ ПРОФИЛЕЙ

Угол атаки профилей лопасти легко находится, когда известны скорости W_x и W_y. Впервые эта задача была решена в 1927 г. в классической теории несущего винта в общем виде. Формулы получаются громоздкие из-за довольно сложного вида выражений для скоростей W_x и W_y.

Эти углы можно найти и по приближенной теории, и особенно просто получить их для азимутов $\psi=90°$ и 270°, которые и представляют наибольший интерес для конструктора.

Мы уже получили выражение

$$\beta_e \approx \operatorname{tg}\beta_e = \frac{W_y}{W_x} = \frac{V_a + \delta_Б r\omega \sin\psi}{r\omega + V_t \sin\psi}. \tag{15.11}$$

Для указанных азимутов получим соответственно

$$\operatorname{tg}\beta_{e90°} = \frac{V_a + \delta_Б r\omega}{r\omega + V_t} = \frac{\overline{V}_a + \delta_Б \overline{r}}{\overline{r} + \overline{V}_t} \tag{15.58}$$

и

$$\operatorname{tg}\beta_{e270°} = \frac{V_a - \delta_Б r\omega}{r\omega - V_t} = \frac{\overline{V}_a - \delta_Б \overline{r}}{\overline{r} - \overline{V}_t}. \tag{15.59}$$

Угол установки сечения равен, как мы видели в § 15.1,

$$\varphi = \varphi_0 - \varphi_{АП}\cos\psi. \tag{15.13}$$

В нашем упрощенном случае $\cos\psi=0$, так как $\psi=90°$ и 270°.

Угол атаки равен всегда

$$\alpha_e = \varphi - \beta_e = \varphi_0 - \beta_e, \tag{15.60}$$

или в развернутом виде

$$\left.\begin{aligned} \alpha_{e90°} &= \varphi - \frac{\overline{V}_a + \delta_Б \overline{r}}{\overline{r} + \overline{V}_t}; \\ \alpha_{e270°} &= \varphi - \frac{\overline{V}_a - \delta_Б \overline{r}}{\overline{r} - \overline{V}_t}. \end{aligned}\right\} \tag{15.61}$$

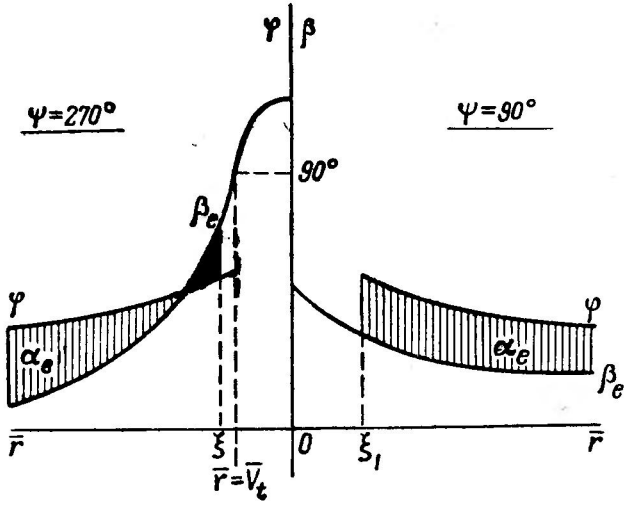
Здесь в общем случае φ может быть переменным по радиусу. Таким образом, после аэродинамического расчета, когда все входящие сюда величины известны, определение угла атаки не представляет никаких затруднений.

Для наглядности полезно строить для азимутов 90° и 270° диаграмму, дающую углы β_e и φ для разных относительных радиусов, причем справа даны величины для $\psi=90°$, а слева — для 270°. Она полностью соответствует диаграммам, приведенным на фиг. 9.3 и 9.4 для осевого движения винта. Примерный вид такой диаграммы при косой обдувке дан на фиг. 15.10. На левой части, в точке с абсциссой $\overline{r}=\overline{V}_t$, величина $\operatorname{tg}\beta_{e270°}=\infty$ и угол $\beta_{e270°}=90°$. На правой части, при $\overline{r}=-\overline{V}_t$, получается также $\operatorname{tg}\beta_{e90°}=0$ и $\beta_{e90°}=90°$.

У обычных несущих винтов на всех рабочих радиусах ($\overline{r}=$ от 1 до 0,30) угол β_e невелик и допустимо считать $\beta_e \approx \operatorname{tg}\beta_e$; однако, у втулки такое упрощение недопустимо. При больших $\overline{V}_t$, например, $\overline{V}_t=\frac{1}{2}$, уже начиная с $\overline{r}=\frac{1}{2}$ и до втулки углы делаются очень большими.

Угол атаки α_e получается как разность ординат φ и β_e; на чертеже эта разность отмечена штриховкой. Картина получается весьма несимметричная и угол атаки у лопасти, идущей вперед, значительно меньше, чем у лопасти, идущей назад.

На участке, залитом черным, на лопасти, идущей назад, получаются отрицательные углы атаки. Имея продувку профиля, можно



Фиг. 15.10. Углы φ, β_e и α_e для сечений лопасти при $\psi=90°$ и 270°.

сразу найти радиусы, где возможен срыв потока, и, изменив там угол φ, устранить его. Впрочем, малые области срыва у втулки не всегда опасны, и встречаются на практике такие формы лопасти, где заведомо имеется срыв, а вибрации машины не превосходят допустимых пределов.

Напомним, что здесь мы рассматривали этот вопрос лишь с точки зрения упрощенной теории. Классическая теория, излагаемая в § 17.3 и 17.4, позволяет найти углы β_e точнее, с учетом работы автомата-перекоса в двух плоскостях и с учетом угла конусности лопастей; изменения V_a и она не учитывает.

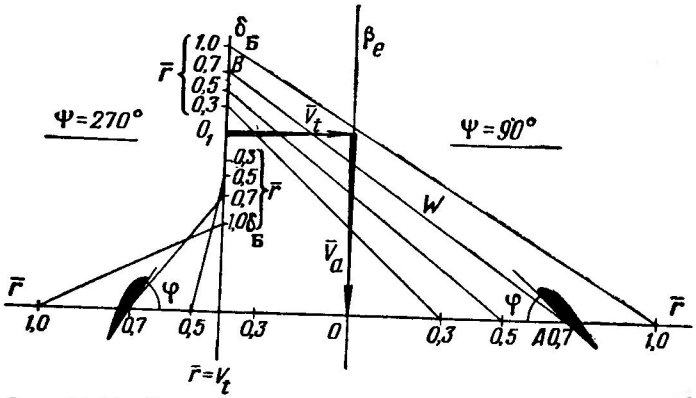
Эпюра С. К. Джевецкого для несущего винта

Формулы (15.58) и (15.59) можно применить для графического нахождения α_e, воспользовавшись эпюрой С. К. Джевецкого, описанной в § 3.2. Там скорость набегающего потока W находилась векторным сложением скоростей V_a и $r\omega$; здесь же нужно

добавить скорости V_t и $v_\beta = \delta_б r \sin\psi$, что для выбранных азимутов даст в безразмерном виде

$$\left.\begin{aligned} \bar{v}_{\beta 90^\circ} &= \delta_б \bar{r}; \\ \bar{v}_{\beta 270^\circ} &= -\delta_б \bar{r}. \end{aligned}\right\} \qquad (15.62)$$

Отложив скорости $\bar{V}_a$ и $\bar{V}_t$, как показано на фиг. 15.11, откладываем от полученной точки O_1 вверх и вниз по вертикали величину $\delta_б$ и разбиваем полученный отрезок на части, равные $\delta_б \bar{r}$. Если любую точку, лежащую на радиусе несущего винта $\bar{r} = OA$, соединить с точкой B на отрезке $\delta_б$ с такой же отметкой радиуса $\bar{r}$, то линия AB даст по величине и направлению скорость набегающего на элемент лопасти потока. Таким образом, мы получим β_e и $\bar{W}$. Нанеся хорды профилей, т. е. линии с наклоном φ, получим угол атаки как разность φ и β_e. Эпюры С. К. Джевецкого весьма наглядны, но обладают тем недостатком, что углы β_e у несущего винта малы, обычно порядка $3 \div 4^\circ$ на $\bar{r} = 1$, что делает трудным точные отсчеты. Для устранения этого недостатка следует вычерчивать эту диаграмму в достаточно большом масштабе.



Фиг. 15.11. Эпюра С. К. Джевецкого для несущего винта в косой обдувке.

Можно также увеличивать вертикальный масштаб скоростей в несколько раз, но тогда будут получаться не углы β_e, а $\operatorname{tg}\beta_e$, и угол атаки нужно будет находить по формуле

$$\alpha_e = \varphi - \operatorname{arctg}\frac{W_y}{W_x}. \qquad (15.63)$$

В случае жестких лопастей, не имеющих махового движения, величина

$$\beta_e = \frac{W_y}{W_x} = \frac{V_a}{r\omega + V_t \sin\psi}.$$

Но для получения угла $\delta_Б$ и выравнивания момента, кренящего несущий винт вбок, кривая φ дается несимметричной вследствие действия автомата-перекоса, движение которого задается в этом случае более сложно, а именно:

$$\varphi = \varphi_0 - \varphi_{АП\,x}\cos\psi - \varphi_{АП\,z}\sin\psi,$$

где $\varphi_{АП\,x}$ и $\varphi_{АП\,z}$ — отклонения φ под действием АП в азимутах $\psi = 0°$ и $\psi = 90°$.

Этот вопрос мы рассмотрим далее в § 19.2 и 19.3 при разборе классической теории.

Отметим еще, что много материалов об угле атаки профилей приведено в книге «Аэродинамика вертолета» А. Гессоу и Г. Мейерса.

Глава 16

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ И СРАВНЕНИЕ ВЕРТОЛЕТОВ РАЗНЫХ СХЕМ

§ 16.1. ОСНОВЫ ПРИБЛИЖЕННОЙ ТЕОРИИ ИНДУКЦИИ ДЛЯ СЛОЖНЫХ «КОРОБОК КРЫЛЬЕВ»

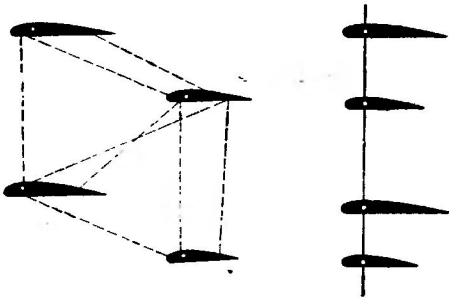
Конструктивная форма у современных вертолетов еще не установилась и многие конструкторы и изобретатели предлагают самые причудливые системы, состоящие из расположенных в пространстве винтов и крыльев.

Выведенные нами в § 12.3 формулы относились к одиночному изолированному несущему винту. Далее было показано в § 12.4 и § 13.5, что для расчета сложных комбинаций несущих винтов полностью применима хорошо разработанная еще в 1918 г. проф. Л. Прандтлем теория сложных комбинаций крыльев. Дело сводилось к определению добавочных индуктивных скоростей, возникших от взаимовлияния винтов и крыльев. Однако учет этих скоростей требует длительных расчетов, а во многих случаях для общих соображений и грубых прикидок желательно иметь еще более простой способ расчета. Такой способ имеется и давно (с 1918 г.) применяется при расчете коробок крыльев,— это замена вихрей условной струей воздуха, набегающего на несущую систему. Мы уже пользовались этим методом в § 12.3 для одиночного крыла и несущего винта; в таких случаях струя имела круговое поперечное сечение. В случае же комбинаций крыльев эта струя имеет более сложную форму поперечного сечения (см. далее фиг. 16.3, фиг. 16.5, фиг. 16.6, фиг. 16.8, фиг. 16.9 и др.).

С точки зрения индукции, как мы уже указывали, безразлично, чем создана струя — крылом или несущим винтом. Теория индукции охватывает едиными формулами оба случая.

Прежде чем перейти к рассмотрению теории струи, нужно напомнить о двух весьма важных теоремах теории индукции, показывающих, как нужно рассчитывать коробки крыльев и винтов «с выносом», т. е. с расположенными друг за другом несущими элементами. Заметим, что все приведенные здесь рассуждения относятся к полету с большой горизонтальной скоростью, когда можно считать $V_0 = V_1$.

Теорема 1. Любую несущую систему с выносом (фиг. 16.1) можно заменить системой без выноса, если сохранить у нее прежнее распределение подъемных сил, и ее индуктивное сопротивление при этом не изменится.

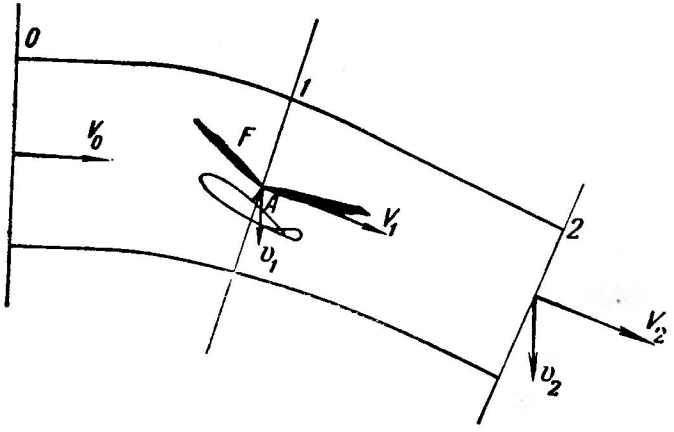


Фиг. 16.1. Эквивалентность коробки крыльев с выносом и коробки без выноса.

Следовательно, для общего индуктивного сопротивления несущественно продольное размещение несущих винтов и крыльев, а важен лишь вид системы спереди, если смотреть на нее вдоль вектора скорости V_0.

Теорема 2. Общую среднюю индуктивную скорость v_i у сложной системы можно вычислить по импульсу общей подъемной силы Y (у нас T), считая, что влияние системы простирается на струю воздуха с эффективным сечением F_c и шириной, равной размаху системы l (фиг. 16.2).

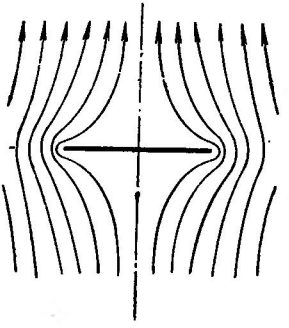
Теория индукции (см. курсы теоретической и экспериментальной аэродинамики) решает задачу в этом случае исходя из так назы-



Фиг. 16.2. Общая струя воздуха у сложной системы без выноса при больших скоростях полета.

ваемого наивыгоднейшего закона изменения циркуляции по размаху: в этом случае вихревая пелена движется сверху вниз, как твердая пластинка. Это позволяет найти индуктивные скорости, постоянные по размаху, пользуясь хорошо разработанной теорией

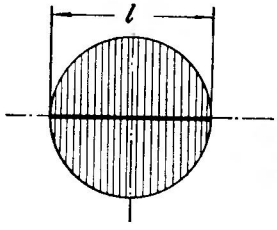
обтекания пластинок потоком, текущим снизу вверх. Было показано (Л. Прандтль, 1918 г.), что в этих условиях подъемную силу крыла можно рассматривать как результат отклонения ограниченной струи, охватывающей несущую систему. Так, в случае монопланa (фиг. 16.3) получается указанное на чертеже обтекание вихревой пелены, а эквивалентная струя имеет круговое сечение и ее диаметр равен «размаху», т. е. $l=2R$. Площадь этой струи равна $F=\frac{\pi l^2}{4}=\frac{\pi D^2}{4}$.



Оказывается, что в случае более сложных систем можно получить аналогичным способом соответствующую площадь сечения эквивалентной струи F_c, но она будет иметь другую форму и величину сечения и можно написать, что

$$F_c=\frac{1}{\varkappa_i}F=\frac{1}{\varkappa_i}\frac{\pi l^2}{4}, \qquad (16.1)$$

где $\varkappa_i$ — коэффициент индукции коробки в целом. Заметим еще, что ординаты заштрихованной площади на фиг. 16.3, фиг. 16.5 и др. дают в некотором масштабе величину циркуляции скорости вокруг сечения крыла на данной точке размаха. Так, для монопланa получается эллиптический закон изменения циркуляции скорости и $\varkappa_i=1$.

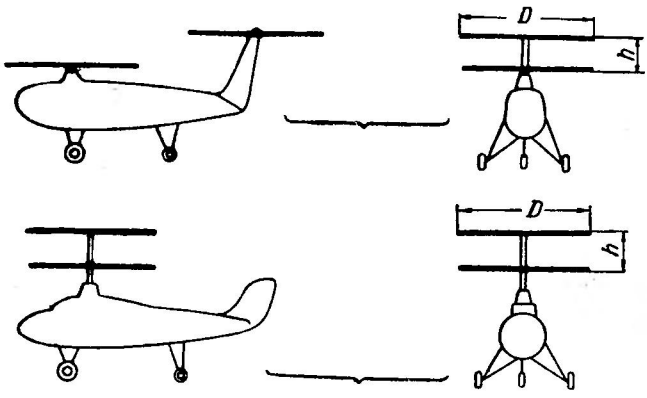


Фиг. 16.3. Сечение струи у монопланa.

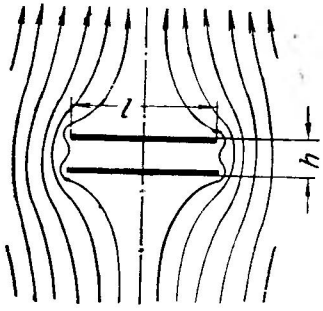
Для применения этих формул на практике нужно иметь готовые величины коэффициента индукции $\varkappa_i$ для разных комбинаций крыльев; вихревая пелена в этом случае повторяет форму «коробки крыльев», как она видна, если смотреть на коробку вдоль скорости полета V_0. Следовательно, для индукции важен вид на коробку спереди, а не в плане. Соосные и продольные системы несущих винтов полностью эквивалентны при горизонтальном полете биплану (фиг. 16.4). На фиг. 16.5 изображено соответствующее обтекание двойной вихревой пелены и форма получающегося эквивалентного сечения струи. Для триплана с равной нагрузкой крыльев получим в этом случае струю, представленную на фиг. 16.6.

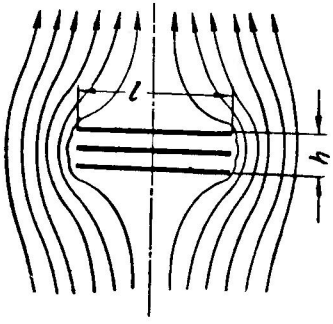
Величина $\varkappa_i$ в этих случаях очень сильно зависит от относительной высоты коробки, т. е. от отношения $\frac{h}{l}$; для таких коробок мы будем обозначать ее через $\varkappa_h$, чтобы подчеркнуть зависимость $\varkappa_h$ от h.

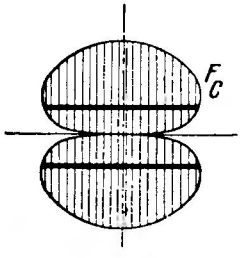
На фиг. 16.7 приведен график, дающий зависимость $\varkappa_h$ от $\frac{h}{l}$ для типичных коробок крыльев: для монопланa, для монопланa с



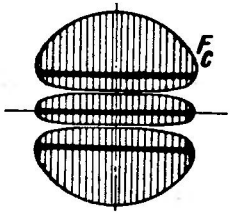
Фиг. 16.4. Соосная и продольная схемы, эквивалентные биплану.





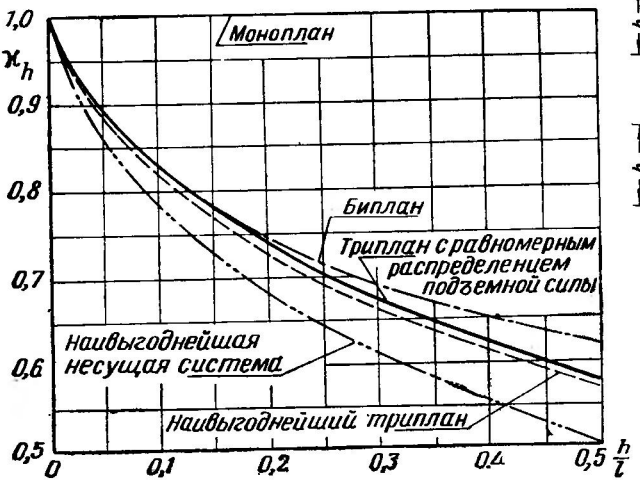


Фиг. 16.5. Сечение струн у бипланных систем.

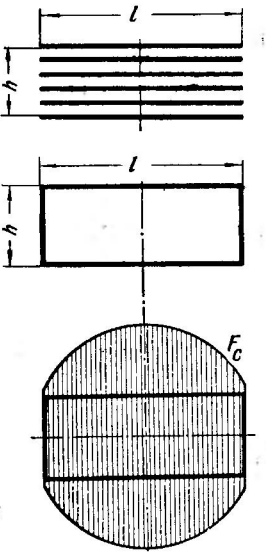


Фиг. 16.6. Сечение струи у трипланов.

концевыми шайбами, для биплана, для триплана с равной нагрузкой крыльев, для триплана с наивыгоднейшим распределением подъемной силы и для наивыгоднейшей коробки крыльев. Последняя может иметь вид или биплана с боковыми стенками или ре-



Фиг. 16.7. Величина $\varkappa_h$ в зависимости от относительной высоты несущей системы и ее типа.



Фиг. 16.8. Наивыгоднейшая несущая система.

шетки с бесконечным числом крыльев (фиг. 16.8). Такими «решетками» являются многовинтовые вертолеты.

Как мы видим из фиг. 16.7, увеличение высоты коробки заметно увеличивает площадь струи

$$F_c = \frac{F}{\varkappa_h} = \frac{1}{\varkappa_h}\frac{\pi l^2}{4} = \frac{1}{\varkappa_h}\frac{\pi D^2}{4} \qquad (16.2)$$

и тем уменьшает индуктивное сопротивление.

Эффект щели

Иногда «крылья» имеют продольную щель, например, в месте прикрепления их к фюзеляжу; несущие винты вертолета могут быть расставлены в поперечном направлении так, что между ними получится просвет.

Влияние щели оказывается весьма заметным. Пусть щель (фиг. 16.9) имеет величину s, а отдельное крыло имеет размах l_1; тогда общий размах системы будет равен

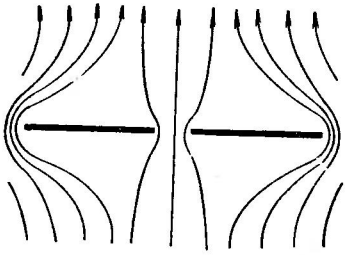
$$l = 2l_1 + s. \qquad (16.3)$$

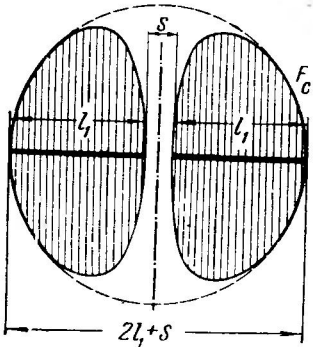
На фиг. 16.9 изображено обтекание вихревой пелены у такого крыла, а на фиг. 16.10 дана величина $\varkappa_s$ в зависимости от величины

$$\frac{s}{2l_1+s}=\frac{s}{l}=\hat{s}. \tag{16.4}$$

Здесь получается не увеличение площади струи, а ее уменьшение по сравнению с площадью струи, соответствующей моноплану с размахом l. Здесь величина $\varkappa_s>1$.

В табл. 16.1 приведены величины $\varkappa_s$ в зависимости от величины $\hat{s}$.



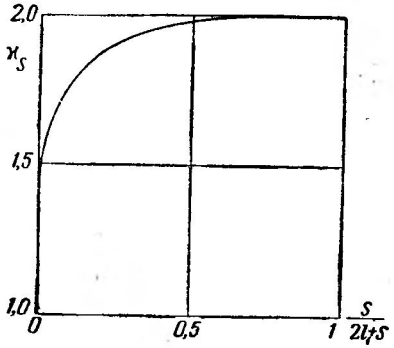


Фиг. 16.9. Сечение струи у крыла со щелью в центре.

Таблица 16.1

Эффект щели у крыльев

$\hat{s}=\frac{s}{2l_1+s}$	0	0,001	0,01	0,1	1,0
$\varkappa_s$	1	1,312	1,489	1,763	2



Фиг. 16.10. Эффект щели.

В случае сложной коробки крыльев можно считать, что каждый фактор, т. е. $\frac{h}{l}$ и $\frac{s}{l}$, действует независимо, и площадь эффективной струи будет равна

$$F_c=\frac{F_l}{\varkappa_h\varkappa_s}=\frac{\frac{\pi l^2}{4}}{\varkappa_h\varkappa_s}, \tag{16.5}$$

где l — полный размах системы, а $F_l=\frac{\pi}{4}l^2$.

Тогда, обращаясь к фиг. 16.2, мы можем написать попрежнему, что секундный импульс суммарной силы ΣT равен секундному приросту количества движения, т. е.

$$\Sigma T = mv_2,$$

где $m = \rho F_c V_0$ и $v_2 = 2v_i$ и тогда

$$\Sigma T = 2\rho F_c V_0 v_i.$$

Но теперь $F_c = \frac{F_l}{\varkappa_h \varkappa_s}$ и, следовательно,

$$\sum T = \frac{1}{\varkappa_h \varkappa_s} 2\rho F_l V_0 v_i.$$

Отсюда получаем среднюю индуктивную скорость всей системы

$$v_i = \varkappa_h \varkappa_s \frac{\Sigma T}{2\rho F_l V_0} = \varkappa_h \varkappa_s \frac{G}{2\rho F_l V_0}. \qquad (16.6)$$

Средний полный угол скоса потока будет равен

$$\varepsilon_i = \frac{v_l}{V_0} = \varkappa_h \varkappa_s \frac{G}{2\rho F_l V_0^2} \qquad (16.7)$$

и полное индуктивное сопротивление

$$Q_i = G\varepsilon_i = \varkappa_h \varkappa_s \frac{G^2}{2\rho F_l V_0^2}. \qquad (16.8)$$

Формулы эти относились к изолированным коробкам крыльев. Фюзеляж, как показывают опыты, вносит заметное ухудшение в работу коробки крыльев. В аэродинамическом расчете самолетов эту поправку вводят, уменьшая размах системы. Мы будем считать, что влияние фюзеляжа уменьшает площадь струи и вводит коэффициент потерь на фюзеляж $\varkappa_\Phi$. Тогда прежние формулы примут следующий вид:

$$v_i = \frac{\varkappa_h \varkappa_s}{\varkappa_\Phi} \frac{\Sigma T}{2\rho F_l V_0} = \frac{\varkappa_h \varkappa_s}{\varkappa_\Phi} \frac{G}{2\rho F_l V_0}; \qquad (16.9)$$

$$\varepsilon_i = \frac{v_i}{V_0} = \frac{\varkappa_h \varkappa_s}{\varkappa_\Phi} \frac{G}{2\rho F_l V_0^2}; \qquad (16.10)$$

$$Q_i = G\varepsilon_i = \frac{\varkappa_h \varkappa_s}{\varkappa_\Phi} \frac{G^2}{2\rho F_l V_0^2}. \qquad (16.11)$$

Величина $\varkappa_\Phi$ в среднем равна 0,9.

§ 16.2. ПЕРЕХОД К НЕСУЩИМ ВИНТАМ

Выведенные формулы полностью применимы и для несущих винтов. В них нужно лишь ввести с помощью величиины $\varkappa=\xi_2^2-\xi_1^2$ концевые потери (см. § 8.6), для чего нужно умножить площадь струи на $\varkappa$ и ввести во все формулы вместо площади F_c площадь $\varkappa F_c$. Так как у крыла имеется коэффициент $\varkappa_\Phi\approx\varkappa$, то можно принять, что для любой комбинации крыльев и несущих винтов, развивающих общую тягу $G=zT$ и имеющих размах l, можно пользоваться формулами

$$v_i=\frac{\varkappa_h\varkappa_s}{\varkappa}\frac{G}{2\rho F_l V_0}; \tag{16.12}$$

$$\varepsilon_i=\frac{\varkappa_h\varkappa_s}{\varkappa}\frac{G}{2\rho F_l V_0^2}; \tag{16.13}$$

$$Q_i=\frac{\varkappa_h\varkappa_s}{\varkappa}\frac{G^2}{2\rho F_l V_0^2}. \tag{16.14}$$

Таким образом, формулы индуктивного сопротивления у несущих винтов и у крыльев практически полностью совпадают.

Для расчета по этим формулам можно брать $\varkappa=\varkappa_\Phi\approx0{,}9$, а величину $\varkappa_h$ можно находить с помощью графика, приведенного на фиг. 16.7. Величину $\varkappa_s$, оценивающую эффект щели, для крыльев можно брать по графику, приведенному на фиг. 16.10. Однако применять его непосредственно к несущим винтам неудобно, так как у разнесенных несущих винтов «щель» имеет переменную ширину и для применения этого графика нужно пользоваться какой-то эквивалентной (или средней) щелью, что вносит в расчет нечто весьма условное.

Проще для вычисления величины $\varkappa_s$ воспользоваться уже найденными нами в § 12.4 и § 13.5 средними скоростями скоса. Пользуясь табл. 12.2, мы можем получить величину $\left(\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}\right)$ в зависимости от $\bar{l}_в=\frac{l_в}{R}$. Там расчет велся исходя из размаха системы, равного $2R$, и мы вычисляем скорость $v_{1.1}$ по формуле

$$v_{1.1}=\frac{T}{\varkappa 2\rho F V_0}, \tag{12.25}$$

а скорость от взаимоиндукции находим по формуле

$$v_{2.1}=v_{1.2}=\left(\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}\right)\frac{T}{\varkappa 2\rho F V_0}. \tag{16.15}$$

Полная индуктивная скорость считалась тогда равной

$$v_i=v_{1.1}+v_{2.1}=\left(1+\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}\right)v_{1.1}=\left(1+\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}\right)\frac{T}{\varkappa 2\rho F V_0}. \tag{16.16}$$

Теперь же мы будем вычислять эту скорость исходя из полного размаха системы $l=l_в+2R$, где $l_в$ — расстояние между втулками, пользуясь формулой

$$v_i = \varkappa_s \frac{2T}{\varkappa 2\rho F_l V_0}. \qquad (16.17)$$

Так как результат должен быть в обоих случаях одинаковым, то, сравнивая эти формулы для v_i, получим

$$\left(1+\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}\right)\frac{T}{\varkappa 2\rho F V_0} = \frac{\varkappa_s 2T}{\varkappa 2\rho F_l V_0}.$$

Отсюда получаем

$$\varkappa_s = \left(1+\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}\right)\frac{F_l}{2F}. \qquad (16.18)$$

Но так как

$$\frac{F_l}{F} = \frac{l^2}{(2R)^2} = \frac{(l_в+2R)^2}{(2R)^2} = \frac{(\bar{l}_в+2)^2}{2^2},$$

где $\bar{l}_в$ — безразмерное расстояние между втулками, то окончательно получим

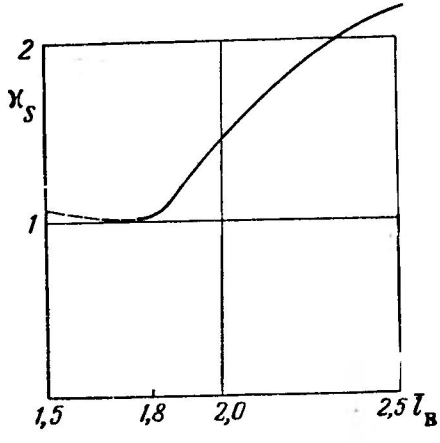
$$\varkappa_s = \left(1+\frac{v_{2.1}}{v_{1.1}}\right)\frac{(\bar{l}_в+2)^2}{8}. \qquad (16.18')$$

Пользуясь табл. 12.2, вычисляем по этой формуле величину $\varkappa_s$ для разных $\bar{l}_в$ и составляем табл. 16.2.

Таблица 16.2

Коэффициент влияния расстояния $l_в$ на индуктивное сопротивление в поперечной схеме вертолета

$\bar{l}_в = \frac{l_в}{R}$	2,5	2	1,8	1,7
$\varkappa_s$	2,22	1,48	1,05	1,0



Фиг. 16.11. Изменение $\varkappa_s$ в зависимости от $\bar{l}_в$.

Эта таблица и построенный на ее основании график (фиг. 16.11) показывают, что при расстоянии, близком к 1,8, величина $\varkappa_s$ близка к единице. Это значит, что при сближении несущих винтов индуктивное сопротивление системы уменьшается и при расстоянии между втулками, равном примерно $\bar{l}_в = 1{,}8$, «эффект щели» пропадает и несущие винты работают как сплошное крыло. Опыты хорошо под-

утверждают этот вывод, но наивыгоднейшее расстояние между втулками получается различное, в зависимости от формы лопастей, но заключается оно в узких пределах от $\bar{l}_в=1{,}8$ до 1,6.

Полное сопротивление сложной комбинации крыльев и несущих винтов

Полное сопротивление сложной несущей системы будет состоять из двух частей: индуктивного и профильного. Индуктивное сопротивление можно подсчитывать для всей системы как единого целого и писать:

$$Q_i=\frac{\varkappa_h\varkappa_s}{\varkappa}\frac{G^2}{2\rho F_l V_0^2}, \qquad (16.11)$$

а профильное сопротивление будем подсчитывать по обычным формулам:

для крыла

$$Q_{p\,кр}=c_{x\,p}\frac{\rho V_0^2}{2}S_{кр};$$

для несущих винтов

$$Q_p=\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2\sum\frac{c_{x\,p7}\sigma_7}{2}\bar{V}_0, \qquad (13.7)$$

и тогда

$$Q=Q_i+\Sigma Q_p. \qquad (16.19)$$

§ 16.3. СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМ ВЕРТОЛЕТОВ НА БОЛЬШИХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКОРОСТЯХ ПОЛЕТА

Теория индукции позволяет сравнивать различные системы вертолетов по потребляемой ими мощности при заданной скорости горизонтального полета. Скорость будем предполагать большой и $\bar{V}_0>0{,}2$. Расчет будем вести в натуральных величинах. Для вычисления мощности будем пользоваться формулой

$$75N=\frac{1}{\varkappa}TV_A+75N_p, \qquad (13.20')$$

где

$$N_p=\frac{c_{x\,p7}\sigma_7}{4}(1+\bar{V}_T^2)\frac{\pi}{2\cdot75}\rho R^5\omega^3 \qquad (13.16)$$

есть мощность, затраченная на преодоление профильного сопротивления вращению несущего винта. Систему мы будем приводить к системе без выноса и среднюю индуктивную скорость будем обозначать через v_i и вычислять по формуле

$$v_i=\frac{\varkappa_h\varkappa_s}{\varkappa}\frac{G}{2\rho F_l V_0}. \qquad (16.9)$$

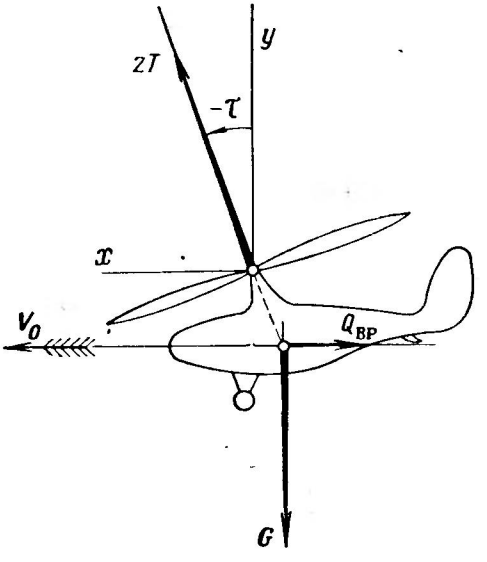
Ход расчета по методу мощностей нам известен (см. § 14.5). Рассмотрим последовательно типичные схемы вертолетов. При z винтах следует пользоваться осредненными величинами по § 13.5.

1. Обычная «пропульсивная» схема. Для такой схемы (фиг. 16.12) можно, задавшись скоростью полета V_0, вычислить $Q_{вр}$ и найти

$$\tau = -\frac{Q_{вр}}{zT_{ср}} = -\frac{Q_{вр}}{G}.$$

При больших скоростях, как известно,

$$V_A = -V_0\tau + v_i = \frac{Q_{вр}}{G}V_0 + v_i. \qquad (16.20)$$



Фиг. 16.12. Вертолет пропульсивного типа.

Следовательно, потребная мощность двигателя $N_м$ при числе z несущих винтов, если считать скорости V_A и v_i осредненными, получится из следующего соотношения:

$$75N_м = \frac{1}{\varkappa}GV_A + 75zN_p = \frac{1}{\varkappa}Q_{вр}V_0 + \frac{Gv_i}{\varkappa} + 75zN_p \qquad (16.21)$$

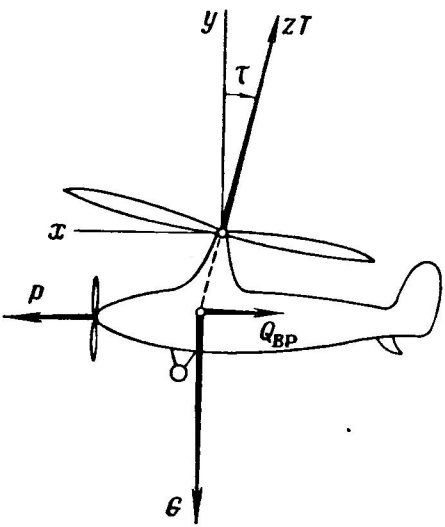
и будет равна

$$75N_м = \frac{1}{\zeta\varkappa}Q_{вр}V_0 + \frac{Gv_i}{\zeta\varkappa} + \frac{75z}{\zeta}N_p. \qquad (16.22)$$

В этой формуле первый член в ее правой части дает затрату мощности двигателя на преодоление вредных сопротивлений, второй—

на преодоление индуктивного сопротивления, а третий — на преодоление профильного сопротивления лопастей. Уравнение (16.22) дает баланс энергии у пропульсивного вертолета.

2. Автожирный режим. При переходе на чисто автожирный режим для горизонтального полета нужно иметь гребной винт, на который передается вся мощность двигателя; мощность двигателя для автожирного полета обозначим через $N_{м\,A}$ (фиг. 16.13). Винт имеет некоторый к. п. д. η; в условиях вертолета, т. е. при сравнительно малых скоростях полета и при большом числе деталей, попадающих в струю, этот к. п. д. будет не более 0,8.



Фиг. 16.13. Полет вертолета с гребным винтом на автожирном режиме.

В этих условиях тяга гребного винта будет равна

$$P=\eta\frac{75N_{м\,A}}{V_0}.$$

Условия авторотации будут таковы (см. § 14.6):

$$75N_{м\,A}=\frac{1}{\varkappa}GV_A+$$
$$+75N_pz\cdot 1{,}2=0.$$

Отсюда находим

$$V_A=-\frac{\varkappa 75N_pz\cdot 1{,}2}{G};\qquad (16.23)$$

но так как

$$V_A=-V_0\tau+v_i,$$

то из двух последних уравнений получаем

$$\tau=\frac{\varkappa 75\cdot 1{,}2N_pz}{GV_0}\frac{v_i}{V_0}.\qquad (16.24)$$

Напишем теперь равенство в установившемся движении тяги винта P сумме сопротивлений: вредного сопротивления $Q_{вр}$ и сопротивления несущего винта $G\tau$, т. е.

$$P=Q_{вр}+G\tau;$$

подставив в это равенство найденные значения τ и P, получим:

$$\eta\frac{75N_{мA}}{V_0}=Q_{вр}+\frac{\varkappa 75\cdot 1{,}2N_pz}{V_0}+\frac{v_iG}{V_0},$$

или

$$75N_{м\,A}=\frac{Q_{вр}V_0}{\eta}+\frac{\varkappa}{\eta}\frac{Gv_i}{\varkappa}+\frac{\varkappa}{\eta}75\cdot 1{,}2N_pz.\qquad (16.25)$$

3. Сравнение пропульсивного и автожирного режимов. Вычислим разность потребных мощностей для разобранных режимов, считая, что у сравниваемых вертолетов будут равные: вес, диаметры несущих винтов и вредное сопротивление $Q_{вр}$. Тогда из формул (16.22) и (16.25) получаем разность мощностей

$$75\,(N_{м\,А}-N_м)=\left(\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}-1\right)\frac{Q_{вр}V_0}{\zeta_\varkappa}+\left(\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}-1\right)\frac{Gv_i}{\varkappa\zeta}+$$

$$+\left(\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}1{,}2-1\right)\frac{75N_pz}{\zeta}=\left(\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}-1\right)N_м75+0{,}2\frac{75N_pz\varkappa}{\eta}.$$

Это выражение можно переписать в таком виде:

$$\frac{N_{м\,А}-N_м}{N_м}=\left(\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}-1\right)+0{,}2\frac{\varkappa}{\eta}\frac{zN_p}{N_м}. \qquad (16.26)$$

Если в правой части получится нуль, то автожирный и пропульсивный режимы потребуют одинаковой мощности двигателя. Если правая часть будет больше нуля, то автожирный режим будет хуже, если меньше нуля, то автожирный режим будет лучше, чем пропульсивный.

Величина $0{,}2\frac{\varkappa}{\eta}\frac{N_pz}{N_м}$ мала и мало изменяется и, приняв, что в среднем $\varkappa=0{,}92$; $\eta=0{,}8$ и беря $\frac{zN_p}{N_м}=0{,}3$, получим эту величину равной $0{,}2\frac{\varkappa}{\eta}\frac{zN_p}{N_м}\approx 0{,}06$, и тогда выражение (16.26) можно писать в таком виде:

$$\frac{N_{м\,А}-N_м}{N_м}=\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}-0{,}94. \qquad (16.27)$$

Следовательно, автожирный режим будет х у ж е тогда, когда

$$\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}>0{,}94. \qquad (16.28)$$

У двухвинтовой поперечной схемы обычно получается $\zeta=0{,}9$; $\varkappa=0{,}9$; $\eta=0{,}8$ и тогда $\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}\approx 1$, т. е. пропульсивный режим выгоднее.

У хороших одновинтовых вертолетов можно принять $\zeta=0{,}8$ и, оставляя прежние значения $\varkappa=0{,}9$ и $\eta=0{,}8$, получим

$$\frac{\zeta_\varkappa}{\eta}=\frac{0{,}8\cdot 0{,}9}{0{,}8}=0{,}9,$$

т. е. в этом случае на автожирном режиме получается очень небольшой выигрыш.

Здесь не учитывалось увеличение веса машины вследствие установки гребного винта, удлинительного вала, редуктора, муфты сцепления и т. п. Некоторые конструкторы предлагали не делать муфты у такого гребного винта, а просто уменьшать на вертикальном взлете или висении его шаг до получения нулевой тяги. Однако в этих условиях винт требует до 5÷6% от полной мощности двигателя, что сильно ухудшает взлетные качества вертолета.

Общие выводы

Пропульсивный полет вообще выгоднее полета со специальным гребным винтом на режиме авторотации. Лишь одновинтовая схема уступает немного автожирной из-за больших потерь на хвостовой винт и на редуктор. Однако, если учесть увеличение веса из-за установки гребных винтов, то и здесь она не дает большого выигрыша. Лишь в особых случаях установка гребных винтов на вертолете может быть оправдана, как, например, при использовании реактивного винта для взлета и висения и при переходе на автожирный режим для горизонтального полета (французская система Ариэль и др.).

В некоторых случаях у скоростных вертолетов получаются очень большие отрицательные углы τ и $\alpha_к$, что затрудняет компоновку машины.

При переходе на автожирный режим эти углы делаются положительными и малыми и компоновка машины облегчается. Иногда предлагают для этого применять промежуточные режимы, когда и несущий и гребной винты развивают тягу. В этом случае также улучшается компоновка машины, но заметного энергетического выигрыша не получается.

§ 16.4. КРЫЛАТЫЕ ВЕРТОЛЕТЫ

У некоторых вертолетов, помимо несущих винтов, имеются еще и крылья. Это делается для улучшения летных данных при полете с горизонтальной скоростью (фиг. 16.14). И здесь теория индукции позволяет получить ответ о потребной мощности двигателя. Для вычисления средней индуктивной скорости система и здесь приводится к системе без выноса, причем мы будем считать, что осредненная подъемная сила несущего винта равна T, а крыла Y; полный вес машины $G=zT+Y$. Рассмотрим горизонтальный полет.

Уравнение проекции силы на скорость полета будет в этом случае иметь вид:

$$-zT\tau = Q_{вр} + Q_{p\,кр} + Q_{i\,кр}.$$

Отсюда

$$\tau = -\frac{Q_{во}}{zT} - \frac{Q_{p\,кр}}{zT} - \frac{Q_{i\,кр}}{zT}. \qquad (16.29)$$

Средняя осевая скорость потока у несущего винта равна

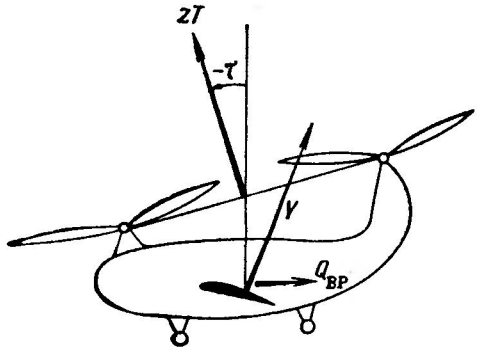
$$V_A = -V_0\tau + v_i = \frac{Q_{вр}V_0}{zT} + \frac{Q_{р\,кр}V_0}{zT} + \frac{Q_{i\,кр}V_0}{zT} + v_i;$$

но так как

$$Q_{i\,кр} = Y\frac{v_i}{V_0},$$

то

$$V_A = \frac{Q_{вр}V_0}{zT} + \frac{Q_{р\,кр}V_0}{zT} + \frac{Yv_i}{zT} + v_i.$$



Фиг. 16.14. Полет крылатого вертолета пропульсивного типа.

Находим теперь потребную мощность двигателя

$$75N_м\zeta = \frac{1}{\varkappa}zTV_A + 75zN_p = \frac{1}{\varkappa}Q_{вр}V_0 + \frac{1}{\varkappa}Q_{р\,кр}V_0 +$$

$$+\frac{1}{\varkappa}Yv_i + \frac{1}{\varkappa}zTv_i + 75N_pz.$$

Замечая, что $\frac{1}{\varkappa}Yv_i + \frac{1}{\varkappa}zTv_i = \frac{v_i}{\varkappa}G$, получим окончательно:

$$75N_м = \frac{1}{\varkappa\zeta}Q_{вр}V_0 + \frac{1}{\varkappa\zeta}Gv_i + \frac{1}{\varkappa\zeta}Q_{р\,кр}V_0 + 75N_pz. \quad (16.30)$$

Сравнение крылатого вертолета с бескрылым

Написав попрежнему разность мощностей у крылатого и бескрылого вертолетов, считая у них равными G, $Q_{вр}$, l и N_p и учитывая, что при наличии крыльев высота «коробки крыльев» h будет больше, а следовательно, $\varkappa_h$ будет обычно меньше, чем при чисто

вертолетной $\varkappa_h'$, получим, обозначив индуктивную скорость у бескрылого вертолета через v_1,

$$\zeta 75\,(N_{м\,кр}-N_м)=\frac{1}{\varkappa}\,Q_{p\,кр}V_0-\frac{G}{\varkappa}(v_i-v_1)+75N_pz\frac{\sigma_{7кр}-\sigma_7}{\sigma_7}.$$

Здесь

$$v_i-v_1=\frac{\varkappa_h\varkappa_s}{\varkappa}v_1-v_1=v_1\left(\frac{\varkappa_h}{\varkappa_h'}-1\right);$$

отношение $\frac{\sigma_{7кр}-\sigma_7}{\sigma_7}$ дает возможность оценить разные величины коэффициента заполнения $\sigma_{7кр}$ и σ_7, так как у крылатого вертолета можно брать несколько меньшую величину заполнения.

Окончательно получаем

$$\zeta 75\,(N_{м\,кр}-N_м)=\frac{1}{\varkappa}\,Q_{вр}V_0+\frac{1}{\varkappa}\,Q_{p\,кр}V_0+\frac{Gv_1}{\varkappa}\left(\frac{\varkappa_h}{\varkappa_h'}-1\right)+$$

$$+75N_pz\frac{\sigma_{7кр}-\sigma_7}{\sigma_7}. \qquad (16.31)$$

В этом случае может получиться заметный выигрыш, как в результате увеличения высоты «коробки крыльев», вызывающего уменьшение $\varkappa_h$, так и вследствие малого профильного сопротивления крыльев, так как

$$Q_{p\,кр}=\mu_{кр}Y,$$

где $\mu_{кр}\approx 0{,}02$ — обратное качество крыльев, отнесенное к профильному сопротивлению [индуктивное сопротивление вошло в третий член формулы (16.31)], поэтому, даже сохраняя $\sigma_{7кр}=\sigma_7$, обычно получаем заметный выигрыш. Общий результат зависит от параметров машины.

В качестве примера возьмем двухвинтовой вертолет со следующими данными: $G=7000$ *кг*; $V_0=50$ *м/сек*; $Y=3000$ *кг*; площадь крыльев $S=32$ *м*^{2}; $\mu_{кр}=\frac{1}{50}$.

Тогда получим $Q_{p\,кр}=Y\mu_{кр}=\frac{3000}{50}=60$, т. е. величину очень малую. Индуктивные потери могут уменьшиться благодаря так называемому „эффекту бипланности“: $\varkappa_h'=1$, а $\varkappa=0{,}8$ при $\frac{h}{l}=0.1$ и, сохранив $\sigma_7=\sigma_{7кр}$, получим, проделав числовые вычисления $(N_{м\,кр}-N_м)=\frac{33-40-120}{3}=-\frac{127}{0{,}9}$ *л. с.* $=-143$ *л. с.*, т. е. при

$$N_м=\frac{G}{q}=\frac{7000}{5}=1400\ л.\ с.,$$

получим выигрыш $\frac{153}{1400} \cdot 100 \approx 10\%$, что позволит увеличить скорость полета примерно на 3%. При этом, однако, увеличится вес машины благодаря наличию крыльев и уменьшится подъемная сила вертолета на взлете из-за обдувки крыла сверху струей несущего винта.

У скоростных вертолетов крыло, кроме того, уменьшает нагрузку несущего винта и он работает на малых C_T, что в свою очередь устраняет опасность срыва потока у лопастей.

Предлагались еще более сложные схемы вертолетов — с крыльями и гребными винтами. На основании указанных примеров легко рассмотреть с точностью первого приближения такие схемы и сделать их сравнительный анализ.

В общем, обычные пропульсивные схемы оказываются более простыми и более экономичными, чем более сложные. Этим и объясняется их более широкое распространение, чем крылатых схем и схем с гребными винтами, которые до 1955 г. еще не вышли из стадии постройки опытных образцов.

§ 16.5. СРАВНЕНИЕ ВЕРТОЛЕТА И САМОЛЕТА

Этот вопрос представляет большой практический и теоретический интерес, вследствие чего он и привлек внимание многих исследователей как у нас, так и за границей. Первые исследования этого вопроса были сделаны еще в 1910 г. (проф. Г. Велльнер и др.) и затем продолжались до самого последнего времени. Общие выводы этих исследований совпадают: при равных скорости полета V_0, полетном весе G, размахе $l=D$ и вредных сопротивлениях $Q_{вр}$ обычный вертолет требует примерно в 2 раза большей мощности двигателя, чем самолет.

Для самолета можно написать баланс мощности в таком виде:

$$\eta 75 N_{м.с} = Q_{вр} V_0 + Q_{p\,кр} V_0 + G \frac{v_i}{V_0} V_0, \qquad (16.32)$$

где $N_{м.с}$ — потребная мощность двигателя для самолета; $Q_{p\,кр}$ — профильное сопротивление крыльев; $G \frac{v_i}{V_0}$ — индуктивное сопротивление крыльев.

У вертолета мы имели формулу (16.22):

$$75 N_м = \frac{1}{\zeta_x} Q_{вр} V_0 + \frac{G v_i}{\zeta_x} + \frac{75 N_p z}{\zeta}. \qquad (16.22)$$

Разность этих мощностей получится в таком виде:

$$75\,(N_{\text{м. с}}-N_{\text{м}})=\frac{Q_{\text{вр}}V_0}{\zeta_{\text{х}}}\left(\frac{\zeta_{\text{х}}}{\eta}-1\right)+\frac{Gv_i}{\zeta_{\text{х}}}\left(\frac{\zeta_{\text{х}}}{\eta}-1\right)+$$

$$+\frac{\mu_\infty GV_0}{\eta}-\frac{75N_pz}{\zeta}.$$

Это выражение можно переписать еще и в таком виде:

$$75(N_{\text{м. с}}-N_{\text{м}})=\frac{Q_{\text{вр}}V_0}{\zeta_{\text{х}}}\left(\frac{\zeta_{\text{х}}}{\eta}-1\right)+\frac{Gv_i}{\zeta_{\text{х}}}\left(\frac{\zeta_{\text{х}}}{\eta}-1\right)+$$

$$+\frac{75N_pz}{\zeta}\left(\frac{\zeta_{\text{х}}}{\eta}-1\right)+\frac{\mu_\infty GV_0}{\eta}-75N_pz\frac{\varkappa}{\eta}. \qquad (16.33)$$

Отсюда

$$75\,(N_{\text{м. с}}-N_{\text{м}})=75N_{\text{м}}\left(\frac{\zeta_{\text{х}}}{\eta}-1\right)+\frac{\mu_\infty GV_0}{\eta}-75N_pz\frac{\varkappa}{\eta}.$$

Относительная разность будет такой:

$$\frac{N_{\text{м. с}}-N_{\text{м}}}{N_{\text{м}}}=\frac{\zeta_{\text{х}}}{\eta}-1+\frac{\mu_\infty GV_0}{75\eta N_{\text{м}}}-\frac{N_pz\varkappa}{N_{\text{м}}\eta}. \qquad (16.34)$$

Оценим основные величины, входящие в эту формулу,

$$\frac{G}{N_{\text{м}}}=q_{\text{м}}\approx 5\ \textit{кг/л. с.};\qquad \frac{zN_p}{N_{\text{м}}}\approx 0{,}3;\quad \zeta\approx 0{,}85$$

(у одновинтовой схемы $\zeta=0{,}78$; $\varkappa=0{,}9$; $\eta=0{,}85$; $\mu_\infty=0{,}02$ скорость горизонтального полета берем равной 50 *м/сек.*). Тогда получим:
для числа несущих винтов $z\geqslant 2$

$$\frac{N_{\text{м. с}}-N_{\text{м}}}{N_{\text{м}}}=\frac{0{,}85\cdot 0{,}9}{0{,}85}-1+\frac{0{,}02\cdot 5\cdot 50}{75\cdot 0{,}85}-0{,}3\frac{0{,}9}{0{,}85}=-0{,}36;$$

для одновинтовой схемы при $\zeta=0{,}78$,

$$\frac{N_{\text{м. с}}-N_{\text{м}}}{N_{\text{м}}}=-0{,}43.$$

Следовательно, мощность двигателя у самолета на 36÷43% меньше мощности двигателя у вертолета. Если относить мощность двигателя у вертолета к мощности двигателя у самолета $N_{\text{м.с}}$, то по-

лучим для числа несущих винтов в схеме $z \geqslant 2$

$$\frac{N_м}{N_{м.с}} = \frac{1}{1-0{,}36} = \frac{1}{0{,}64} = 1{,}6,$$

а для одновинтовой схемы

$$\frac{N_м}{N_{м.с}} = \frac{1}{1-0{,}43} = \frac{1}{0{,}57} = 1{,}8.$$

При этом мы не учитывали, что вредное сопротивление $Q_{вр}$ у самолета может быть значительно меньшим, чем у вертолета. Более подробные подсчеты этого сопротивления и приводят к общепризнанному выводу о том, что вертолет требует в 1,8÷2 раза большей мощности, чем самолет.

Причиной этого, как ясно видно из формулы (16.34), является большой расход мощности на преодоление момента профильного сопротивления самого несущего винта. Уменьшить и даже совсем устранить эти потери в горизонтальном полете можно лишь или убрав несущий винт внутрь фюзеляжа или обратив его лопасти в неподвижные крылья. Такие системы называют обычно «конвертопланами». Возникли эти системы очень давно, но в последние 10 лет они снова начинают привлекать внимание многих изобретателей и конструкторов. В § 4.6 были описаны такие схемы. Основной трудностью для их осуществления является проблема складывания лопастей при полете с большой скоростью, что заставляет делать очень прочные и, следовательно, очень тяжелые по весу механизмы складывания. Трудной проблемой является также управление такими машинами, особенно в процессе перехода с вертикального режима полета на самолетный. Тем не менее, развернувшаяся всюду работа с такими машинами позволяет надеяться на успех и в этой трудной области вертолетостроения.

На фиг. 4.39 приведен схематический сравнительный график скоростей горизонтального полета вертолета, крылатого вертолета и самолета при $q \approx 5$ *кг/л. с.* Скорости горизонтального полета даны в зависимости от высоты полета при одинаковом двигателе для всех трех случаев.

В последние годы были построены по весьма старой схеме самолеты-вертолеты (см. фиг. 4.33) с очень хорошими данными. Эту схему нельзя было осуществить с поршневыми двигателями вследствие их большого удельного веса. Теперь же при наличии мощных турбовинтовых двигателей эта задача оказалась вполне разрешимой, и при $q \approx 2$ *кг/л. с.* удается построить винты, хорошо работающие как на режиме висения, так и при больших скоростях на режиме гребного винта. Получаются быстроходные машины, со скоростями порядка 700 *км/час,* могущие взлетать и садиться вертикально. В Америке такие машины были построены в конце 1954 г. фирмами Локхид и Конвер для военно-морского флота США.

* * *

В заключение этой главы отметим, что все ее выводы носят лишь ориентировочный характер, так как они основаны на теории индукции, не учитывающей ряда факторов, как, например, неравномерного распределения скоростей по диску несущего винта и разного веса машин, построенных по разным схемам. Для более точных выводов необходимо проводить детальные расчеты сравниваемых вертолетов.

При расчете балансировки этой теорией можно пользоваться лишь для общих соображений и компоновки машин, пользуясь понятием «условной втулки» системы. Более точный расчет нужно вести по методам, изложенным в § 12.4.

ЧАСТЬ IV

КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НЕСУЩЕГО ВИНТА

Глава 17

МАХОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ЛОПАСТЕЙ

§ 17.1. ИСТОРИЯ ВОПРОСА

В аэродинамическом расчете (гл. 15) мы уже касались вопросов махового движения. Там они рассматривались в упрощенном виде и при условии балансировки машины летчиком на всех режимах полета. Истинная плоскость вращения считалась перпендикулярной к полной силе T. Боковой завал несущего винта, получающийся в этих условиях, там не рассматривался, так как принималось, что он устранен летчиком. Это позволило получить все необходимые для аэродинамического расчета формулы, но не давало возможности более глубоко рассмотреть происходящие при маховом движении явления.

В этой части книги мы рассмотрим так называемую классическую теорию несущего винта. Как мы указали, боковая обдувка несущего винта впервые была изучена проф. Н. Е. Жуковским. Под его руководством в 1906 г. в Кучинском аэродинамическом институте были проведены опыты в аэродинамической трубе, а в 1909 г. он дал теорию простейшего элементарного винта, работающего при боковой обдувке. Впервые тогда было обнаружено сложное воздействие воздуха на несущий винт: получились три силы и три момента.

Дальнейшее продвижение вперед было сделано через 18 лет в Англии, где Глауэрт и Локк дали в 1927 г. теорию несущего винта автожира. При этом они учли индуктивные скорости и маховое движение лопастей. В своем анализе они использовали широко применяющийся теперь метод тригонометрических рядов.

В 1932 г. И. П. Братухин значительно упростил эту теорию и привел ее к удобной для инженерных расчетов форме. Много улучшений в эту теорию внесли А. П. Проскуряков и М. Л. Миль. Последний впервые изучил неустановившееся движение несущего винта и получил ряд ценных результатов.

А. М. Михайлов в 1940 г. исследовал теоретически действие автомата-перекоса на автожире. В. Е. Касторский и А. М. Школьников исследовали экспериментально работу несущего винта верто-

лета и дали теорию работы автомата-перекоса в этих весьма сложных условиях.

Ряд ценных теоретических исследований провел А. П. Проскуряков. Он углубил теорию несущего винта с АП, исследовал колебания лопастей около вертикальных шарниров и первый начал исследование вопросов устойчивости движения лопастей. Много работ по теории несущего винта было опубликовано Л. С. Вильдгрубе, разработавшим ряд вопросов приближенной теории несущего винта вертолета. В результате всех этих исследований указанная теория приобрела стройный и законченный вид.

Обычно эта теория рассматривает сначала свободное движение лопастей, что может встретиться лишь на автожирах и на некоторых многовинтовых схемах вертолетов. Угол же балансировки $\delta_Б$, как правило, бывает задан и это упрощает расчеты. Далее в эту теорию вводят эффект АП и РВ и учитывают изменение ширины и закрутку у лопастей. При этом формулы очень усложняются.

В. Е. Касторский показал, что эффект АП можно рассматривать отдельно и прибавлять его к расчетным величинам, полученным для несущего винта со свободными лопастями, с нейтральной установкой кольца АП.

При расчете вертолетов обычно ограничиваются рядами Фурье с первыми гармониками угла азимута лопастей ψ. Если в эти ряды ввести вторые гармоники, то получаются необычайно сложные формулы с десятками членов. Они весьма ненаглядны и дают малую точность из-за необходимости при пользовании ими вычислять малые разности между большими числами. Поэтому обычно расчет ведут, ограничиваясь первыми гармониками. Мы также не будем от этого отступать и высшие гармоники будем применять лишь в некоторых отдельных случаях.

§ 17.2. СКОРОСТЬ ОБДУВКИ ДИСКА НЕСУЩЕГО ВИНТА

Поток воздуха, пересекающий диск несущего винта, движется со скоростью V_1. При изучении махового движения ее удобно разлагать на компоненты V_a и V_t, как было указано в § 12.2.

При этом считают $\tau \approx \alpha_к$:

$$\bar{V}_a = -\bar{V}_0 \sin \alpha_к + \bar{v}_1 \tag{12.20}$$

и

$$\bar{V}_t = V_0 \cos \alpha_к. \tag{12.21}$$

Скорость v_1 в этом случае можно брать из аэродинамического расчета вертолета.

В случае сложных схем вертолетов нужно учесть взаимоиндукцию несущих винтов, как было указано в § 12.4. Это сводится к добавлению к индуктивной скорости от самоиндукции еще скорости от взаимоиндукции, т. е.

$$\vec{v}_i = \vec{v}_1 + \sum_1^n \vec{v}_n.$$

Мы будем обозначать полную скорость индукции через v_i. Разлагая скорость v_i по связанным осям координат, мы получим ее компоненты v_a и v_t, которые и нужно вводить в случае расчета сложных коробок в приведенные формулы (12.20) и (12.21), т. е. нужно писать, что

$$\overline{V}_a = -\overline{V}_0 \sin \alpha_к + \overline{v}_a \tag{17.1}$$

и

$$\overline{V}_t = \overline{V}_0 \cos \alpha_к + \overline{v}_t. \tag{17.2}$$

Скорость $\overline{v}_t$ обычно мала по сравнению с первым членом и ею обычно пренебрегают.

Можно в этом случае, как мы видели в § 12.4, пользоваться формулами (12.20) и (12.21), вводя в них вместо $\alpha_к$ угол $\alpha_к + \varepsilon$, где ε — угол добавочного скоса от взаимоиндукции для данного несущего винта.

§ 17.3. ЗАДАНИЕ МАХОВОГО ДВИЖЕНИЯ ЛОПАСТЕЙ

Маховое движение лопасти совершается в общем случае в двух плоскостях. Будем представлять его рядом Фурье в таком виде:

$$\left.\begin{aligned} \beta = a_0 - a_1 \cos\psi - b_1 \sin\psi - \\ - a_2 \cos 2\psi - b_2 \sin 2\psi - \\ - a_3 \cos 3\psi - b_3 \sin 3\psi. \end{aligned}\right\} \tag{17.3}$$

Здесь β — угол взмаха и ψ — угол азимута (см. гл. 2 и 15).

Обычно этот ряд пишется в усеченном виде и в нем сохраняются лишь первые гармоники угла азимута ψ. Мы будем рассматривать в этой книге лишь усеченный ряд, имеющий вид

$$\beta = a_0 - a_1 \cos\psi - b_1 \sin\psi. \tag{17.4}$$

На фиг. 17.1 изображено движение лопастей, описываемое этой формулой. При азимуте $\psi = 0°$ величина $\beta_{0°} = a_0 - a_1$; при азимуте $\psi = 90°$ величина $\beta_{90°} = a_0 - b_1$; при $\psi = 180°$, $\beta_{180°} = a_0 + a_1$ и при $\psi = 270°$, $\beta_{270°} = a_0 + b_1$. Это движение можно рассматривать как вращение лопастей по конусу с углом конусности a_0 вокруг оси Oy_A, отклонившейся от конструктивной оси Oy_1 назад на малый угол a_1 и вбок на малый угол b_1. Знаки всех углов берутся в строгом соответствии с осями координат. Положительные направления углов a_1 и b_1 соответствуют тому, что получается при свободно машущих лопастях у несущего винта: конус лопастей («тюльпан») заваливается назад и в сторону лопасти, идущей вперед (азимут $\psi = 90°$).

Легко найти азимуты $\psi_м$, при которых получаются максимальная и минимальная величины угла взмаха β. Для этого дифферен-

цируем выражение (17.4) по ψ и приравниваем его нулю. Получаем

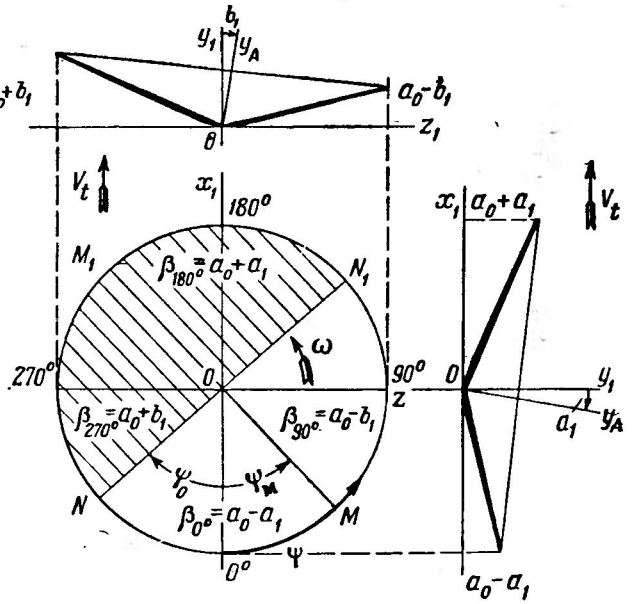
$$\frac{d\beta}{d\psi} = a_1 \sin\psi - b_1 \cos\psi = 0.$$

Отсюда находим $\operatorname{tg}\psi_м$

$$\operatorname{tg}\psi_м = \frac{\sin\psi}{\cos\psi} = \frac{b_1}{a_1}. \qquad (17.5)$$

Следовательно,

$$\psi_м^\circ = \operatorname{arc\,tg}\frac{b_1}{a_1} \pm 180^\circ. \qquad (17.6)$$



Фиг. 17.1. Маховое движение.

Таким образом, максимальное и минимальное отклонения лопастей получатся на диаметре MM_1 (см. фиг. 17.1).

При некотором угле ψ_0 угол отклонения лопастей будет равен углу конусности a_0. Находим его из формулы (17.4), положив в ней $\beta = a_0$, и тогда

$$\beta = a_0 - a_1 \cos\psi_0 - b_1 \sin\psi_0 = a_0$$

и, следовательно,

$$\operatorname{tg}\psi_0 = \frac{\sin\psi_0}{\cos\psi_0} = -\frac{a_1}{b_1}. \qquad (17.7)$$

Отсюда

$$\psi_0^\circ = -\operatorname{arc\,tg}\frac{a_1}{b_1} \pm 180^\circ. \qquad (17.8)$$

Таким образом, отклонения лопастей, равные углу конусности a_0, находятся на азимутах ψ_0° и $\psi_0^\circ \pm 180^\circ$, лежащих на диаметре NN_1 (см. фиг. 17.1). На заштрихованном участке диска лопасть имеет $\beta > a_0$, а на остальных азимутах $\beta < a_0$. Так как

$$\operatorname{tg}\psi_0 = -\frac{a_1}{b_1} = -\frac{1}{\frac{b_1}{a_1}} = \operatorname{ctg}(90^\circ - \psi_м^\circ),$$

то диаметры MM_1 и NN_1 взаимно перпендикулярны.

В дальнейшем нам при изучении махового движения придется пользоваться производными по времени от угла β. Найдем эти производные.

$$\dot{\beta} = \frac{d\beta}{dt} = (a_1 \sin\psi - b_1 \cos\psi)\frac{d\psi}{dt}.$$

Величина $\frac{d\psi}{dt} = \omega$ и формула окончательно напишется в таком виде:

$$\dot{\beta} = \frac{d\beta}{dt} = \omega(a_1 \sin\psi - b_1 \cos\psi). \qquad (17.9)$$

Далее находим вторую производную:

$$\ddot{\beta} = \frac{d\dot{\beta}}{dt} = \omega^2(a_1 \cos\psi + b_1 \sin\psi). \qquad (17.10)$$

Этими формулами мы будем часто пользоваться в дальнейшем.

§ 17.4. СКОРОСТЬ ОБДУВКИ ЭЛЕМЕНТОВ ЛОПАСТИ

Найдем скорости W_x и W_y обдувки сечения лопасти для данного значения азимута ψ. На фиг. 17.2 изображена лопасть в положении, заданном азимутом ψ, спроектированная на конструктивную плоскость вращения Ox_1z_1. Справа вверху дана совмещенная проекция лопасти на меридиональную плоскость лопасти.

Рассмотрим составляющие скорости относительного движения для элемента лопасти, лежащего на некотором радиусе r. Угол β будем считать малым и $\sin\beta \approx \beta$, а $\cos\beta \approx 1$.

Скорость W_x получится сразу по чертежу 17.2 и будет равна:

$$W_x = r\omega + V_t \sin\psi. \qquad (17.11)$$

Мы ее уже получили в § 13.2.

Скорость W_y получится из сложения проекций на ось O_ey_e элемента винта следующих скоростей: осевой скорости потока V_a, скорости, обратной скорости взмаха лопасти $r\dot{\beta}$ и проекции скорости V_t, равной, как видно из чертежа, $V_t \cos\psi \cdot \beta$.

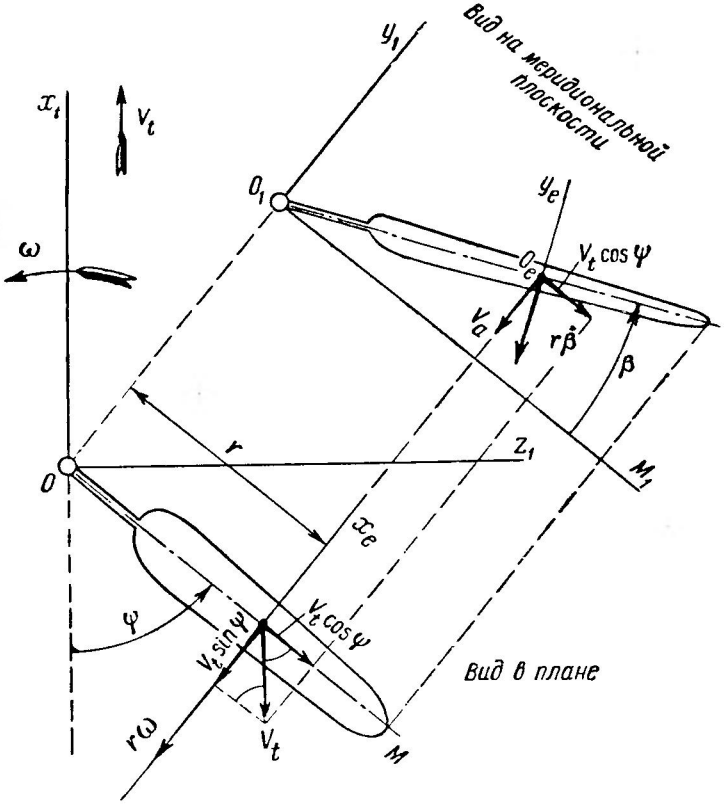
Следовательно,

$$W_y = V_a + r\dot{\beta} + V_t \beta \cos\psi. \qquad (17.12)$$

При производстве расчетов удобнее пользоваться безразмерными выражениями для W_x и W_y. Разделив формулы (17.11) и (17.12) на $R\omega$, получим

$$\overline{W}_x = \overline{r} + \overline{V}_t \sin\psi; \tag{17.13}$$

$$\overline{W}_y = \overline{V}_a + \overline{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega} + \overline{V}_t\beta\cos\psi. \tag{17.14}$$



Фиг. 17.2. Скорость обдувки элемента лопасти.

Зная эти скорости, находим угол притекания потока к элементу (фиг. 17.3) и получаем

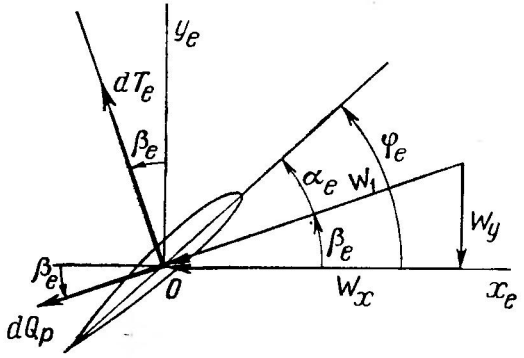
$$\operatorname{tg}\beta_e = \frac{\overline{W}_y}{\overline{W}_x}, \tag{17.15}$$

или

$$\beta_e = \operatorname{arc\,tg}\frac{\overline{W}_y}{\overline{W}_x} = \operatorname{arc\,tg}\frac{\overline{V}_a + \bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega} + \overline{V}_t\beta\cos\psi}{\bar{r} + \overline{V}_t\sin\psi}. \qquad (17.16)$$

При малых углах β_e можно писать приближенно, что

$$\beta_e = \frac{\overline{V}_a + \bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega} + \overline{V}_t\beta\cos\psi}{\bar{r} + \overline{V}_t\sin\psi}. \qquad (17.17)$$



Фиг. 17.3. Скоростной треугольник у элемента лопасти и действующие на него силы.

Угол атаки элемента α_e, отсчитываемый от аэродинамической хорды, получится по фиг. 17.3 в таком виде:

$$\alpha_e = \varphi_e - \beta_e. \qquad (17.18)$$

Величину коэффициента подъемной силы будем находить по формуле

$$c_y = A\alpha_e = A(\varphi_e - \beta_e) = A\left(\varphi_e - \frac{\overline{W}_y}{\overline{W}_x}\right). \qquad (17.19)$$

Такая линейная зависимость получается у профилей лишь до критического («посадочного») угла атаки, когда $c_y = c_{y\,\max}$. Далее наступает срыв потока. Этот угол у обычных профилей невелик и равен 12÷14°.

§ 17.5. МЕТОД ОТБРАСЫВАНИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК

Для дальнейшего развития теории нам придется в найденные выражения скоростей $\overline{W}_x$ и $\overline{W}_y$ подставлять выражения для β, $\dot{\beta}$ и $\ddot{\beta}$. Тогда получатся двойные произведения типа $\sin\psi\cos\psi$, $\sin^2\psi\cos^2\psi$ и т. д. Во многие расчетные формулы скорости $\overline{W}_x$ и $\overline{W}_y$ входят в виде произведений $\overline{W}_x\overline{W}_y$ и степеней $\overline{W}_x^2$ и $\overline{W}_y^2$. Тогда

при развертывании таких выражений в них получатся члены типа $\sin^n\psi\cos^m\psi$. Возникает вопрос, как с наибольшей точностью привести эти выражения к виду, содержащему лишь первые гармоники, т. е. члены с $\sin\psi$ и $\cos\psi$. Для этого применяют следующий прием: сначала вычисляют формулу без упрощений и лишь после этого делают тригонометрические преобразования, заменяющие степени и произведения тригонометрических величин тригонометрическими величинами кратных дуг, после чего можно отбросить высшие гармоники.

Приведем основные формулы упрощения, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем:

1) $\sin^2\psi=\frac{1}{2}(1-\cos 2\psi)\approx\frac{1}{2}$;

2) $\cos^2\psi=\frac{1}{2}(1+\cos 2\psi)\approx\frac{1}{2}$;

3) $\sin\psi\cos\psi=\frac{1}{2}\sin 2\psi\approx 0$;

4) $\sin^3\psi=\frac{1}{4}(3\sin\psi-\sin 3\psi)\approx\frac{3}{4}\sin\psi$;

5) $\cos^3\psi=\frac{1}{4}(3\cos\psi+\cos 3\psi)\approx\frac{3}{4}\cos\psi$;

6) $\sin\psi\cos^2\psi=\sin\psi(1-\sin^2\psi)=\sin\psi-\sin^3\psi=\frac{1}{4}\sin\psi+$
$+\frac{1}{4}\sin 3\psi\approx\frac{1}{4}\sin\psi$;

7) $\sin^2\psi\cos\psi=\cos\psi(1-\cos^2\psi)=\cos\psi-\cos^3\psi=\frac{1}{4}\cos\psi-$
$-\frac{1}{4}\cos 3\psi\approx\frac{1}{4}\cos\psi$;

8) $\sin^4\psi=\frac{1}{8}(\cos 4\psi-4\cos 2\psi+3)\approx\frac{3}{8}$;

9) $\cos^4\psi=\frac{1}{8}(\cos 4\psi+4\cos 2\psi+3)\approx\frac{3}{8}$;

10) $\sin^2\psi\cos^2\psi=\sin^2\psi(1-\sin^2\psi)=\sin^2\psi-\sin^4\psi\approx\frac{1}{2}-\frac{3}{8}=$
$=\frac{1}{8}$;

11) $\sin\psi\cos^3\psi=\sin\psi\cos\psi(1-\sin^2\psi)=\frac{1}{2}\sin 2\psi\left(1-\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\times\right.$
$\left.\times\cos 2\psi\right)\approx 0$

и т. д.

Для удобства дальнейших расчетов даем сводную таблицу таких упрощений (см. табл. 17. 1).

Таблица 17.1

Формулы отбрасывания высших гармоник

$$\sin^2\psi \approx \frac{1}{2};$$

$$\cos^2\psi \approx \frac{1}{2};$$

$$\sin\psi\cos\psi \approx 0;$$

$$\sin\psi\cos^2\psi \approx \frac{1}{4}\sin\psi;$$

$$\sin^2\psi\cos\psi \approx \frac{1}{4}\cos\psi;$$

$$\sin^3\psi \approx \frac{3}{4}\sin\psi;$$

$$\cos^3\psi \approx \frac{3}{4}\cos\psi;$$

$$\sin^4\psi \approx \frac{3}{8};$$

$$\cos^4\psi \approx \frac{3}{8};$$

$$\sin^2\psi\cos^2\psi \approx \frac{1}{8};$$

$$\sin\psi\cos^3\psi \approx 0;$$

$$\sin^3\psi\cos\psi \approx 0.$$

Отбрасывание высших гармоник, естественно, уменьшает точность упрощенных формул. Опыты показали, что, например, вторая гармоника угла взмаха β иногда имеет амплитуду порядка 20÷30% от первой и она может оказать заметное влияние на окончательные результаты вычислений. Тем не менее очень редко пользуются более длинным рядом, так как при этом все формулы очень сильно осложняются. Кроме того, эта теория делает много других упрощающих предположений, как, например, введение в расчеты скоростей V_a и V_t средним значением, допущение малости угла β, вычисление коэффициента подъемной силы профиля по линейной формуле $c_y = A\alpha_e$, постоянство c_{xp}, пренебрежение радиальной скоростью обдувки и т. д.

Все эти допущения очень грубы, но если их не вводить в теорию, то формулы приобретают крайне громоздкий и мало пригодный для расчетов вид.

Эти общие соображения и оправдывают применение в классической теории приведенных в этом параграфе тригонометрических упрощений.

§ 17.6. ВЫЧИСЛЕНИЕ РАЗВЕРНУТЫХ ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ $\overline{W}_x$, $\overline{W}_y$, $\overline{W}_x^2$, $\overline{W}_y^2$ и $\overline{W}_x\overline{W}_y$

Во многих формулах теории несущего винта встречаются указанные комбинации скоростей $\overline{W}_x$ и $\overline{W}_y$. Их удобно вычислять заранее, используя указанные в предыдущем параграфе формулы упрощения.

Ход вычисления будет следующий: сначала в нужные формулы подставим выражения махового движения, т. е.

$$\beta = a_0 - a_1 \cos\psi - b_1 \sin\psi \qquad (17.4)$$

и

$$\dot{\beta} = \frac{d\beta}{dt} = \omega(a_1 \sin\psi - b_1 \cos\psi); \qquad (17.9)$$

затем будем упрощать полученный результат согласно табл. 17.1.

Выражение для $\overline{W}_x$. Оно не требует вычислений, так как в него входит лишь первая гармоника

$$\overline{W}_x = \bar{r} + \overline{V}_t \sin\psi. \qquad (17.11)$$

Выражение для $\overline{W}_y$. В формулы (17.12), т. е.

$$\overline{W}_y = \overline{V}_a + \bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega} + \overline{V}_t \beta \cos\psi, \qquad (17.12)$$

подставляем величины β и $\dot{\beta}$ по формулам (17.4) и (17.9) и получаем

$$\overline{W}_y = \overline{V}_a + \bar{r}a_1 \sin\psi - \bar{r}b_1 \cos\psi + \overline{V}_t a_0 \cos\psi - \\ - \overline{V}_t a_1 \cos^2\psi - \overline{V}_t b_1 \sin\psi \cos\psi; \qquad (17.20)$$

сделав упрощения по табл. 17.1, окончательно получаем такой результат:

$$\overline{W}_y = \overline{V}_a - \frac{\overline{V}_t a_1}{2} + (\overline{V}_t a_0 - \bar{r}b_1)\cos\psi + \bar{r}a_1 \sin\psi. \qquad (17.21)$$

Выражение для $\overline{W}_x^2$

$$\overline{W}_x^2 = (\bar{r} + \overline{V}_t \sin\psi)^2 = \bar{r}^2 + 2\bar{r}\overline{V}_t \sin\psi + \overline{V}_t^2 \sin^2\psi. \qquad (17.22)$$

Упрощая, получим:

$$\overline{W}_x^2 = \bar{r}^2 + \frac{\overline{V}_t^2}{2} + 2\bar{r}\overline{V}_t \sin\psi. \qquad (17.22')$$

При пользовании усеченными выражениями для скоростей следует помнить, что они не точны. Они дают хороший результат для средних по обороту несущего винта величин, но для мгновенных значений для данного азимута дают заметную погрешность. Так, полученное выражение дает для азимута $\psi^\circ = 0^\circ$ следующую величину $\overline{W}_x^2$:

$$\overline{W}_x^2 = \bar{r}^2 + \frac{\overline{V}_t^2}{2},$$

а точная формула (17.22) дает

$$\overline{W}_x^2 = \bar{r}^2.$$

Скорость $\overline{V}_t$ доходит в среднем до величины 0,3 и тогда

$$\frac{\overline{V}_t^2}{2}=\frac{0{,}3^2}{2}=\frac{0{,}09}{2}=0{,}045.$$

На конце лопасти, где $\bar{r}=1$, эта погрешность равна 4,5%. Однако у втулки при $\bar{r}=0{,}3$ она достигает 50%. Поэтому всегда следует помнить, что упрощенные формулы классической теории могут иногда давать весьма заметные математические погрешности. Особенно это относится к определению мгновенных сил и моментов, действующих на несущий винт. Здесь нужно по возможности исходить из точных выражений для $\overline{W}_x$ и $\overline{W}_y$.

Выражение для $\overline{W}_y^2$. Пользуясь полной формулой (17.20), дающей неусеченное выражение для $\overline{W}_y$, получаем

$$\begin{aligned}\overline{W}_y^2=(\overline{V}_a+\bar{r}a_1\sin\psi-\bar{r}b_1\cos\psi+\overline{V}_ta_0\cos\psi-\overline{V}_ta_1\cos^2\psi-\\ -\overline{V}_tb_1\sin\psi\cos\psi)^2=\overline{V}_a^2+\bar{r}^2a_1^2\sin^2\psi+\bar{r}^2b_1^2\cos^2\psi+\overline{V}_t^2a_0^2\cos^2\psi+\\ +\overline{V}_t^2a_1^2\cos^4\psi+\overline{V}_t^2b_1^2\sin^2\psi\cos^2\psi+2\overline{V}_a\bar{r}a_1\sin\psi-2\overline{V}_a\bar{r}b_1\cos\psi+\\ +2\overline{V}_a\overline{V}_ta_0\cos\psi-2\overline{V}_a\overline{V}_ta_1\cos^2\psi-2\overline{V}_a\overline{V}_tb_1\sin\psi\cos\psi-\\ -2\bar{r}^2a_1b_1\sin\psi\cos\psi+2\bar{r}\overline{V}_ta_0a_1\sin\psi\cos\psi-2\bar{r}a_1^2\overline{V}_t\sin\psi\cos^2\psi-\\ -2\bar{r}a_1\overline{V}_tb_1\sin^2\psi\cos\psi-2\bar{r}b_1\overline{V}_ta_0\cos^2\psi+2\bar{r}b_1\overline{V}_ta_1\cos^3\psi+\\ +2\bar{r}b_1^2\overline{V}_t\sin\psi\cos^2\psi-2\overline{V}_t^2a_0a_1\cos^3\psi-2\overline{V}_t^2a_0b_1\sin\psi\cos^2\psi+\\ +2\overline{V}_t^2a_1b_1\sin\psi\cos^3\psi.\end{aligned}$$

С помощью табл. 17.1 производим упрощение этой формулы, отбрасывая все гармоники, кроме первой, и группируем в скобках члены с $\cos\psi$ и с $\sin\psi$. Получаем следующий окончательный результат:

$$\begin{aligned}\overline{W}_y^2=\overline{V}_a^2+\frac{1}{2}\bar{r}^2a_1^2+\frac{1}{2}\bar{r}^2b_1^2+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2a_0^2+\frac{3}{8}\overline{V}_t^2a_1^2+\frac{1}{8}\overline{V}_t^2b_1^2-\\ -\bar{r}b_1\overline{V}_ta_0-\overline{V}_t\overline{V}_aa_1+\Big(-2\overline{V}_a\bar{r}b_1+2\overline{V}_a\overline{V}_ta_0-\frac{3}{2}\overline{V}_t^2a_0a_1+\\ +\bar{r}b_1a_1\overline{V}_t\Big)\cos\psi+\Big(2\overline{V}_a\bar{r}a_1-\frac{1}{2}\bar{r}a_1^2\overline{V}_t+\frac{1}{2}\bar{r}b_1^2\overline{V}_t-\\ -\frac{1}{2}\overline{V}_t^2a_0b_1\Big)\sin\psi.\end{aligned}\qquad(17.23)$$

Как видим, для $\overline{W}_y^2$ получается очень длинное выражение, что усложняет многие формулы классической теории. Если бы мы взя-

ли усеченное выражение для $\overline{W}_y$ по формуле (17.21), то получили бы более простое выражение (17.23′), но менее точное:

$$\overline{W}_y^2 = \overline{V}_a^2 + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2 a_1^2 + \frac{1}{2}\overline{V}_t^2 a_0^2 + \frac{1}{2}\overline{r}^2 b_1^2 - \overline{V}_a \overline{V}_t a_1 - \overline{V}_t a_0 b_1 \overline{r} +$$

$$+ \frac{1}{2}\overline{r}^2 a_1^2 + (2\overline{V}_a \overline{V}_t a_0 - 2\overline{V}_a \overline{r} b_1 - \overline{V}_t^2 a_0 a_1 + \overline{V}_t a_1 b_1 \overline{r}) \cos\psi +$$

$$+ (2\overline{V}_a \overline{r} a_1 - \overline{V}_t a_1^2 \overline{r}) \sin\psi. \qquad (17.23')$$

В этом случае число членов в постоянной части уменьшилось с восьми до семи, в скобках при $\cos\psi$ оно осталось прежним, а в скобке у $\sin\psi$ оно уменьшилось с четырех до двух. Как видно, более точное решение не намного сложнее упрощенного.

Выражение для $\overline{W}_x\overline{W}_y$. Это выражение встречается в очень многих формулах, в частности, в уравнении махового движения и в выражении для C_T при косой обдувке.

Сначала пишем

$$\overline{W}_x \overline{W}_y = (\overline{r} + \overline{V}_t \sin\psi)(\overline{V}_a + \overline{r} a_1 \sin\psi - \overline{r} b_1 \cos\psi + \overline{V}_t a_0 \cos\psi -$$

$$- \overline{V}_t a_1 \cos^2\psi - \overline{V}_t b_1 \sin\psi \cos\psi) = \overline{r}\,\overline{V}_a + \overline{r}^2 a_1 \sin\psi - \overline{r}^2 b_1 \cos\psi +$$

$$+ \overline{r}\overline{V}_t a_0 \cos\psi - \overline{r}\,\overline{V}_t a_1 \cos^2\psi - \overline{r}\,\overline{V}_t b_1 \sin\psi \cos\psi + \overline{V}_a \overline{V}_t \sin\psi +$$

$$+ \overline{r} a_1 \overline{V}_t \sin^2\psi - \overline{r} b_1 \overline{V}_t \sin\psi \cos\psi + \overline{V}_t^2 a_0 \sin\psi \cos\psi - \overline{V}_t^2 a_1 \sin\psi \cos^2\psi -$$

$$- \overline{V}_t^2 b_1 \sin^2\psi \cos\psi. \qquad (17.24)$$

Упрощая по табл. 17.1, получим окончательно

$$\overline{W}_x \overline{W}_y = \overline{r}\,\overline{V}_a + \left(\overline{r}\,\overline{V}_t a_0 - \overline{r}^2 b_1 - \frac{\overline{V}_t^2}{4} b_1\right)\cos\psi +$$

$$+ \left(\overline{r}^2 a_1 + \overline{V}_a \overline{V}_t - \frac{1}{4}\overline{V}_t^2 a_1\right)\sin\psi. \qquad (17.25)$$

Заметим, что если бы при вычислении $\overline{W}_x\overline{W}_y$ мы взяли не полное выражение для $\overline{W}_y$ по формулам (17.20), а усеченное выражение (17.21), то мы потеряли бы в окончательном результате члены $\frac{1}{4}\overline{V}_t b_1$ и $\frac{1}{4}\overline{V}_t a_1$, что дало бы ошибку в окончательном результате порядка 3÷6%.

Из формулы (17.24) видно, что в точное выражение для $\overline{W}_x\overline{W}_y$ войдут третьи гармоники из-за наличия в нем членов $\sin\psi\cos^2\psi$ и $\sin^2\psi\cos\psi$.

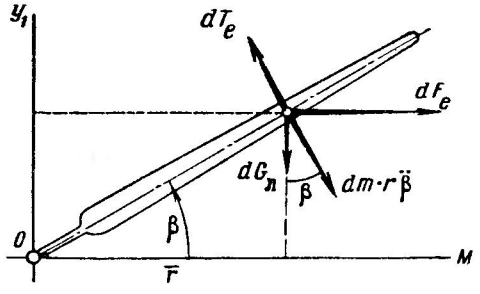
Глава 18

НЕСУЩИЙ ВИНТ СО СВОБОДНОМАШУЩИМИ ЛОПАСТЯМИ

§ 18.1. МАХОВОЕ ДВИЖЕНИЕ СВОБОДНОЙ ЛОПАСТИ

Сначала рассмотрим более простой случай свободного движения лопасти, т. е. такого, когда нет работы автомата-перекоса и регулятора взмаха. Такой случай встречается на автожирах и многовинтовых вертолетах.

На фиг. 18.1 изображена лопасть в некоторый момент движения в меридиональной плоскости. Выделим на лопасти элемент, лежащий на радиусе r, имеющий длину по радиусу dr и масса которого равна dm. На этот элемент будут действовать силы: элементарная тяга dT_e, элементарная центробежная сила $dF_e = dm \times r\omega^2$, вес элемента $dG_л = gdm$ и сила инерции от взмаха $P_и$, равная $dm \cdot r\ddot{\beta}$. Направление сил показано на фиг. 18.1 стрелками.



Фиг. 18.1. Силы, действующие на элемент лопасти в плоскости потока.

Мы можем написать теперь для лопасти выражение момента, действующего относительно горизонтального шарнира лопасти. Этот момент должен быть равным нулю, так как шарнир не может передавать моменты. Шарнир будем считать расположенным на оси главного вала. Из чертежа видим, что

$$M_{ГШ} = \int_0^R dT_e \cdot r - \int_0^R dF_e \cdot r\beta - \int_0^R dG_л \cdot r - \int_0^R dP_и \cdot r = 0. \qquad (18.1)$$

Здесь

1) $\int_0^R dT_e \cdot r = M_A$ — аэродинамический момент;

2) $\int_0^R dF_e \cdot r\beta = \beta \int_0^R (dm \cdot r\omega^2)\, r = \beta\omega^2 J$ — момент центробежной силы,

где $J=\int_0^R dm\cdot r^2$ — момент инерции всей лопасти относительно ГШ;

3) $\int_0^R dG_л\cdot r=G_л r_{ц.т}$ — момент от силы веса лопасти $G_л$ ($r_{ц.т}$ — радиус ее центра тяжести);

4) $\int_0^R dP_и\cdot r=\int_0^R(dm\cdot r\ddot{\beta})r=\ddot{\beta}J$ — момент от сил инерции махового движения.

Теперь выражение (18.1) можно написать в таком виде:

$$M_{ГШ}=\int_0^R dT_e\cdot r-\beta\omega^2 J-G_л r_{ц.т}-\ddot{\beta}J=0. \tag{18.2}$$

Отсюда аэродинамический момент M_A равен

$$M_A=\int_0^R dT_e\cdot r=J\omega^2\left(\beta+\frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}\right)+G_л r_{ц.т}. \tag{18.3}$$

Для удобства дальнейших расчетов мы будем писать формулу (18.3) в безразмерном виде, введя в нее коэффициент аэродинамического момента лопасти m_A относительно горизонтального шарнира. Следовательно, мы будем писать:

$$M_A=m_A\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2. \tag{18.4}$$

Тогда формула (18.3) может быть переписана в следующем виде:

$$m_A\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2\frac{A\bar{b}_7}{A\bar{b}_7}=J\omega^2\left(\beta+\frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}\right)+G_л r_{ц.т}.$$

Отсюда

$$m_A\frac{\pi}{A\bar{b}_7}=\frac{2J}{A\bar{b}_7\rho R^5}\left(\beta+\frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}\right)+\frac{2G_л r_{ц.т}}{A\bar{b}_7\rho R^5\omega^2}.$$

Множитель $\frac{\pi}{A\bar{b}_7}$ при m_A выгодно оставить, так как при вычислении коэффициента m_A перед ним получается обратная величина $\frac{A\bar{b}_7}{\pi}$, которая и сокращается.

Вводим в формулу две важных безразмерных величины:

$$\gamma_и=\frac{A\bar{b}_7\rho R^5}{2J} \tag{18.5}$$

— так называемую безразмерную инерционную характеристику лопасти, и

$$\gamma_в=\frac{G_л r_{ц.т}}{J\omega^2} \tag{18.6}$$

— безразмерную весовую характеристику лопасти. С помощью этих величин пишем уравнение махового движения в таком виде:

$$m_A \frac{\pi}{A\bar{b}_7} = \frac{1}{\gamma_и}\left(\beta + \frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}\right) + \frac{\gamma_в}{\gamma_и}. \qquad (18.7)$$

Аэродинамический момент при сохранении первых гармоник

В случае сохранения в формулах лишь первых гармоник, аэродинамический момент M_A лопасти остается неизменным при всех азимутах.

Для доказательства этого подставляем в формулу (18.3) выражения для β и $\ddot{\beta}$ при сохранении первых гармоник и получаем:

$$M_A = \int_0^R dT_e \cdot r = J\omega^2 (a_0 - a_1 \cos\psi - b_1 \sin\psi + a_1 \cos\psi + b_1 \sin\psi) + \\ + G_л r_{ц.т.}$$

Отсюда,

$$M_A = \int_0^R dT_e \cdot r = a_0 \omega^2 J + G_л r_{ц.т.} \qquad (18.8)$$

Из этой формулы выпал азимут ψ и, следовательно, $M_A = \text{const}$ во время всего оборота несущего винта.

В безразмерном виде эта формула написалась бы в таком виде:

$$m_A \frac{\pi}{A\bar{b}_7} = \frac{a_0}{\gamma_и} + \frac{\gamma_в}{\gamma_и}. \qquad (18.9)$$

При учете высших гармоник такая простая зависимость не получается.

Вычисление аэродинамического момента

Найдем развернутое выражение для аэродинамического момента M_A. Для этого сначала найдем выражение для элементарной тяги dT_e. Пользуясь уже применявшимся в § 15.2 приемом, пишем

$$dY_e \approx dT_e = c_y \frac{\rho W_x^2}{2} b\, dr = A(\varphi_e - \beta_e) \frac{\rho W_x^2}{2} b\, dr.$$

Вводя сюда $\beta_e = \frac{W_y}{W_x}$ и раскрывая скобки, получим

$$dT_e = A(\varphi_e W_x^2 - W_x W_y) \frac{\rho b}{2} dr. \qquad (18.10)$$

Следовательно, элементарный момент будет равен

$$dM_A = dT_e \cdot r = \frac{A\rho}{2}(\varphi_e W_x^2 - W_x W_y) br \cdot dr.$$

Переходим к безразмерным величинам, разделив обе части найденного выражения на $\frac{\pi}{2}\rho R^5\omega^2$, после чего получим

$$dm_A = \frac{A\bar{b}}{\pi}(\varphi_e \bar{W}_x^2 - \bar{W}_x\bar{W}_y)\bar{r}\,d\bar{r}. \qquad (18.11)$$

Здесь через dm_A обозначен коэффициент аэродинамического момента элемента относительно ГШ. Переходя от элемента ко всей лопасти и, пользуясь готовыми усеченными выражениями для $\bar{W}_e^2$ и $\bar{W}_x\bar{W}_y$, получаем

$$m_A = \frac{A}{\pi}\int_0^1 \bar{b}(\varphi_e \bar{W}_x^2 - \bar{W}_x\bar{W}_y)\bar{r}\cdot d\bar{r} = \frac{A}{\pi}\int_0^1 \bar{b}\Big[\varphi_e\bar{r}^2 + \frac{1}{2}\bar{V}_t^2\varphi_e - \bar{r}\bar{V}_a - \Big(\bar{r}\bar{V}_t a_0 - \bar{r}^2 b_1 - \frac{1}{4}\bar{V}_t^2 b_1\Big)\cos\psi - \Big(\bar{r}^2 a_1 + \bar{V}_a\bar{V}_t - \frac{1}{4}\bar{V}_t^2 a_1 - 2\bar{r}\bar{V}_t\varphi_e\Big)\sin\psi\Big]\bar{r}\,d\bar{r}. \qquad (18.12)$$

Это выражение применимо для любых лопастей с любым законом изменения $\bar{b}$ и φ_e по радиусу лопасти. В него нужно лишь перед интегрированием подставить зависимости

$$\bar{b} = f_b(\bar{r}) \text{ и } \varphi_e = f_\varphi(\bar{r}).$$

Мы сначала рассмотрим простейшую лопасть, имеющую $\bar{b} = \bar{b}_7 = \text{const}$ и $\varphi_e = \varphi_7 = \text{const}$. Для нее получим после интегрирования по $\bar{r}$:

$$m_A = \frac{Ab_7}{\pi}\Big[\frac{1}{4}\varphi_7 + \frac{1}{4}\varphi_7\bar{V}_t^2 - \frac{1}{3}\bar{V}_a - \Big(\frac{1}{3}\bar{V}_t a_0 - \frac{1}{4}b_1 - \frac{1}{8}\bar{V}_t^2 b_1\Big)\cos\psi - \Big(\frac{1}{4}a_1 + \frac{1}{2}\bar{V}_a\bar{V}_t - \frac{1}{8}\bar{V}_t^2 a_1 - \frac{2}{3}\bar{V}_t\varphi_7\Big)\sin\psi\Big]. \qquad (18.13)$$

Возвращаемся теперь к уравнению махового движения (18.9). Получим:

$$\frac{1}{4}\varphi_7 + \frac{1}{4}\varphi_7\bar{V}_t^2 - \frac{1}{3}\bar{V}_a - \Big(\frac{1}{3}\bar{V}_t a_0 - \frac{1}{4}b_1 - \frac{1}{8}\bar{V}_t^2 b_1\Big)\cos\psi - \Big(\frac{1}{4}a_1 + \frac{1}{2}\bar{V}_a\bar{V}_t - \frac{1}{8}\bar{V}_t^2 a_1 + \frac{2}{3}\bar{V}_t\varphi_7\Big)\sin\psi = \frac{a_0}{\gamma_и} + \frac{\gamma_в}{\gamma_и}. \qquad (18.14)$$

Последнее уравнение и решает задачу о маховом движении. Для получения полной характеристики этого движения нам нужно найти три неизвестных: a_0, a_1 и b_1. Оказывается, что полученное тригонометрическое уравнение распадается на три независимых. Действительно, оно должно соблюдаться для всех значений азимута ψ, а это возможно лишь тогда, когда множители при $\sin\psi$ и $\cos\psi$ равны нулю и равны постоянные члены в правой и левой частях формулы (18.14).

Следовательно, уравнение распадается на следующие три:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{3}\overline{V}_t a_0 - \frac{1}{4} b_1 - \frac{1}{8}\overline{V}_t^2 b_1 = 0;\\
&\frac{1}{4} a_1 + \frac{1}{2}\overline{V}_a\overline{V}_t - \frac{1}{8}\overline{V}_t^2 a_1 - \frac{2}{3}\overline{V}_t\varphi_7 = 0;\\
&\frac{1}{4}\varphi_7 + \frac{1}{4}\varphi_7\overline{V}_t^2 - \frac{1}{3}\overline{V}_a = \frac{a_0}{\gamma_и} + \frac{\gamma_в}{\gamma_и}.
\end{aligned}\right\} \qquad (18.15)$$

Решая эти уравнения относительно a_0, a_1 и b_1, получим:

$$a_0 = \gamma_и\left[\frac{1}{4}\varphi_7(1+\overline{V}_t^2) - \frac{1}{3}\overline{V}_a\right] - \gamma_в; \qquad (18.16)$$

$$a_1 = \frac{2\overline{V}_t\left(\frac{4}{3}\varphi_7 - \overline{V}_a\right)}{1 - \frac{1}{2}\overline{V}_t^2}; \qquad (18.17)$$

$$b_1 = \frac{\frac{4}{3}\overline{V}_t a_0}{1 + \frac{1}{2}\overline{V}_t^2}. \qquad (18.18)$$

Полученные формулы полностью описывают маховое движение лопастей с точностью до первых гармоник. Этими формулами как приближенными можно пользоваться и для лопастей любой формы, вводя в формулы $\overline{b}_7$ и φ_7, взятые на $\overline{r}=0{,}7$. Точность получается при этом достаточная для расчетов первого приближения.

Рассмотрим более подробно полученные формулы. Угол конусности a_0 в формуле (18.14) зависит от режима полета, а при выводе приближенного значения a_0 в § 15.3 мы считаем его постоянным. Дело в том, что там мы считали постоянной тягу несущего винта, равную почти точно весу машины, а здесь эта тяга изменяется со скоростью полета. Ограничение на тягу в ней не наложено. На самом деле, летчик, сохраняя величину C_T, изменяет в полете угол φ_7 и $a_0 \approx \text{const}$.

Угол продольного завала оси конуса лопастей a_1 не зависит от угла конусности a_0.

Угол бокового завала b_1 прямо пропорционален углу конусности a_0. Величина b_1 на больших скоростях полета вертолета, когда $\overline{V}_t \approx \frac{1}{4}$, равна примерно $\frac{1}{3} a_0$. Боковой завал b_1 зависит лишь от тангенциальной скорости $\overline{V}_t$ и не зависит от аксиальной скорости $\overline{V}_a$.

§ 18.2. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЯГИ C_T

Мы уже получили выражение для элементарной силы тяги:

$$dT_e = A(\varphi_e W_x^2 - W_x W_y)\frac{\rho b}{2} dr. \qquad (18.10)$$

Подставив в него $dT_e = dC_{T1}\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2$, где C_{T1} и dC_{T1} относятся к одной лопасти, мы получим после сокращений

$$dC_{T1} = \frac{A}{\pi}(\varphi_e \overline{W}_x^2 - \overline{W}_x\overline{W}_y)\,\overline{b}\cdot d\overline{r}.$$

Отсюда

$$C_{T1} = \frac{A}{\pi}\int_0^1 (\varphi_e \overline{W}_x^2 - \overline{W}_x\overline{W}_y)\,\overline{b}\cdot d\overline{r}.$$

Обычно в классической теории интегрируют в пределах $\overline{r}=0$ и $\overline{r}=1$, хотя было бы правильнее вести интегрирование в пределах от ξ_1 до ξ_2, как это мы делали ранее.

Примем опять, что $\overline{b}=\overline{b}_7=\text{const}$ и $\varphi_e=\varphi_7=\text{const}$ и вычислим выражение для C_T, пользуясь готовыми выражениями для $\overline{W}_x^2$ и $\overline{W}_x\overline{W}_y$.

Тогда получим

$$C_{T1} = \frac{A}{\pi}\overline{b}_7\int_0^1 (\varphi_7\overline{W}_x^2 - \overline{W}_x\overline{W}_y)d\overline{r} = \frac{A}{\pi}\overline{b}_7\int_0^1\Big[\varphi_7\overline{r}^2 + \frac{1}{2}\overline{V}_t^2\varphi_7 - \overline{r}\overline{V}_a -$$

$$-\Big(\overline{r}\overline{V}_t a_0 - \overline{r}^2 b_1 - \frac{1}{4}\overline{V}_t^2 b_1\Big)\cos\psi - \Big(\overline{r}^2 a_1 + \overline{V}_a\overline{V}_t - \frac{1}{4}\overline{V}_t^2 a_1 -$$

$$-2\overline{r}\overline{V}_t\varphi_7\Big)\sin\psi\Big]d\overline{r}. \qquad (18.19')$$

Произведя интегрирование по $\overline{r}$, получаем

$$C_{T1} = \frac{A\overline{b}_7}{\pi}\Big[\frac{1}{3}\varphi_7 + \frac{1}{2}\overline{V}_t^2\varphi_7 - \frac{1}{2}\overline{V}_a - \Big(\frac{1}{2}\overline{V}_t a_0 - \frac{1}{3}b_1 -$$

$$-\frac{1}{4}\overline{V}_t^3 b_1\Big)\cos\psi - \Big(\frac{1}{3}a_1 + \overline{V}_a\overline{V}_t - \frac{1}{4}\overline{V}_t^2 a_1 - \overline{V}_t\varphi_7\Big)\sin\psi\Big]. \qquad (18.19)$$

Формула эта показывает, что сила тяги, создаваемая одной лопастью, непостоянна и изменяется по закону

$$C_{T1}=A_0-A_1\cos\psi-B_1\sin\psi, \qquad (18.20)$$

где коэффициенты A_0, A_1 и B_1 суть сокращенные обозначения многочленов в формуле (18.19). Для получения средней тяги за один оборот несущего винта при числе лопастей, равном k, нужно воспользоваться формулой осреднения (см. § 15.2), т. е.

$$C_T=k\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}C_{T1}\,d\psi. \qquad (18.21)$$

При таком интегрировании в выражении (18.19) пропадут члены с $\sin\psi$ и $\cos\psi$ и останется следующее выражение:

$$C_T=A\sigma_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{\overline{V}_a}{2}\right], \qquad (18.22)$$

где $\sigma_7=\dfrac{k\overline{b}_7}{\pi}$ — коэффициент заполнения несущего винта.

Эта формула является основной в теории несущего винта. Мы получили в § 15.2 очень близкие выражения [см. формулу (15.21)], исходя из заданного значения $\delta_Б$.

Формулой (18.22) пользуются и для несущих винтов с переменными по радиусу величинами $\overline{b}$ и φ, вводя в нее $\overline{b}_7$ и φ_7. Этот прием дает лишь первое приближение.

Обычно величина C_T известна из аэродинамического расчета и формулой (18.22) пользуются для нахождения угла установки лопастей φ_7. Решая уравнение (18.22) относительно φ_7, получим:

$$\varphi_7=\frac{\overline{V}_a+\dfrac{2C_T}{A\sigma_7}}{\dfrac{2}{3}+\overline{V}_t^2}. \qquad (18.23)$$

Влияние числа лопастей на тягу

У вертолетов встречается самое различное число лопастей, начиная от одной.

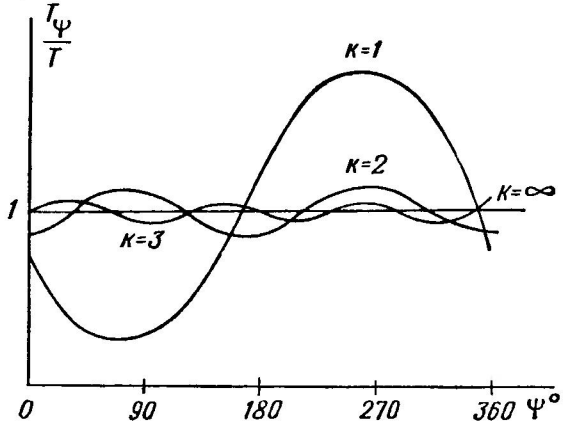
Мгновенная тяга лопасти пропорциональна C_{T1}; следовательно, тяга изменяется по закону, выражаемому формулой (18.20), т. е. она очень сильно изменяется в зависимости от азимута ψ, так как

$$C_{T1}=A_0-A_1\cos\psi-B_1\sin\psi. \qquad (18.20)$$

При двух лопастях мгновенная суммарная тяга будет равна

$$C_{T2}=A_0-A_1\cos\psi-B_1\sin\psi+A_0-A_1\cos(\psi^\circ+180^\circ)-B_1\sin(\psi^\circ+$$
$$+180^\circ)=2A_0-A_1\cos\psi-B_1\sin\psi+A_1\cos\psi+B_1\sin\psi=2A_0.$$

Таким образом, с точностью до первых гармоник уже при двухлопастном несущем винте переменные части в выражении тяги взаимно уравновешиваются и на втулку передается постоянная тяга. Легко убедиться в том, что при бо́льшем числе лопастей получается такой же эффект. На самом деле существуют высшие гармоники и при двух лопастях сила тяги будет несколько пульсировать. Так как в формулу (17.24), дающую произведение $\overline{W}_x\overline{W}_y$, входят



Фиг. 18.2. Характер изменения силы тяги на разных азимутах ψ для несущих винтов с числом лопастей $k=1$, 2 и 3 при учете высших гармоник.

третьи гармоники, если даже само маховое движение задано первой гармоникой, относительное постоянство тяги получается лишь при трех и более лопастях. Следует помнить, что пульсация тяги может вызвать вибрации в различных деталях вертолета и поэтому у несущего винта со свободномашущими лопастями нужно применять не менее трех лопастей. Как увидим далее, этого же результата можно достигнуть и при двух лопастях, имеющих качающуюся втулку.

На фиг. 18.2 приведена полная сила тяги в зависимости от азимута первой лопасти для числа лопастей $k=1$; 2 и 3. Средняя тяга принята равной единице.

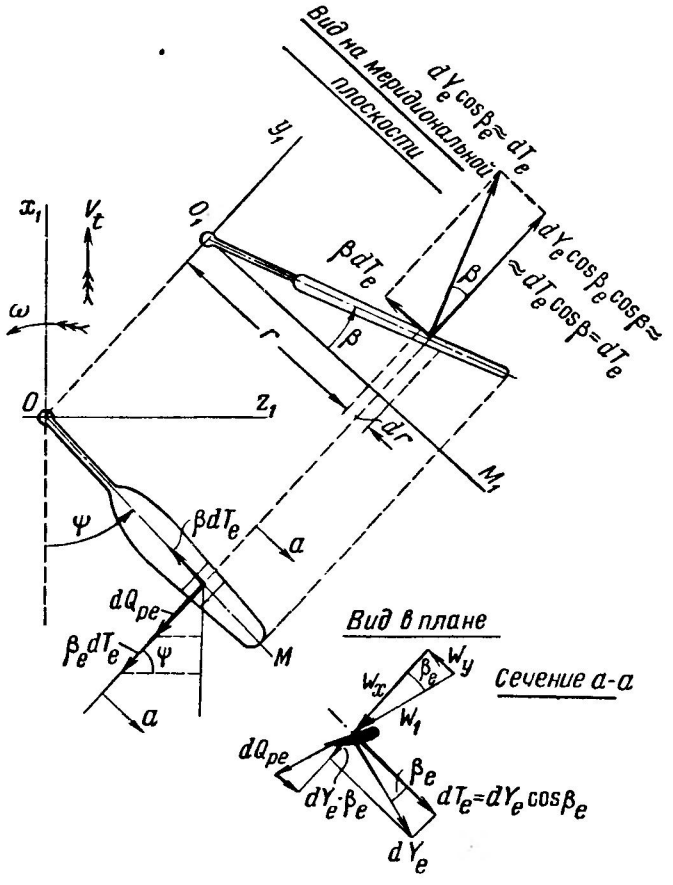
На вопросе уравновешивания гармоник на втулке несущего винта мы подробнее остановимся в § 21.4.

§ 18.3. СИЛЫ И МОМЕНТЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЛОПАСТИ И НА НЕСУЩИЙ ВИНТ В ЦЕЛОМ

Вычислим теперь силы, действующие на элемент лопасти (фиг. 18.3).

Подъемная сила элемента dY_e действует перпендикулярно к продольной оси лопасти и к скорости набегающего на элемент по-

тока W_1 (см. фиг. 8.3). Следовательно, она отклонена на угол β от оси Oy_1 в меридиональной плоскости и на угол β_e от оси Oy_1 в плоскости нормального к оси лопасти сечения (фиг. 18.3). Так как углы β и β_e малы, то можно принять, что $\sin\beta=\beta$; $\sin\beta_e=$



Фиг. 18.3. Силы, действующие на элемент лопасти.

$=\beta_e$; $\cos\beta=1$ и $\cos\beta_e=1$. Такое допущение всегда делается в теории несущего винта.

В этом случае проекции силы тяги на ось Oy_1 и на направление окружной скорости будут равны:

$$dT_e=dY_e\cdot\cos\beta_e=dY_e; \tag{18.24}$$

$$dY_e\cdot\cos\beta_e\cos\beta\approx dT_e\cdot\cos\beta\approx dT_e$$

и

$$dQ_{ie}=dY_e\sin\beta_e=\beta_e dY_e, \tag{18.25}$$

где dT_e — тяга элемента и dQ_{ie} — его индуктивное сопротивление. Кроме того, на элементе возникнет сила профильного сопротивления dQ_{pe}, действующая по направлению скорости W_1. Ее проекцию на ось Oy_1 можно считать равной нулю, так как сила dQ_{pe} мала и мал угол β_e (см. § 8.4). Ее проекция на плоскость вращения будет равна самой силе и будет направлена по окружной скорости элемента.

Таким образом, на элемент лопасти будут действовать следующие силы:

по оси Oy_1 проекция силы $dY_e \approx dT_e$;

по оси лопасти OM сила βdT_e и

по направлению окружной скорости U окружная сила

$$dQ_{Ue} = dT_e \sin \beta_e + dQ_{pe} \approx \beta_e dT_e + dQ_{pe}.$$

Для расчетов нам нужны проекции этих сил на связанные оси координат $Ox_1y_1z_1$. Пользуясь фиг. 18.3, можем сразу написать для этих сил, соблюдая правило знаков, следующие выражения:

$$dX_1 = -dQ_{pe} \cdot \sin \psi - \beta_e dT_e \cdot \sin \psi + \beta dT_e \cdot \cos \psi; \qquad (18.26)$$

$$dY_1 = dT_e; \qquad (18.27)$$

$$dZ_1 = -dQ_{pe} \cdot \cos \psi - \beta_e dT_e \cdot \cos \psi - \beta dT_e \cdot \sin \psi. \qquad (18.28)$$

Элементарные аэродинамические моменты

Для вычисления этих моментов воспользуемся основными формулами механики, служащими для определения компонентов момента по компонентам силы, т. е.

$$\left.\begin{aligned} dM_{x1} &= y_1 dZ_1 - z_1 dY_1; \\ dM_{y1} &= -dM_к = -r\, dQ_{Ue} = -r\, dQ_{pe} - \beta_e dT_e \cdot r; \\ dM_{z1} &= x_1 dY_1 - y_1 dX_1. \end{aligned}\right\} \qquad (18.29)$$

Силы мы уже нашли, а координаты x_1, y_1 и z_1 легко найти по фиг. 18.3. Они таковы:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= -r \cos \psi; \\ y_1 &= r\beta; \\ z_1 &= r \sin \psi. \end{aligned}\right\} \qquad (18.30)$$

Элементарные силы dT_e и dQ_{pe}, входящие во все формулы, получим, рассмотрев элемент лопасти как крыло с шириной b и длиной по радиусу dr.

Тогда получим

$$dT_e \approx dY_e = c_y \frac{\rho W_x^2}{2} b\,dr = A\left(\varphi_e - \frac{W_y}{W_x}\right)\frac{\rho W_x^2}{2} b\,dr =$$

$$= \frac{A\rho b}{2}(\varphi_e W_x^2 - W_x W_y)\,dr \qquad (18.31)$$

и

$$dQ_{pe} = c_{xp}\frac{\rho W_x^2}{2} b\,dr. \qquad (18.32)$$

Дальнейший ход вычисления полных сил и моментов ясен: нужно в формулы (18.26), (18.27) и (18.28) подставить найденные значения dT_e и dQ_{pe} и ввести в них развернутые выражения для скоростей $\overline{W}_x^2$, $\overline{W}_x\overline{W}_y$, $\overline{W}_y^2$ и для углов β_e и β. После упрощения получается развернутое выражение для элементарных сил. Полные мгновенные силы получаются путем интегрирования этих выражений по $\bar{r}$. Для получения средних за оборот несущего винта сил нужно проинтегрировать эти выражения для k-лопастного несущего винта, умножив их предварительно на $d\psi$, по ψ в пределах от 0 до 2π и разделить результаты на 2π. Мы этот процесс «осреднения» проделали со всеми подробностями при вычислении C_T и C_Q в § 15.2. Поэтому здесь мы не будем производить подробных выкладок и дадим готовые результаты, приведя их к безразмерной форме. В приведенных здесь формулах лопасть имела $\varphi_e = \varphi_7 =$ $=\text{const}$ и $b = b_7 = \text{const}$.

Коэффициент продольной силы Q_1, действующей по оси Ox_1.

Знак «+» у нее совпадает с направлением скорости потока V_t.

$$C_{Q_1} = -C_{x_1} = A\sigma_7\left[\frac{1}{2}\overline{V}_t\left(\frac{c_{xp}}{A} + \varphi_7\overline{V}_a\right) + \frac{1}{3}\varphi_7 a_1\left(1 + \frac{3}{4}\overline{V}_t^2\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{3}{4}a_1\overline{V}_a - \frac{1}{6}a_0 b_1 + \frac{1}{4}\overline{V}_t(a_0^2 + a_1^2)\right] \qquad (18.33)$$

Коэффициент силы тяги T. Этот коэффициент уже был нами получен и оказался таким:

$$C_T = A\sigma_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right) - \frac{1}{2}\overline{V}_a\right]. \qquad (18.22)$$

Коэффициент боковой силы Z_1. Знак «+» берем при направлении силы по оси Oz_1;

$$C_{z_1} = A\sigma_7\left[+\frac{3}{2}a_0\overline{V}_a\overline{V}_t + \frac{1}{6}a_0 a_1 - \frac{7}{8}\overline{V}_t^2 a_0 a_1 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4}a_1 b_1\overline{V}_t - \frac{3}{4}b_1\overline{V}_a + \varphi_7\left(-\frac{3}{4}a_0\overline{V}_t + \frac{1}{3}b_1 + \frac{3}{8}b_1\overline{V}_t^2\right)\right]. \qquad (18.34)$$

Напомним, что некоторые наши авторы придерживаются американских обозначений и пишут коэффициенты продольной силы в виде C_H (индекс от слова «Head» — лобовое сопротивление) и коэффициент боковой силы в виде C_S (индекс от слова «Side» — боковой). Скорости потока в этих случаях обозначаются так:

$$\overline{V}_a = -\lambda \quad (\text{иногда } x)$$

и

$$\overline{V}_t = \mu.$$

Мы здесь строго придерживаемся обозначений, связанных с координатами, и не нарушаем правил знаков.

Аэродинамические моменты, действующие на несущий винт

Проделав такие же вычисления для моментов, получим, исходя из тех же предположений, следующие коэффициенты:

Коэффициент момента крена m_{x_1}. Ввиду того что угол взмаха β мал, а следовательно, мало плечо y_1 силы dZ_1, выражение для dM_{x_1} примет вид:

$$dM_{x_1} \approx -z_1 dY_1;$$

тогда

$$m_{x_1} = -A\sigma_7 \left[\left(\frac{1}{3}\varphi_7 - \frac{1}{4}\overline{V}_a\right)\overline{V}_t - \frac{1}{8}a_1\left(1 - \frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right)\right]. \quad (18.35)$$

Коэффициент момента рыскания $m_{y_1} = -m_к$.

$$m_{y_1} = -m_к = -A\sigma_7\left\{\frac{c_{xp7}}{4A}\left(1 + \overline{V}_t^2\right) + \frac{1}{3}\varphi_7\overline{V}_a - \frac{1}{2}\overline{V}_a^2 - \right.$$

$$-\left[\frac{1}{8}a_1^2 + \frac{1}{8}b_1^2 + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2\left(a_0^2 + \frac{3}{4}a_1^2 + \frac{1}{4}b_1^2\right) - \right.$$

$$\left.\left. - \frac{1}{2}\overline{V}_t\left(-a_1\overline{V}_a - \frac{2}{3}a_0 b_1\right)\right]\right\}. \quad (18.36)$$

Мы уже получили величину коэффициента крутящего момента (он же коэффициент мощности) в гл. 13. Там мы исходили из общих механических принципов и получили два выражения:

$$m_к = \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}(1 + \overline{V}_T^2) + \frac{1}{\varkappa}C_T\overline{V}_A \quad (13.21)$$

и

$$m_к = \frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}(1 + \overline{V}_t^2) + \frac{1}{\varkappa}C_T\overline{V}_a - \frac{\delta_Б}{\varkappa}C_T\overline{V}_t. \quad (13.28)$$

При выводе последней формулы (18.36) мы не учитывали концевых потерь и считали движение лопастей совершенно свободным; тогда $\delta_Б = a_1$. Если формулу (18.36) переписать в таком виде:

$$m_к = \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}(1+\overline{V}_t^2) + A\sigma_7\left\{\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{1}{2}\overline{V}_a\right]\overline{V}_a - \right.$$

$$-a_1 C_T \overline{V}_t + \left[-\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\varphi_7\overline{V}_a + a_1 C_T \overline{V}_t - \frac{1}{2}\overline{V}_a\overline{V}_t a_1 + \frac{1}{3}\overline{V}_t a_0 b_1 - \right.$$

$$\left.\left.-\frac{1}{8}a_1^2 - \frac{1}{8}b_1^2 - \frac{1}{4}\overline{V}_t^2\left(a_0^2+\frac{3}{4}a_1^2+\frac{1}{4}b_1^2\right)\right]\right\},$$

то оказывается, что выражение в последних квадратных скобках обычно очень мало́ по сравнению с первыми и его можно отбросить. Но тогда получится

$$m_к = \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}(1+\overline{V}_t^2) + C_T\overline{V}_a - a_1 C_T \overline{V}_t.$$

Если в него ввести коэффициент концевых потерь $\varkappa$, то получится прежнее выражение. Следовательно, простая формула (13.21), которой мы широко пользовались в аэродинамическом расчете, может быть получена и из классической теории. Можно показать, что и форма лопасти мало сказывается на окончательном результате, если брать c_{xp} и σ на $\overline{r}=0{,}7$. Следовательно, формулу

$$m_к = \frac{c_{xp_7}\sigma_7}{4}(1+\overline{V}_T^2) + \frac{1}{\varkappa}C_T\overline{V}_A \qquad (13.21)$$

можно считать универсальной формулой, особенно если ее уточнять с помощью взятого из опытов значения c_{xp_7} и $\varkappa$.

Коэффициент момента тангажа m_{z_1}. Аналогично вычислению коэффициента момента m_{x_1}, считаем $dM_{z_1} = x_1 dY_1$ и тогда получаем

$$m_{z_1} = A\sigma_7\left(-\frac{1}{8}b_1 + \frac{1}{6}a_0\overline{V}_t - \frac{1}{16}b_1\overline{V}_t^2\right). \qquad (18.37)$$

Все эти формулы выведены для свободномашущей лопасти с $b=\text{const}$ и $\varphi=\text{const}$. Ими иногда пользуются для лопастей любой формы и вводят в них b_7 и φ_7. В этом случае формулы дают лишь первое приближение к действительным значениям аэродинамических коэффициентов. Мгновенное значение коэффициентов сил и моментов для одной лопасти мы здесь не приводим ввиду крайней громоздкости получающихся результатов при сохранении двух и более гармоник. Приводить же значения для одной лопасти с первыми гармониками бесполезно, так как при вычислении мгновенной величины полных сил и моментов для всего несущего винта для k лопастей первые гармоники пропадают и все зависит от вторых, третьих, а иногда и от еще более высших гармоник.

Кроме того, окончательные формулы зависят от закона изменения ширины лопасти $b=f_b(\bar{r})$, крутки лопасти, коэффициента передачи в механизме РВ и установки автомат-перекоса φ_x и φ_z. Поэтому в тех случаях, когда требуются такие коэффициенты, то нужно лишь проделать для данного частного случая уже описанный при получении C_T путь. При этом получаются очень длинные формулы, содержащие иногда до сотни членов. Мы дадим лишь мгновенное значение $m_к$ с точностью до первых гармоник, так как им приходится пользоваться при расчете втулок. При этом берем усеченное значение W_x^2, W_yW_x и W_y^2.

$$m_{к_1}=\left\{\frac{1}{4}c_{xp}+\frac{1}{4}c_{xp}\bar{V}_t^2+A\left[\varphi_7\frac{1}{3}\bar{V}_a-\frac{1}{2}\bar{V}_a^2-\frac{1}{2}\bar{V}_a\bar{V}_ta_1+\right.\right.$$
$$+\frac{1}{8}\bar{V}_t^2a_1^2+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2a_0^2-\frac{1}{3}\bar{V}_ta_0b_1+\frac{1}{8}b_1^2+\frac{1}{8}a_1^2\Big]+$$
$$+A\left[\frac{1}{3}\varphi_7\bar{V}_ta_0-\varphi_7\frac{1}{4}b_1-\bar{V}_a\bar{V}_ta_0+\frac{2}{3}\bar{V}_ab_1+\right.$$
$$+\frac{1}{2}\bar{V}_t^2a_0a_1-\frac{1}{3}\bar{V}_ta_1b_1\Big]\cos\psi+A\left[\frac{c_{xp}}{A}\frac{2}{3}\bar{V}_t+\right.$$
$$+\frac{1}{3}a_1\varphi_7+\frac{1}{2}\bar{V}_a\bar{V}_t\varphi_7-\frac{1}{4}\bar{V}_t^2a_1\varphi_7-\frac{2}{3}\bar{V}_aa_1+$$
$$\left.\left.+\frac{1}{3}\bar{V}_ta_1^2\Big]\sin\psi\right\}\frac{\bar{b}_7}{\pi}=-m_{y1}. \qquad (18.38)$$

§ 18.4. ОБТЕКАНИЕ СВОБОДНОМАШУЩИХ ЛОПАСТЕЙ В КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Мы уже рассмотрели обтекание профилей в гл. 15 для несвободных лопастей. Там мы считали, что у несущего винта угол $\delta_Б$ задан и летчик с помощью АП осуществляет это условие. При этом мы ограничивались положениями лопасти на азимутах $\psi=90°$ и $\psi=270°$.

В классической теории можно найти угол атаки на любом азимуте и радиусе.

Мы уже имели формулу (17.16), дающую угол β_e; она имеет вид:

$$\beta_e=\operatorname{arc\,tg}\frac{\bar{W}_y}{\bar{W}_x}=\operatorname{arc\,tg}\frac{\bar{V}_a+\bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega}+\bar{V}_t\cos\psi\cdot\beta}{\bar{r}+\bar{V}_t\sin\psi};$$

для малых углов ее можно написать в таком виде:

$$\beta_e=\frac{\bar{V}_a+\bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega}+\bar{V}_t\beta\cos\psi}{\bar{r}+\bar{V}_t\sin\psi}. \qquad (17.17)$$

В нее нужно подставить

$$\beta = a_0 - a_1 \cos\psi - b_1 \sin\psi \qquad (17.4)$$

и

$$\dot{\beta} = \omega(a_1 \sin\psi - b_1 \cos\psi). \qquad (17.9)$$

Тогда получим

$$\beta_e = \frac{\overline{V}_a + \bar{r}(a_1 \sin\psi - b_1 \cos\psi) + \overline{V}_t a_0 \cos\psi - \overline{V}_t a_1 \cos^2\psi - \overline{V}_t b_1 \sin\psi \cos\psi}{\bar{r} + \overline{V}_t \sin\psi}. \qquad (18.39)$$

Часто пользуются усеченным выражением, беря скорости $\overline{W}_a$ и $\overline{W}_v$ по § 17.6. Тогда получается:

$$\beta_e = \frac{\overline{V}_a - \frac{\overline{V}_t a_1}{2} + (\overline{V}_t a_0 - \bar{r} b_1)\cos\psi + \bar{r} a_1 \sin\psi}{\bar{r} + \overline{V}_t \sin\psi}. \qquad (18.40)$$

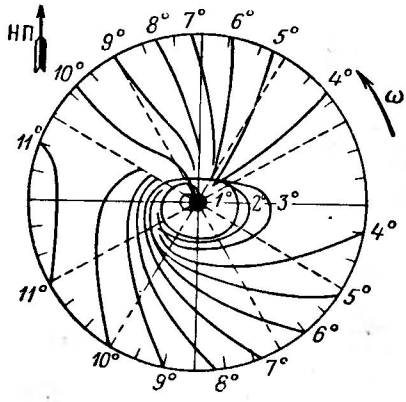
Однако последняя формула значительно менее точна, чем первая, так как в нее входят дополнительные слагаемые, не имеющие физического смысла для мгновенных значений величин. Поэтому для определения β_e следует пользоваться формулой (18.39).

Зная угол установки лопастей, например, считая, что $\varphi_e = \varphi = \text{const}$, получаем угол атаки элемента

$$\alpha_e = \varphi_e - \beta_e.$$

По формуле (18.39) можно подсчитать угол атаки профиля на любом радиусе $\bar{r}$ и на любом азимуте ψ. Результаты получаются довольно близкие к действительности, за исключением сечений, лежащих близко к втулке.

На фиг. 18.4 даны на диске линии постоянного значения угла атаки α_e. В общем наименьшие углы атаки лежат приблизительно на $\psi = 90°$, а наибольшие — на $\psi = 270°$. Это обстоятельство и было учтено при построении диаграмм, приведенных на фиг. 15.10 и 15.11.



Фиг. 18.4. Углы атаки у несущего винта по Ф. А. Янгу для одного частного случая: $\bar{b}_7 = 0{,}06$, $\varphi_7 = 9°$; $\overline{V}_t = 0{,}2$; $p = 11{,}8$ кг/м²; $k = 3$; лопасти с фанерным покрытием.

§ 18.5. УЧЕТ КОНЦЕВЫХ ПОТЕРЬ В ТЕОРИИ НЕСУЩЕГО ВИНТА

Самым простым приемом учета концевых потерь является введение поправочных множителей $\varkappa$, которые можно ввести во все формулы, дающие те или другие расчетные величины. Эти коэф-

фициенты можно брать для данного типа несущего винта из опытов и тогда получаемые по таким формулам данные будут достаточно точными. В них в неявном виде войдут и другие поправки.

Более рациональным методом является отбрасывание при интегрировании по радиусу $\bar{r}$ элементарных сил и моментов концов лопастей. Этот прием ведет свое начало из классических работ проф. Н. Е. Жуковского и В. П. Ветчинкина. В случае его применения интегрирование сил ведется в пределах радиусов $\bar{r}=\xi_2$ и $\bar{r}=\xi_1$. Мы широко пользовались этими приемами. При этом в окончательном результате получаются множители вида $\xi_2-\xi_1$; $\xi_2^2-\xi_1^2$; $\xi_2^3-\xi_1^3$; $\xi_2^{3/2}-\xi_1^{3/2}$ и т. д. Обычно наибольшее влияние оказывают множители $\xi_2^2-\xi_1^2$ и $\xi_2^3-\xi_1^3$; они обычно близки по величине и мы их обозначим буквой $\varkappa$. Не представляет никакого труда вводить эти множители во все формулы при интегрировании по $\bar{r}$. Однако мы это делали не всегда из-за громоздкости получающихся при этом результатов и предлагали применять (по первому способу) простые поправочные множители.

В американской и английской литературе встречается еще один прием, основанный на понятии «эффективный радиус винта». Под ним понимается величина

$$R_{эф}=BR,$$

где B — коэффициент концевых потерь. В этом случае при интегрировании по $\bar{r}$ берут пределы нуль и B. По сути дела эта величина является не чем иным, как отвлеченным радиусом ξ_2, взятым с некоторым уменьшением, для оценки неучитываемой центральной нерабочей части, равной ξ_1. Этот прием весьма искусственен, так как $\xi_1\approx 0{,}2\div 0{,}25$, а $\xi_2\approx 0{,}98$, т. е. центральная нерабочая часть занимает гораздо большее протяжение, чем концевая.

При использовании этого приема в окончательный результат всех формул входит вместо $\bar{r}^n$ величина B^n. Мы этим способом пользоваться не будем ввиду его явной неточности.

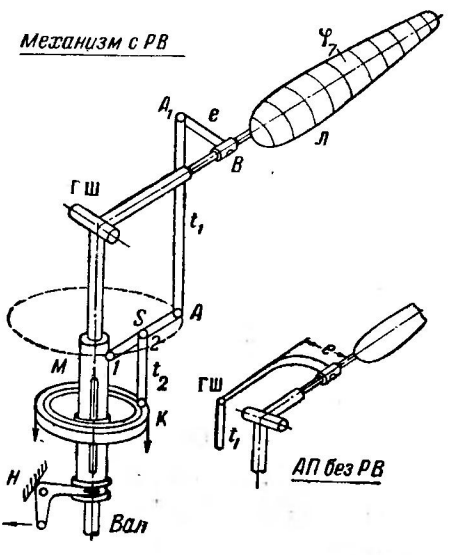
Заметим еще следующее: в гл. 8 мы показали, что концевые потери зависят от угла атаки профиля. У несущего винта при косой обдувке угол атаки изменяется в весьма широких пределах и концевые потери зависят от азимутального положения лопастей. Учет этого трудно осуществить, почему и приходится пользоваться описанными простейшими приемами такого учета.

Глава 19

РАБОТА НЕСУЩЕГО ВИНТА С АВТОМАТОМ-ПЕРЕКОСОМ И РЕГУЛЯТОРОМ ВЗМАХА

§ 19. 1. КИНЕМАТИКА АВТОМАТА-ПЕРЕКОСА И РЕГУЛЯТОРА ВЗМАХА

Большинство современных вертолетов имеют АП и РВ. Их действие сказывается на угле установки лопастей. Описание основных схем этих механизмов было уже приведено в § 3. 5. Все они работают по одному и тому же принципу и нам достаточно разобрать для вывода нужных формул простейшую форму таких устройств, приведенную на фиг. 19. 1 в перспективе и на фиг. 19. 2 в плане.



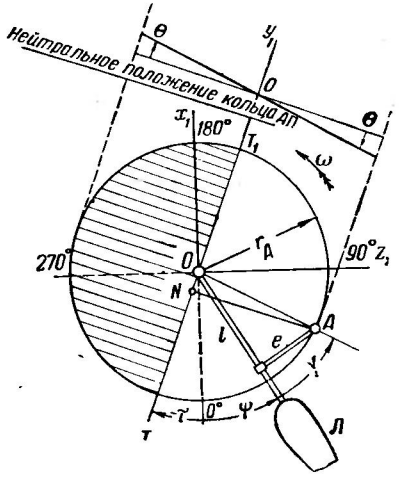
Фиг. 19. 1. Простейший механизм АП с суммирующим рычагом снизу.

Лопасть $Л$ имеет поводок A_1B с длиной e (кривошип), соединенный тягой t_1 с управляющей точкой A. Эта точка находится на конце суммирующего рычага S. Шарнир *1* у этого рычага может подниматься и опускаться с помощью муфты M (с прорезью), связанной с рычагом изменения общего шага лопастей. Шарнир *2* соединен тягой t_2 с внутренним кольцом АП, что позволяет при наклонах этого кольца передать на суммирующий рычаг S циклическое изменение шага. В точке A получается сумма или разность этих команд.

Пусть плоскость кольца АП отклонена на фиг. 19. 2 на некоторый угол назад и вправо (положительные вращения). Углы эти будем считать малыми. В результате этих поворотов плоскость

диска, описываемого точкой A, лежащей на радиусе r_A, наклонится на некоторый угол θ около линии TT_1, образующей угол $-\tau$ с осью Ox_1.

Таким образом, летчик, управляя машиной, может поднимать и опускать точку A с помощью механизма общего шага на некоторую высоту $h_ш$ от нейтрального положения и поворачивать кольцо АП, задавая его положение двумя углами τ и θ. Эти три величины: $h_ш$, τ и θ мы будем называть установкой АП.



Фиг. 19.2. Механизм АП и РВ в плане.

При нейтральном положении кольца АП угол установки лопастей, который обычно берут на $\bar{r}=0{,}7$, равен некоторой величине $\varphi_{7.0}$. Рассмотрим сначала лопасть без РВ. Найдем изменение высоты точки A при установке кольца АП, заданной углами τ и θ (см. фиг. 19.2). Пусть положение лопасти задано углом азимута ψ; угол γ называется углом конструктивного опережения поводка, а τ — угол азимутальной установки кольца.

Опустим из точки A на линию TT_1 перпендикуляр AN (см. фиг. 19.2). Его длина будет равна $r_A \sin(-\tau+\gamma+\psi)$. Так как описываемый радиусом OA диск наклонен по отношению к его нейтральному положению на малый угол θ, то точка A опустится на высоту, равную

$$r_A\theta\,\sin(-\tau+\gamma+\psi).$$

Следовательно, подъем точки A будет при установках АП, заданных величинами $h_ш$, τ и θ, равен

$$h_A = h_ш - r_A\theta\sin(-\tau+\gamma+\psi).$$

В результате подъема точки A лопасть повернется на малый угол $\varphi_{АП}$, равный

$$\varphi_{АП} = \frac{h_A}{e} = \frac{h_ш}{e} - \frac{r_A}{e}\,\theta\sin(-\tau+\gamma+\psi).$$

Эту формулу можно переписать, заменив в ней синус суммы его развернутым выражением, и тогда получим

$$\varphi_{АП} = \frac{h_ш}{e} - \frac{r_A}{e}\,\theta\sin\psi\cos(\gamma-\tau) - \frac{r_A}{e}\,\theta\cos\psi\sin(\gamma-\tau).$$

Вводим следующие обозначения: $\varphi_{ш}$ — угол изменения шага; $\frac{r_A}{e}\theta\sin(\gamma-\tau)=\varphi_x$ — угол поворота лопасти от действия АП, когда $\psi=0$.

$\theta\frac{r_A}{e}\cos(\gamma-\tau)=\varphi_z$ — угол поворота лопасти от действия АП, когда $\psi=90°$.

Теперь предыдущее выражение примет вид:

$$\varphi_{АП}=\varphi_{ш}-\varphi_x\cos\psi-\varphi_z\sin\psi. \qquad (19.1)$$

При этом угол установки характерного сечения будет равен

$$\varphi_7=\varphi_{7.0}+\varphi_{АП}=\varphi_{7.0}+\varphi_{ш}-\varphi_x\cos\psi-\varphi_z\sin\psi. \qquad (19.2)$$

В случае лопасти, имеющей крутку $\varphi_{кр}$, нужно знать закон изменения $\varphi_{кр}$ в зависимости от $\bar{r}$. Простейшей зависимостью является линейная зависимость такого вида:

$$\varphi_{кр}=\Phi(0{,}7-\bar{r}) \qquad (19.3)$$

и

$$\varphi_e=\varphi_7+\Phi(0{,}7-\bar{r}), \qquad (19.4)$$

где Φ — коэффициент закрутки.

Теперь мы можем окончательно написать для любого радиуса $\bar{r}$ и угла азимута ψ для лопасти без регулятора взмаха следующее выражение:

$$\varphi_e=\varphi_{7.0}+\varphi_{ш}-\varphi_x\cos\psi-\varphi_z\sin\psi+\Phi(0{,}7-\bar{r}). \qquad (19.5)$$

Случай, когда имеется регулятор взмаха

При отклонении лопасти вверх на угол β при заданной установке тяги t_1 точка B лопасти поднимается по отношению к точке A_1 поводка на высоту $l\beta$ (см. фиг. 19.2), что вызывает поворот лопасти на отрицательный малый угол

$$\varphi_{р.в}=-\frac{l\beta}{e}=-f\beta,$$

где $f=\frac{l}{e}$ является передаточным коэффициентом регулятора взмаха. Он дает величину поворота лопасти при взмахе на 1°.

Подставляя сюда развернутое выражение для β, получим

$$\varphi_{р.в}=-fa_0+fa_1\cos\psi+fb_1\sin\psi. \qquad (19.6)$$

Следовательно, угол установки сечения на любом радиусе несущего винта будет в общем случае равен:

$$\varphi_e = \varphi_{7.0} + \varphi_ш - \varphi_x \cos\psi - \varphi_z \sin\psi + \Phi(0{,}7 - \bar{r}) - \\ - fa_0 + fa_1 \cos\psi + fb_1 \sin\psi,$$

или

$$\varphi_e = \varphi_{7.0} + \varphi_ш + \Phi(0{,}7 - \bar{r}) - fa_0 - \\ - (\varphi_x - fa_1)\cos\psi - (\varphi_z - fb_1)\sin\psi. \qquad (19.7)$$

В дальнейшем мы будем вводить в это уравнение эффективный угол установки лопасти на радиусе $\bar{r}=0{,}7$, определяя его формулой

$$\varphi_7 = \varphi_{7.0} + \varphi_ш - fa_0. \qquad (19.8)$$

Этот угол есть не что иное, как истинный угол установки характерного сечения, получившийся после установки шагового угла $\varphi_ш$ и отклонения лопасти на угол конусности a_0. Величина этого угла известна, так как в полете величина

$$C_T = \frac{T}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2} \approx \frac{\frac{1}{z}G}{\frac{\pi}{2}\rho R^4\omega^2}$$

известна, а C_T связано с φ_7 следующим приближенным соотношением:

$$\varphi_7 = \frac{\frac{2C_T}{A\sigma_7} + \bar{V}_a}{\frac{2}{3} + \bar{V}_t^2}. \qquad (18.23)$$

Следовательно, мы будем всегда знать в первом приближении величину φ_7.

Основное выражение для φ_e примет теперь вид:

$$\varphi_e = \varphi_7 + \Phi(0{,}7 - \bar{r}) - (\varphi_x - fa_1)\cos\psi - (\varphi_z - fb_1)\sin\psi. \qquad (19.9)$$

Таким образом, угол установки профиля на любом радиусе изменяется по гармоническому закону с постоянной величиной $\varphi_7 + \Phi(0{,}7 - \bar{r})$. Это получается в том случае, когда углы θ и все отклонения рычагов АП малы, порядка 5°. При бо́льших углах неизбежно входят высшие гармоники и формулы для φ_e очень сильно осложняются.

Проведенные во многих странах опыты по изучению угла φ_e в полете показали, что лопасть под действием аэродинамических сил деформируется. Она сильно изгибается в меридиональной плоскости и закручивается около своей продольной оси. Это закручивание достигает иногда величины нескольких градусов (1÷5°) и

это сильно изменяет всю картину обтекания лопасти. Введение в расчет этих углов делает формулы еще более громоздкими и крайне неудобными для расчетов. Поэтому приходится считать лопасть абсолютно твердой и затем после расчета увеличивать или уменьшать угол φ_7 на некоторую величину, взятую из опытов с несущими винтами с аналогичными конструктивными формами. У хороших, жестких на кручение, лопастей эта величина составляет около $\pm 1°$ и иногда доходит до $\pm 2°$.

§ 19.2. МАХОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ЛОПАСТЕЙ В ОБЩЕМ СЛУЧАЕ ПРИ РАБОТЕ АП И РВ

Рассмотрим теперь движение лопасти при наличии регулятора взмаха и отклонения автомата-перекоса, заданного углами φ_x и φ_z. Лопасть будем считать постоянной ширины и крутку лопасти заданной по линейному закону. Не представляет никакого труда ввести в формулы и более сложный закон изменения $\bar{b}$ и $\varphi_{кр}$, так как интегрирование по $\bar{r}$ всегда осуществимо.

Мы уже получили в § 18.1 формулу, дающую величину аэродинамического момента около горизонтального шарнира:

$$m_A = \frac{A\bar{b}}{\pi}\int_0^1 \left[\varphi_e \bar{r}^2 + \frac{1}{2}\bar{V}_t^2\varphi_e - \bar{r}\bar{V}_a - \left(\bar{r}\bar{V}_t a_0 - \bar{r}^2 b_1 - \frac{1}{4}\bar{V}_t^2 b_1\right)\cos\psi - \right.$$

$$\left. - \left(\bar{r}^2 a_1 + \bar{V}_a\bar{V}_t - \frac{1}{4}\bar{V}_t^2 a_1 - 2\bar{r}\bar{V}_t\varphi_e\right)\sin\psi\right]\bar{r}\cdot d\bar{r}. \qquad (18.12)$$

В эту формулу нужно теперь подставить мгновенную величину угла установки любого элемента лопасти φ_e, которая находится по формуле

$$\varphi_e = \varphi_7 + \Phi(0{,}7-\bar{r}) - (\varphi_x - f a_1)\cos\psi - (\varphi_z - f b_1)\sin\psi. \qquad (19.9)$$

После подстановки получим следующее выражение:

$$m_A = \frac{A\bar{b}}{\pi}\int_0^1 \left[\varphi_7\bar{r}^2 + \bar{r}^2\Phi(0{,}7-\bar{r}) - \bar{r}^2(\varphi_x - f a_1)\cos\psi - \bar{r}^2(\varphi_z - \right.$$

$$- f b_1)\sin\psi + \frac{1}{2}\bar{V}_t^2\varphi_7 + \frac{1}{2}\bar{V}_t^2\Phi(0{,}7-\bar{r}) - \frac{1}{2}\bar{V}_t^2(\varphi_x - f a_1)\cos\psi -$$

$$- \frac{1}{2}\bar{V}_t^2(\varphi_z - f b_1)\sin\psi - \bar{r}\bar{V}_a - \left(\bar{r}\bar{V}_t a_0 - \bar{r}^2 b_1 - \frac{1}{4}\bar{V}_t^2 b_1\right)\cos\psi -$$

$$- \left(\bar{r}^2 a_1 + \bar{V}_a\bar{V}_t - \frac{1}{4}\bar{V}_t^2 a_1\right)\sin\psi + 2\bar{r}\bar{V}_t\varphi_7\sin\psi + 2\bar{r}\bar{V}_t\Phi(0{,}7-\bar{r})\sin\psi -$$

$$\left. - 2\bar{r}\bar{V}_t(\varphi_x - f a_1)\sin\psi\cos\psi - 2\bar{r}\bar{V}_t(\varphi_z - f b_1)\sin^2\psi\right]\bar{r}\,d\bar{r}.$$

Упрощая это выражение, приняв $\sin\psi\cos\psi=0$ и $\sin^2\psi=\frac{1}{2}$, и интегрируя по $\bar{r}$ в пределах от 0 до 1, получаем

$$m_A=\frac{A\bar{b}}{\pi}\left[\frac{1}{4}\varphi_7+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2\varphi_7-\frac{1}{3}\bar{V}_a-\frac{1}{3}\bar{V}_t(\varphi_z-fb_1)+\right.$$

$$+\frac{1}{4}\Phi\left(0{,}7-\frac{4}{5}\right)+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2\Phi\left(0{,}7-\frac{2}{3}\right)\Big]-\Big[\frac{1}{4}(\varphi_x-fa_1)+$$

$$\left.+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2(\varphi_x-fa_1)+\frac{1}{3}\bar{V}_ta_0-\frac{1}{4}b_1-\frac{1}{8}\bar{V}_t^2b_1\right]\cos\psi-$$

$$-\left[\frac{1}{4}(\varphi_z-fb_1)+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2(\varphi_z-fb_1)+\frac{1}{4}a_1+\frac{1}{2}\bar{V}_a\bar{V}_t-\frac{1}{8}\bar{V}_t^2a_1+\right.$$

$$\left.+\frac{2}{3}\bar{V}_t\varphi_7+\frac{2}{3}\bar{V}_t\Phi\left(0{,}7-\frac{3}{4}\right)\right]\sin\psi=\left(\frac{a_0}{\gamma_и}+\frac{\gamma_в}{\gamma_и}\right)\frac{A\bar{b}}{\pi}. \quad (19.10)$$

Мы приравняли здесь величину m_A выражению $\left(\frac{a_0}{\gamma_и}+\frac{\gamma_в}{\gamma_и}\right)\frac{A\bar{b}}{\pi}$ согласно формуле (18.9). Полученное уравнение нужно соблюдать для всех азимутов, что возможно только в том случае, если коэффициенты при $\sin\psi$ и $\cos\psi$ будут равны нулю. Тогда мы получим три уравнения, как было получено в § 18.1, но более сложные:

$$\frac{1}{4}\varphi_7+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2\varphi_7-\frac{1}{3}\bar{V}_a-\frac{1}{3}\bar{V}_t(\varphi_z-fb_1)+\frac{1}{4}\Phi\left(0{,}7-\frac{4}{5}\right)+$$

$$+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2\Phi\left(0{,}7-\frac{2}{3}\right)=\frac{a_0}{\gamma_и}+\frac{\gamma_в}{\gamma_и}; \quad (19.11)$$

$$\frac{1}{4}(\varphi_x-fa_1)+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2(\varphi_x-fa_1)+\frac{1}{3}\bar{V}_ta_0-$$

$$-\frac{1}{4}b_1-\frac{1}{8}\bar{V}_t^2b_1=0; \quad (19.12)$$

$$\frac{1}{4}(\varphi_z-fb_1)+\frac{1}{4}\bar{V}_t^2(\varphi_z-fb_1)+\frac{1}{4}a_1+\frac{1}{2}\bar{V}_a\bar{V}_t-\frac{1}{8}\bar{V}_t^2a_1+$$

$$+\frac{2}{3}\bar{V}_t\varphi_7+\frac{2}{3}\bar{V}_t\Phi\left(0{,}7-\frac{3}{4}\right)=0. \quad (19.13)$$

Решать эти уравнения в общем виде неудобно из-за громоздкости получающихся формул. На практике почти все члены получаются заданными, т. е. являются числами, и их удобно вычислить заранее.

Таким образом, мы можем ввести следующие обозначения:

$$
\left.\begin{aligned}
E_1 &= \frac{1}{4}\varphi_7 + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2\varphi_7 - \frac{1}{3}\overline{V}_a - \frac{1}{3}\overline{V}_t\varphi_7 + \\
&+ \frac{1}{4}\Phi\left(0{,}7 - \frac{4}{5}\right) + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2\Phi\left(0{,}7 - \frac{2}{3}\right) - \frac{\gamma_в}{\gamma_и};\\
E_2 &= \frac{1}{4}\varphi_x + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2\varphi_x;\\
E_3 &= \frac{1}{4}\varphi_z + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2\varphi_z + \frac{1}{2}\overline{V}_a\overline{V}_t + \\
&+ \frac{2}{3}\overline{V}_t\varphi_7 + \frac{2}{3}\overline{V}_t\Phi\left(0{,}7 - \frac{3}{4}\right);\\
C_1 &= \frac{1}{\gamma_и};\\
C_2 &= -\frac{1}{3}\overline{V}_t;\\
C_3 &= 0;\\
A_1 &= 0;\\
A_2 &= \frac{1}{4}f + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2 f;\\
A_3 &= +\frac{1}{8}\overline{V}_t^2 - \frac{1}{4};\\
B_1 &= -\frac{1}{3}\overline{V}_t f;\\
B_2 &= +\frac{1}{4} + \frac{1}{8}\overline{V}_t^2;\\
B_3 &= +\frac{1}{4}f + \frac{1}{4}\overline{V}_t^2 f.
\end{aligned}\right\} \qquad (19.14)
$$

Пользуясь этими величинами, переписываем наши три уравнения в таком виде:

$$
\left.\begin{aligned}
C_1a_0 + \quad & \quad B_1b_1 = E_1;\\
C_2a_0 + A_2a_1 + & \; B_2b_1 = E_2;\\
A_3a_1 + & \; B_3b_1 = E_3.
\end{aligned}\right\} \qquad (19.15)
$$

Детерминант этой системы будет равен:

$$
D = \begin{vmatrix} C_1 & 0 & B_1 \\ C_2 & A_2 & B_2 \\ 0 & A_3 & B_3 \end{vmatrix} = C_1A_2B_3 + C_2A_3B_1 - C_1A_3B_2. \qquad (19.16)
$$

Следовательно, решения этих уравнений будут:

$$a_0 = \frac{E_1A_2B_3 - E_1A_3B_2 + E_2A_3B_1 - E_3A_2B_1}{C_1A_2B_3 + C_2A_3B_1 - C_1A_3B_2}; \qquad (19.17)$$

$$a_1 = \frac{C_1E_2B_3 - C_1E_3B_2 - C_2E_1B_3 + C_2E_3B_1}{C_1A_2B_3 + C_2A_3B_1 - C_1A_3B_2}; \qquad (19.18)$$

$$b_1 = \frac{C_1A_2E_3 - C_1A_3E_3 + C_2A_3E_1}{C_1A_2B_3 + C_2A_3B_1 - C_1A_3B_2}. \qquad (19.19)$$

Таким образом, мы получим ответ о маховом движении лопастей любой формы при работе АП и РВ с точностью до первых гармоник.

Из структуры этих формул видно, что эффект «командных» углов φ_7, φ_x и φ_z входит в них линейно. Линейно входит и величина крутки, заданная коэффициентом Ф. Действительно, эти углы входят только в члены E_1, E_2 и E_3, а в остальные члены они не входят. Поэтому, написав в сокращенном виде выражения для

$$E_1 = \varphi_7 E_{1.1} - \varphi_z E_{1.2} - \Phi E_{1.3} - E_{1.4};$$

$$E_2 = \varphi_x E_{2.1}$$

и

$$E_3 = \varphi_7 E_{3.1} + \varphi_z E_{3.2} + E_{3.3},$$

где коэффициенты не зависят непосредственно от φ_7, φ_z, φ_x и S, мы сможем записать решения для a_0, a_1 и b_1 в таком виде:

$$a_0 = C_{1.1}\varphi_7 + C_{1.2}\varphi_x + C_{1.3}\varphi_z + C_{1.4}\Phi + C_{1.5};$$

$$a_1 = C_{2.1}\varphi_7 + C_{2.2}\varphi_x + C_{2.3}\varphi_z + C_{2.4}\Phi + C_{2.5};$$

$$b_1 = C_{3.1}\varphi_7 + C_{3.2}\varphi_x + C_{3.3}\varphi_z + C_{3.4}\Phi + C_{3.5}.$$

Величину коэффициентов $C_{1.1}$, $C_{2.1}$, $C_{3.1}$ и т. д. легко подсчитать для каждого частного случая.

Таким образом, каждый командный параметр и крутка входят в формулы линейно, если ограничиваться расчетом с сохранением первых гармоник. Это позволяет упрощать расчеты и, например, эффект автомата-перекоса просто прибавлять к величинам, полученным для свободномашущих лопастей.

Особенно подробно изучил работу АП и РВ В. Е. Касторский, опубликовавший ряд работ по этому вопросу (см. список литературы). Он пришел к таким выводам:

1) при работе на месте угол a_0 пропорционален φ_7;

2) при работе на месте, при отклонении кольца АП угол отклонения оси истинного вращения несущего винта пропорционален углу отклонения кольца. Для получения чисто продольного или поперечного управления несущим винтом нужно соответствующим образом подобрать угол конструктивного опережения.

У несущих винтов без РВ угол отклонения оси истинного вращения равен углу наклона кольца АП. Другими словами, плоскость вращения в этом случае при работе на месте параллельна плоскости кольца;

3) при полете с горизонтальной скоростью в коэффициенты махового движения входят линейно добавочные члены. Это позволяет прибавлять эффект «команд» к данным, полученным для нейтрального положения кольца автомата-перекоса;

4) поворот оси истинного вращения при полете с горизонтальной скоростью не совпадает по направлению с наклоном кольца АП. При этом получается сдвиг фазы управления на угол, зависящий от целого ряда параметров и в первую очередь от $\overline{V}_t$. Следовательно, управление вертолетом на скорости будет затруднено сдвигом его управления по фазе.

Приведенные в этой книге формулы позволяют вычислить действие АП и РВ лишь при сохранении первых гармоник. Поэтому они являются лишь первым приближением к действительности. Кроме того, они относятся к установившемуся движению лопастей, когда углы a_0, a_1 и b_1 не зависят от времени. На самом деле приблизительно установившееся движение лопастей несущего винта начинается лишь после полутора-двух оборотов вала и в первый момент, как показывает детальный анализ этого вопроса, вертолет при резком отклонении ручки начинает поворачиваться в направлении, составляющем с направлением отклонения ручки угол около 90°, и лишь затем движение делается установившимся и угол отклонения получается в соответствии с выведенными формулами (19.17), (19.18) и (19.19). Все это сильно усложняет управление вертолетом.

§ 19.3. КОЭФФИЦИЕНТ ТЯГИ ПРИ РАБОТЕ АП И РВ

Для вычисления C_T воспользуемся выражением (18.19′), в которое вместо φ_7 подставим φ_e. Тогда получим сначала

$$C_{T1}=\frac{A}{\pi}\int_0^1 \overline{b}\,(\varphi_e\overline{W}_x^2-\overline{W}_x\overline{W}_y)\,d\overline{r}=\frac{A}{\pi}\int_0^1 \overline{b}\left[\varphi_e\overline{r}^2+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\varphi_e-\overline{r}\,\overline{V}_a-\right.$$

$$-(\overline{r}\,\overline{V}_t a_0-\overline{r}^2 b_1-\frac{1}{4}\overline{V}_t^2 b_1)\cos\psi-\left(\overline{r}a_1+\overline{V}_a\overline{V}_t-\frac{1}{4}\overline{V}_t^2 a_1-\right.$$

$$\left.\left.-2\overline{r}\,\overline{V}_t\varphi_e\right)\sin\psi\right]d\overline{r}.$$

Подставляя сюда развернутое выражение для φ_e, т. е.

$$\varphi_e=\varphi_7+\Phi(0{,}7-\overline{r})-(\varphi_x-\overline{f}a_1)\cos\psi-(\varphi_z-fb_1)\sin\psi, \qquad (19.20)$$

и считая $\overline{b}=\overline{b}_7=\text{const}$, получим:

$$C_{T1}=\frac{A\overline{b}_7}{\pi}\int_0^1[\overline{r}^2\varphi_7+\overline{r}^2\Phi(0{,}7-\overline{r})-\overline{r}^2(\varphi_x-fa_1)\cos\psi-$$

$$-\overline{r}^2(\varphi_z-fb_1)\sin\psi+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\varphi_7+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\Phi(0{,}7-\overline{r})-$$

$$-\frac{1}{2}\overline{V}_t^2(\varphi_x-fa_1)\cos\psi-\frac{1}{2}\overline{V}_t^2(\varphi_z-fb_1)\sin\psi-\overline{r}\overline{V}_a-$$

$$-\left(\overline{r}\overline{V}_ta_0-\overline{r}^2b_1-\frac{1}{4}\overline{V}_t^2b_1\right)\cos\psi-\left(\overline{r}a_1+\overline{V}_a\overline{V}_t-\frac{1}{4}\overline{V}_t^2a_1\right)\sin\psi+$$

$$+2\overline{r}\overline{V}_t\varphi_7\sin\psi+2\overline{r}\overline{V}_t\Phi(0{,}7-\overline{r})\sin\psi-2\overline{r}\overline{V}_t(\varphi_x-fa_1)\cos\psi\sin\psi-$$

$$-2\overline{r}\overline{V}_t(\varphi_z-fb_1)\sin^2\psi]\,d\overline{r}.$$

Упрощая формулу, приняв $\sin^2\psi=\frac{1}{2}$ и $\cos\psi\sin\psi=0$ согласно табл. 17.1 и интегрируя по $\overline{r}$, получим

$$C_{T1}=\frac{A\overline{b}_7}{\pi}\left\{\frac{1}{3}\varphi_7+\frac{1}{3}\Phi\left(0{,}7-\frac{3}{4}\right)-\frac{1}{3}(\varphi_x-fa_1)\cos\psi-\right.$$

$$-\frac{1}{3}(\varphi_z-fb_1)\sin\psi+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\varphi_7+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\Phi\left(0{,}7-\frac{1}{2}\right)-$$

$$-\frac{1}{2}\overline{V}_t^2(\varphi_x-fa_1)\cos\psi-\frac{1}{2}\overline{V}_t^2(\varphi_z-fb_1)\sin\psi-\frac{1}{2}\overline{V}_a-$$

$$-\left(\frac{1}{2}\overline{V}_ta_0-\frac{1}{3}b_1-\frac{1}{4}\overline{V}_t^2b_1\right)\cos\psi-\left(\frac{a_1}{2}+\overline{V}_a\overline{V}_t-\frac{1}{4}\overline{V}_t^2a_1\right)\sin\psi+$$

$$\left.+\overline{V}_t\varphi_7\sin\psi+\overline{V}_t\Phi\left(0{,}7-\frac{2}{3}\right)\sin\psi-\frac{1}{2}\overline{V}_t(\varphi_z-fb_1)\right\}.$$

Таково выражение для мгновенной силы тяги одной лопасти.

Для среднего C_T за оборот для k-лопастного несущего винта получим сокращение всех периодических членов и тогда

$$C_T=\frac{k}{2\pi}\int_0^{2\pi}C_{T1}\,d\psi=A\sigma_7\left[\frac{1}{3}\varphi_7+\frac{1}{3}\Phi\left(0{,}7-\frac{3}{4}\right)+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\varphi_7+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\Phi\left(0{,}7-\frac{1}{2}\right)-\frac{1}{2}\overline{V}_a-\frac{1}{2}\overline{V}_t(\varphi_z-fb_1)\right]=$$

$$=A\sigma_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{1}{2}\overline{V}_a\right]+A\sigma_7\left[\frac{1}{3}\Phi\left(0{,}7-\frac{3}{4}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\Phi\left(0{,}7-\frac{1}{2}\right)-\frac{1}{2}\overline{V}_t(\varphi_z-fb_1)\right]$$

и окончательно

$$C_T = A\sigma_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{1}{2}\overline{V}_a\right]+A\sigma_7\Phi(-0{,}02+0{,}1\overline{V}_t^2)-$$
$$-A\sigma_7\frac{1}{2}\overline{V}_t(\varphi_z-fb_1). \qquad (19.21)$$

Первый член дает основную величину коэффициента тяги, зависящую от истинного или эффективного угла установки характерного сечения несущего винта (с учетом РВ и $\varphi_ш$), а второй член дает добавок, получающийся от закрутки. Этот член обычно мал и часто не превосходит при линейной закрутке $1\div2\%$ от первого члена. Третий член дает малое влияние АП.

Влияние регулятора взмаха входит в выражение для φ_7, так как

$$\varphi_7=\varphi_{7.0}+\ldots_ш-fa_0, \qquad (19.8)$$

а летчик устанавливает этот угол автоматически, стремясь получить необходимую для полета величину C_T.

Мы не будем здесь выводить всех формул для отдельных сил и моментов, так как они очень длинны, хотя по существу не содержат никаких сложных вычислений. На практике, когда их приходится решать для частных случаев, задача упрощается, так как коэффициенты имеют численное выражение.

Более подробные указания можно получить из работ М. Л. Миля, А. Н. Михайлова, В. Е. Касторского, А. П. Проскурякова и др.

§ 19.4. КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ К КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ НЕСУЩЕГО ВИНТА

Изложенная здесь теория несущего винта позволяет единым методом находить все величины, интересующие конструктора и исследователя в области вертолетостроения. В этом ее положительное значение.

Однако, несмотря на очень громоздкие и длинные формулы, она оказывается во многих случаях лишь грубо приближенной и дает весьма заметные ошибки. Происходит это из-за того, что в нее вводятся в весьма упрощенном виде многие основные факторы и делается ряд грубых упрощений, а также из-за отбрасывания высших гармоник при вычислении тригонометрических рядов. Мы здесь укажем на ряд упрощений, вводимых в эту теорию.

1) Угол притекания потока к элементу лопасти β_e вычисляется грубо приближенно. Его истинная величина

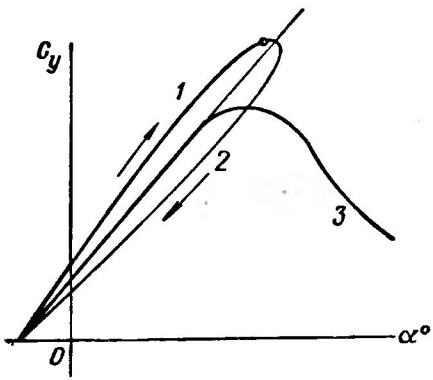
$$\beta_e=\operatorname{arc\,tg}\frac{W_y}{W_x}$$

заменяется упрощенным выражением

$$\beta_e=\frac{W_y}{W_x}.$$

Такая замена допустима для углов $\beta_e < 10°$. Однако у несущего винта получается круговая обдувка профилей на все 360°. Угол β_e достигает величины 90° на идущей назад лопасти на радиусе $r = \bar{V}_t = \mu$, а так как у современных вертолетов $\bar{V}_t$ достигает значения 0,3 и более, то на $^1/_3$ радиуса уже получается совершенно неверный результат. Даже на радиусе $\bar{r}=0{,}5$ при β_e на конце лопасти, равном 10°, β_e имеет величину 20°.

Интегрируя все величины в пределах радиусов от $\bar{r}=1$ до $\bar{r}=0$, получают заведомо неточный результат. Он маскируется другими допущениями, искажающими вычисления в другую сторону. Происходит во многих случаях некоторая компенсация ошибок и опыты с несущими винтами дают для суммарных величин достаточно близкие результаты. Но отдельные, промежуточные, величины часто резко отличаются от теоретически полученных, как, например, углы атаки сечений.



Фиг. 19.3. Аэродинамический гистерезис у профиля лопасти.

2) Входящий во все выражения этой теории коэффициент подъемной силы сечений c_y вводится в них в виде линейной зависимости:

$$c_y = A\alpha_e,$$

на самом же деле он изменяется так, как показано на фиг. 19.3, кривая *3*. Только до критического угла атаки, имеющего для профилей обычно величину 10÷12°, можно пользоваться этой формулой, так как при бо́льших углах атаки начинается резкий срыв потока и c_y быстро падает.

Однако на это обстоятельство при интегрировании не обращают внимания, хотя при этом величина α_e изменяется на все 360° и величина c_y будет местами достигать совершенно невозможных значений: 5; 10 и т. д.

3) Угол взмаха лопастей β считается малым и в большинстве формул принимают, что $\sin\beta = \beta$ и $\cos\beta = 1$. На самом деле этот угол в некоторых случаях достигает величины в 15°. При этом даже радиус r элемента изменяется на 3,4%, так как $\cos 15° = 0{,}9659$. Это упрощение вносит заметную погрешность в вычисления.

4) В этой теории пренебрегают радиальными скоростями, а они, как мы показали в § 13.4 (см. фиг. 13.6), достигают очень большой величины и угол скольжения потока по радиусу дости-

гает в середине лопасти при $\bar{r}=0{,}5$ величин порядка $\pm 25 \div \pm 30°$, а в центре винта при $\bar{r}=0{,}25$ этот угол делается весьма большим, порядка $\pm 45°$. При этом этот угол при каждом обороте изменяет свой знак. Совершенно очевидно, что обтекание сечений и образование пограничного слоя происходят в условиях неустановившегося движения, при совершенно других условиях, чем те, какие были при продувке профилей лопасти в аэродинамической трубе.

В таких условиях величины c_{xp} и $c_{y\,\max}$ должны сильно изменяться.

5) Не учитывается влияние скорости изменения угла атаки профиля на величину подъемной силы. Как показывают опыты, при возрастании угла атаки кривая c_y идет выше, чем при его уменьшении. Это явление иногда называется в аэродинамике эффектом Фаррона, или аэродинамическим гистерезисом. В этом случае величина $\frac{dc_y}{d\alpha_e}$ зависит от $\frac{d\alpha_e}{dt}$. В этом случае для c_y получаются кривые *1* и *2*, изображенные на фиг. 19.3. Такое явление «затягивания», или «гистерезиса» потока весьма заметно изменяет и величину $c_{y\,\max}$. Все это должно заметно влиять на аэродинамику профилей.

6) В классической теории или совсем не учитываются или учитываются грубо основные аэродинамические критерии подобия R и M. В § 6.7 мы уже указали, что они очень сильно изменяются во время полета с горизонтальной скоростью (см. фиг. 6.29 и 6.30). Следовательно, и величины коэффициентов c_{xp}, c_y и m_z не остаются постоянными, а сильно изменяются во время оборота, а это не учитывается в указанной теории.

7) В этой теории не учитывают изменение индуктивной скорости на ометаемом лопастями диске и берут ее средним значением. Но, как показывают произведенные опыты и более глубокие теоретические соображения, она заметно изменяется.

Делались попытки уточнить величину v_1 и вводить ее в расчет как величину, зависящую от $\bar{r}$ и ψ. Но и в таких случаях ее берут средним за оборот несущего винта значением. На самом деле нужно было бы делать расчеты, исходя из «относительной» теории винтов и вычислять или брать из опытов индуктивные скорости для точек, лежащих на самой лопасти и вращающихся вместе с ней. Этого, однако, не делают из-за сложности получающихся выражений.

Ошибки, получающиеся при этом для нормальных режимов полета, оказываются малыми, так как скорость v_i оказывается малой и закон ее изменения по диску мало влияет на окончательный результат. Поэтому при расчете максимальных скоростей полета можно брать величину v_1 постоянной во всех точках диска, что мы и делали в настоящей книге. При расчете же ненормальных режимов (крутой взлет, очень большая скорость горизонталь-

ного полета и др.) ошибка может получаться довольно большая.

8) Принимается, что автомат-перекос поворачивает лопасти по гармоническому закону с первыми гармониками. На самом деле, при больших отклонениях АП он вызывает вторые гармоники и все явление очень сильно осложняется.

9) Метод отбрасывания высших гармоник уже сам по себе дает заметную ошибку. Она особенно велика для мгновенных значений всех величин. Мы уже показали, как искажается величина $\overline{W_a^2}$, если ее брать по приближенной формуле (см. § 17.6).

10) Еще нет точных методов учета взаимного влияния несущих винтов друг на друга и влияния фюзеляжа и крыльев на несущий винт.

11) И, наконец, все опыты показывают, что лопасть иногда очень сильно изгибается под действием воздушных и инерционных нагрузок и сильно закручивается, что должно заметно искажать аэродинамику несущего винта.

12) Большим недостатком теории является и сама структура получающихся формул. Они имеют иногда десятки, а при учете деформации лопастей свыше ста членов. Вследствие этого они весьма ненаглядны и трудны для вычислений.

Выводы

Несмотря на все указанные грубые упрощения, эта теория, как показывают опыты, дает во многих случаях результаты, довольно близкие к действительности. Отклонения вычисленных и полученных из опытов величин расходятся обычно на 10÷15%, а в более трудных случаях на 20÷25%. Повидимому, это происходит из-за взаимной нейтрализации ошибок и положенных в основу теории допущений. Одни допущения увеличивают, а другие уменьшают истинную величину и получается некоторая компенсация. Поэтому эту теорию можно применять для расчета несущих винтов, но нужно помнить, что она является только первым приближением в изучении столь сложного явления, как работа несущего винта в косом потоке.

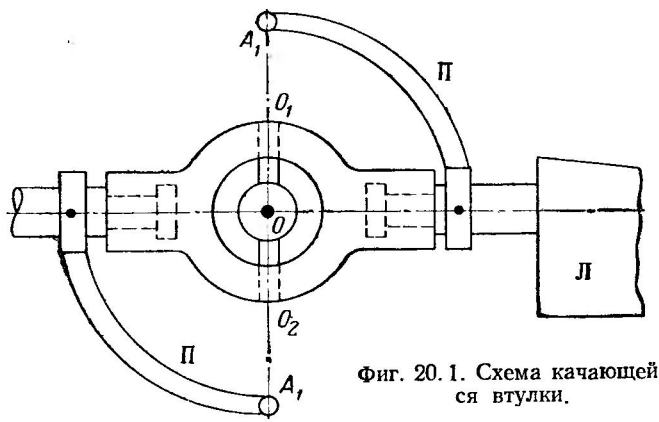
Глава 20

ОСОБЫЕ ФОРМЫ НЕСУЩИХ ВИНТОВ

§ 20.1. НЕСУЩИЙ ВИНТ С КАЧАЮЩЕЙСЯ ВТУЛКОЙ, БЕЗ УГЛА КОНУСНОСТИ

В настоящее время наравне с несущими винтами со свободномашущими лопастями широко применяются двухлопастные винты с качающейся втулкой (фиг. 20.1).

Вертолеты с такими несущими винтами выпускаются серийно в Америке фирмами Белл и Хиллер. У таких винтов довольно хоро-

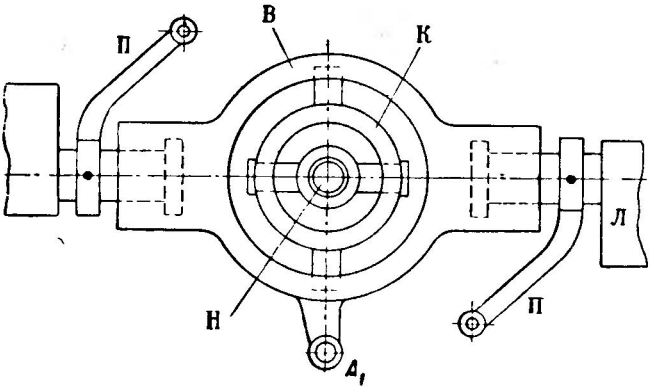


Фиг. 20.1. Схема качающейся втулки.

шо уравновешиваются аэродинамические силы. Вертолеты с такими винтами весьма компактны на стоянке, так как позволяют устанавливать лопасти несущих винтов вдоль фюзеляжа. Особо компактной делается при этом одновинтовая схема, где для установки лопастей вдоль фюзеляжа не требуется никаких добавочных приспособлений.

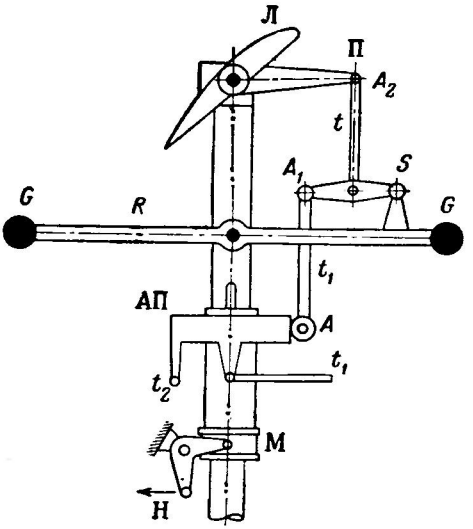
Эта схема может осуществляться как в простейшем виде, приведенном на фиг. 20.1, так и в осложненном, как это представлено на схемах фиг. 20.2 и 20.3. В первом случае втулка может качаться лишь около оси O_1O_2 и угол установки лопастей управляется обычным автоматом-перекосом. На фиг. 20.1 поводки $П$ по-

ставлены так, что не получается эффекта регулятора взмаха. На фиг. 20.2 втулка осуществлена в виде подвеса кардана с помощью



Фиг. 20.2. Схема качающейся втулки с карданным подвесом.

кольца K. Точка A_1 соединена с обычным автоматом-перекосом, управляющим углом дифференциальной установки лопастей. Общий шаг управляется с помощью проходящей через вал штанги H и поводков $П$.



Фиг. 20.3. Схема несущего винта с гироскопическим горизонтом.

Наконец, в эту схему вводят иногда элементы автоматической стабилизации. На фиг. 20.3 введен гироскопический горизонт, состоящий из штанги R с укрепленными на ее концах грузами G. На кренах аппарата плоскость вращения этой штанги сохраняется и она с помощью суммирующего рычага S управляет с помощью тяги t углом установки лопастей. Суммирующий рычаг передает команды $h_ш$, φ_x и φ_z от автомата-перекоса $АП$ с помощью штанг t и t_1 и шарниров A, A_1 и A_2 непосредственно и независимо от положения рычага R к лопастям несущего винта $Л$. Общий шаг изменяется с помощью скользящей по валу муфты M и качалки H. Иногда вместо грузов G на штанге R устанавливают серворули, как показано на фиг. 3.52.

Имеется много других схем, использующих качающуюся втулку.

В качестве особенности таких устройств необходимо отметить, что когда первая лопасть находится на азимуте ψ, то вторая лопасть имеет азимут $\psi_1=\psi+\pi$. Кроме того, когда первая лопасть поднимается вверх на угол взмаха, то вторая лопасть опускается на такой же угол вниз и, следовательно, у нее $\beta_1=-\beta$.

Это свойство качающейся втулки упрощает многие расчетные формулы.

Мы рассмотрим простейший случай, когда втулка осуществлена по схеме, приведенной на фиг. 20.1, и имеет нейтральную установку АП.

Простейший вывод формул для несущего винта с качающейся втулкой

Рабочие формулы для такого несущего винта можно получить при сохранении первых гармоник сразу из формул, выведенных ранее для свободных лопастей. Действительно, в этом случае $a_0=0$ и тогда маховое движение представится формулой

$$\beta=-a_1\cos\psi-b_1\sin\psi. \tag{20.1}$$

Если в нее подставить вместо ψ величину $\psi+\pi$, то знак β в этой формуле изменится, а величина β останется неизменной, т. е. условия работы качающейся втулки правильно описываются выведенной формулой при $a_0=0$. Отсюда все полученные ранее формулы могут быть использованы для этого случая.

Так, для махового движения сразу найдем по формулам (18.17) и (18.18) при $a_0=0$:

$$a_1=\frac{2\overline{V}_t\left(\frac{4}{3}\varphi_7-\overline{V}_a\right)}{1-\frac{1}{2}\overline{V}_t^2}; \tag{20.2}$$

$$b_1=0. \tag{20.3}$$

Тогда $\beta=-a_1\cos\psi$.

Отсюда находим все коэффициенты сил

$$C_Q=A\sigma_7\left[\frac{1}{2}\overline{V}_t\left(\frac{c_{xp}}{A}+\varphi_7\overline{V}_a\right)+\frac{1}{3}\varphi_7 a_1\left(1+\frac{3}{4}\overline{V}_t^2\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{3}{4}a_1\overline{V}_a+\frac{1}{4}\overline{V}_t a_1^2\right]; \tag{20.4}$$

$$C_T=A\sigma_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right)-\frac{1}{2}\overline{V}_a\right]; \tag{20.5}$$

$$C_z=0. \tag{20.6}$$

Коэффициенты моментов будут такими:

$$m_{x1} = -A\sigma_7\left[\left(\frac{1}{3}\varphi_7 - \frac{1}{4}\overline{V}_a\right)\overline{V}_t - \frac{1}{8}a_1\left(1 - \frac{1}{2}\overline{V}_t^2\right)\right]; \quad (20.7)$$

$$m_{y1} = -m_к = -A\sigma_7\left\{\frac{c_{xp}}{4A}\left(1 + \overline{V}_t^2\right) + \frac{1}{3}\varphi_7\overline{V}_a - \frac{1}{2}\overline{V}_a^2 - \right.$$

$$\left. - \left[\frac{1}{8}a_1^2 + \frac{3}{16}\overline{V}_t^2 a_1^2 + \frac{1}{2}a_1\overline{V}_a\overline{V}_t\right]\right\}; \quad (20.8)$$

$$m_{z1} = 0. \quad (20.9)$$

Совершенно аналогично можно написать выражения для мгновенных сил и моментов, воспользовавшись формулами, приведенными в гл. 18. Однако нужно всегда помнить, что полученные формулы выведены исходя из усеченного ряда Фурье и что на самом деле существуют высшие гармоники, способные вызывать вибрации. Для осредненных за оборот значений эти гармоники несущественны, так как при этом они из уравнения выпадают.

Для рассмотрения же более подробной картины силового воздействия на лопасти нужно подробно рассматривать сначала маховое движение и вычислять по полученным результатам силы и моменты.

Однако в данном случае, как увидим далее, в уравнении махового движения уравновешенными оказываются вторые гармоники, что делает полученные в общем виде формулы с первыми гармониками точными для качающейся втулки и до вторых гармоник.

Теория несущего винта с качающейся втулкой с учетом вторых гармоник

Мы рассмотрим сначала маховое движение парных лопастей, причем будем учитывать и вторые гармоники. Исходным уравнением у нас будет выражение

$$m_A\frac{\pi}{A\overline{b}_7} = \frac{1}{\gamma_и}\left(\beta + \frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}\right) + \frac{\gamma_в}{\gamma_и}. \quad (18.7)$$

В нашем случае обе лопасти колеблются как одно твердое тело, причем $\beta_2 = -\beta_1$ и $\ddot{\beta}_2 = -\ddot{\beta}_1$; $a_0 = 0$; $\psi_2 = \psi_1 + \pi$. Вес лопастей здесь всегда уравновешен и момента не дает. Следовательно, формула (18.7) для нашего случая будет иметь вид:

$$\frac{\pi}{A\overline{b}_7}(m_{A1} - m_{A2}) = \frac{2}{\gamma_и}\left(\beta + \frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}\right). \quad (20.10)$$

Величина $\gamma_м$ вычислена здесь для одной лопасти. Найдем теперь величину $m_{A1}-m_{A2}$ по уже известным формулам (18.12):

$$m_{A1}-m_{A2}=\frac{A}{\pi}\bar{b}_7\int_0^1(\varphi_7\overline{W}_{x1}^2-\overline{W}_{x1}\overline{W}_{y1})\bar{r}\,d\bar{r}-$$

$$-\frac{A}{\pi}\bar{b}_7\int_0^1(\varphi_7\overline{W}_{x2}^2-\overline{W}_{x2}\overline{W}_{y2})\bar{r}\,d\bar{r}=$$

$$=\frac{A}{\pi}\bar{b}_7\int_0^1[\varphi_7(\overline{W}_{x_1}^2-\overline{W}_{x_2}^2)-(\overline{W}_{x1}\overline{W}_{y1}-\overline{W}_{x2}\overline{W}_{y2})]\bar{r}\,d\bar{r}.$$

Вводя сюда выражения для $\overline{W}_{x1}^2$ и $\overline{W}_{x1}\overline{W}_{y1}$ по формулам (17.22) и (17.25) и используя соотношения функций углов ψ и $\psi+\pi$, получим

$$\overline{W}_{x1}^2-\overline{W}_{x2}^2=\bar{r}^2+2\bar{r}\overline{V}_t\sin\psi+\overline{V}_t^2\sin^2\psi-$$

$$-\bar{r}^2+2\bar{r}\overline{V}_t\sin\psi-\overline{V}_t^2\sin^2\psi=4\bar{r}\overline{V}_t\sin\psi;$$

$$\overline{W}_{x1}\overline{W}_{y1}-\overline{W}_{x2}\overline{W}_{y2}=\left(\overline{V}_a+\bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega}+\overline{V}_t\beta\cos\psi\right)(\bar{r}+\overline{V}_t\sin\psi)-$$

$$-\left(\overline{V}_a-\bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega}+\overline{V}_t\beta\cos\psi\right)(\bar{r}-\overline{V}_t\sin\psi)=\bar{r}\overline{V}_a+\bar{r}^2\frac{\dot{\beta}}{\omega}+$$

$$+\bar{r}\overline{V}_t\beta\cos\psi+\overline{V}_a\overline{V}_t\sin\psi+\overline{V}_t\bar{r}\frac{\dot{\beta}}{\omega}\sin\psi+\overline{V}_t^2\beta\sin\psi\cos\psi-\bar{r}\overline{V}_a+$$

$$+\bar{r}^2\frac{\dot{\beta}}{\omega}-\bar{r}\overline{V}_t\beta\cos\psi+\overline{V}_a\overline{V}_t\sin\psi-\bar{r}\overline{V}_t\frac{\dot{\beta}}{\omega}\sin\psi+\overline{V}_t^2\beta\sin\psi\cos\psi=$$

$$=2\bar{r}^2\frac{\dot{\beta}}{\omega}+2\overline{V}_a\overline{V}_t\sin\psi+2\overline{V}_t^2\beta\sin\psi\cos\psi.$$

Формула для угла взмаха со второй гармоникой и $a_0=0$ будет иметь вид:

$$\beta=-a_1\cos\psi-b_1\sin\psi-a_2\cos2\psi-b_2\sin2\psi,$$

а ее производные таковы:

$$\dot{\beta}=\omega(a_1\sin\psi-b_1\cos\psi+2a_2\sin2\psi-2b_2\cos2\psi)$$

и

$$\ddot{\beta}=\omega^2(a_1\cos\psi+b_1\sin\psi+4a_2\cos2\psi+4b_2\sin2\psi).$$

В выражение для $\overline{W}_{x1}\overline{W}_{y1}-\overline{W}_{x2}\overline{W}_{y2}$ входит член $\beta\sin\psi\cos\psi$; мы его вычислим отдельно, идя таким путем:

$$\beta\sin\psi\cos\psi=(-a_1\cos\psi-b_1\sin\psi)\sin\psi\cos\psi+(-a_2\cos 2\psi-$$

$$-b_2\sin 2\psi)\frac{1}{2}\sin 2\psi=-a_1\cos^2\psi\sin\psi-b_1\sin^2\psi\cos\psi-$$

$$-\frac{1}{2}a_2\cos 2\psi\sin 2\psi-\frac{1}{2}b_2\sin^2 2\psi.$$

Пользуясь таблицей упрощений 17.1 и отбрасывая гармоники выше второй, получим:

$$\beta\sin\psi\cos\psi=-\frac{1}{4}b_2-\frac{a_1}{4}\sin\psi-\frac{b_1}{4}\cos\psi,$$

т. е. из этого выражения выпала вторая гармоника. Это, как мы покажем далее в § 21.4, получается всегда при вычитании вторых гармоник функций, аргументы которых отличаются на 180°.

Следовательно,

$$\overline{W}_{x1}\overline{W}_{y1}-\overline{W}_{x2}\overline{W}_{y2}=2\bar{r}^2(a_1\sin\psi-b_1\cos\psi+2a_2\sin 2\psi-2b_2\cos 2\psi)+$$

$$+2\overline{V}_a\overline{V}_t\sin\psi+2\overline{V}_t^2\left(-\frac{1}{4}b_2-\frac{a_1}{4}\sin\psi-\frac{b_1}{4}\cos\psi\right).$$

Возвращаясь к уравнению (20.10) и подставив в него найденные выражения, получим после приведения тригонометрических коэффициентов:

$$\int_0^1\left[\frac{1}{2}b_2\overline{V}_t^2-\left(-2\bar{r}^2b_1-\frac{1}{2}b_1\overline{V}_t^2\right)\cos\psi-\right.$$

$$-\left(-\varphi_7 4\bar{r}\,\overline{V}_t+2\bar{r}^2a_1-\frac{a_1}{2}\overline{V}_t^2+2\overline{V}_a\overline{V}_t\right)\sin\psi-4\bar{r}^2a_2\sin 2\psi+$$

$$\left.+4\bar{r}^2b_2\cos 2\psi\right]\bar{r}\,d\bar{r}=\frac{2}{\gamma_и}(3a_2\cos 2\psi+3b_2\sin 2\psi).$$

Интегрируя по $\bar{r}$ и приравнивая коэффициенты при одинаковых тригонометрических величинах, получим пять уравнений:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{4}b_2\overline{V}_t^2=0;\\
&-\frac{1}{2}b_1-\frac{1}{4}b_1\overline{V}_t^2=0;\\
&-\varphi_7\frac{4}{3}\overline{V}_t+\frac{1}{2}a_1-\frac{a_1}{4}\overline{V}_t^2+\overline{V}_a\overline{V}_t=0;\\
&-a_2=\frac{2}{\gamma_и}3b_2;\quad b_2=\frac{2}{\gamma_и}3a_2.
\end{aligned}\right\}\qquad(20.11)$$

Решая их, находим

$$b_1 = 0; \tag{20.3}$$

$$a_1 = \frac{2\bar{V}_t\left(\frac{4}{3}\varphi_7 - \bar{V}_a\right)}{1 - \frac{1}{2}\bar{V}_t^2}; \tag{20.2}$$

$$a_2 = b_2 = 0. \tag{20.12}$$

Этот же результат мы получили прямо из формул (18.17) и (18.18) для свободномашущей лопасти и эти формулы можно считать универсальными.

Следовательно, несущий винт с качающейся втулкой при нейтральной установке АП лишь заваливается назад на угол a_1 и маховое движение совершается по закону

$$\beta = -a_1 \cos\psi. \tag{20.13}$$

Мы таким законом уже пользовались в гл. 15.

Зная величину коэффициента a_1 и помня, что $a_2 = b_1 = b_2 = 0$, можно прямо воспользоваться готовыми выражениями по формулам (20.4), (20.5), (20.6), (20.7), (20.8) и (20.9). Для мгновенных значений сил и моментов можно использовать аналогичные формулы, приведенные в гл. 18.

Более общий случай

Более общим случаем является такой, когда имеется крутка лопасти, ширина лопасти изменяется по радиусу и работает автомат-перекос. В этом случае расчеты нужно вести с учетом третьих гармоник и вводить величину φ_e по формуле (19.9). В нашем случае будет отсутствовать регулятор взмаха (РВ). Кроме того, для получения более точного результата нужно вести вычисление интегралов в пределах от $\bar{r} = \xi_2$ до $\bar{r} = \xi_1$ для учета концевых потерь. Все это приводит к весьма громоздким формулам, если все расчеты вести в алгебраической форме. Если же сначала решить уравнение махового движения, то далее расчеты можно упростить, вычислив $\overline{W}_x$, $\overline{W}_y$, $\overline{W}_x^2$, $\overline{W}_y^2$ и $\overline{W}_x\overline{W}_y$ для заранее выбранных значений азимута, изменяющихся через 45 или 30°. Тогда можно построить для всех интересующих нас величин графики в функции азимута ψ, что даст точное мгновенное значение всех величин. Для получения средних за оборот значений нужно определить площадь, охваченную этими кривыми, осью абсцисс и крайними ординатами, и разделить ее на 2π. Такой способ вычисления очень нагляден и задача решается быстрее.

§ 20. 2. НЕСУЩИЙ ВИНТ С ЖЕСТКОЙ ВТУЛКОЙ

Такие несущие винты могут применяться лишь в многовинтовых системах или в таких, где опрокидывающие несущий винт моменты как-то уравновешиваются. В случае применения автомата-перекоса можно строить даже одновинтовые вертолеты с жесткими лопастями. У такого жесткого несущего винта отсутствует угол конусности и лопасти не имеют махового движения. Тогда $a_0=a_1=b_1=0$; $\beta=0$; $\dot{\beta}=\ddot{\beta}=0$. Это сильно упрощает все формулы. Нет надобности выводить их снова, так как изучаемый случай является частным случаем для выведенных ранее более общих формул.

Для рассмотрения вопроса о пульсациях силы тяги у такого винта сделан вывод C_T с сохранением всех гармоник.

Тогда получим для скоростей $\overline{W}_x$, $\overline{W}_y$, $\overline{W}_x^2$ и $\overline{W}_x\overline{W}_y$ следующие простые выражения:

$$\overline{W}_x=\bar{r}+\overline{V}_t\sin\psi;$$

$$\overline{W}_x^2=\bar{r}^2+2\bar{r}\overline{V}_t\sin\psi+\overline{V}_t^2\sin^2\psi;$$

$$\overline{W}_y=\overline{V}_a;$$

$$\overline{W}_x\overline{W}_y=\bar{r}\overline{V}_a+\overline{V}_a\overline{V}_t\sin\psi.$$

С их помощью вычисляем мгновенное значение C_{T1}, считая $\bar{b}=\bar{b}_7=\text{const}$ и $\varphi_1=\varphi_7=\text{const}$. Получаем

$$C_{T_1}=\frac{A}{\pi}\int_0^1\bar{b}_7(\varphi_e\overline{W}_x^2-\overline{W}_x\overline{W}_y)\,d\bar{r}=$$

$$=\frac{A\bar{b}_7}{\pi}\int_0^1(\varphi_7\bar{r}^2+\varphi_7 2\bar{r}\overline{V}_t\sin\psi+\varphi_7\overline{V}_t^2\sin^2\psi-\bar{r}\overline{V}_a-\overline{V}_a\overline{V}_t\sin\psi)\,d\bar{r}=$$

$$=\frac{A\bar{b}_7}{\pi}\left[\frac{1}{3}\varphi_7+\varphi_7\overline{V}_t\sin\psi+\varphi_7\overline{V}_t^2\sin^2\psi-\frac{1}{2}\overline{V}_a-\overline{V}_a\overline{V}_t\sin\psi\right]=$$

$$=\frac{Ab_7}{\pi}\left[\frac{1}{3}\varphi_7-\frac{1}{2}\overline{V}_a+(\varphi_7\overline{V}_t-\overline{V}_a\overline{V}_t)\sin\psi+\varphi_7\overline{V}_t^2\sin^2\psi\right]. \qquad (20.14)$$

Из этой формулы видно, что у двухлопастного винта пульсации получаются по второй гармонике от члена с $\sin^2\psi$. Полное уничтожение пульсаций C_T у жесткого винта получается при четырех лопастях, что легко вывести, сложив

$$C_{T1.1}+C_{T1.2}+C_{T1.3}+C_{T1.4}.$$

Средний за оборот коэффициент тяги будет равен

$$C_T=\frac{k}{2\pi}\int_0^{2\pi}C_{T1}\,d\psi=A\bar{b}_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{\overline{V}_t^2}{2}\right)-\frac{\overline{V}_a}{2}\right],$$

т. е. получается такое же выражение, как и у всех несущих винтов. Его можно уточнить, введя в него концевые потери, оцениваемые коэффициентом $\varkappa$, и ввести в него любой закон изменения ширины лопасти $\bar{b}=f_b(\bar{r})$, переменный угол установки лопасти φ_e и крутку лопасти. Для обычных расчетов можно брать средние значения σ_7 и φ_7 и исправлять результат на коэффициент потерь $\varkappa$, взятый из опытов с аналогичными несущими винтами, т. е. писать выражение для C_T в таком виде:

$$C_T \approx \varkappa A\sigma_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{\bar{V}_t^2}{2}\right)-\frac{\bar{V}_a}{2}\right]. \qquad (20.15)$$

Коэффициент крутящего момента $m_к$ вычисляют обычно по известным формулам (13.21) и (13.28)

$$m_к=\frac{1}{\varkappa}C_T\bar{V}_A+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}(1+\bar{V}_t^2)=$$

$$=\frac{1}{\varkappa}C_T\bar{V}_a-\frac{\delta_Б}{\varkappa}C_T\bar{V}_t+\frac{c_{xp7}\sigma_7}{4}(1+\bar{V}_t^2). \qquad (13.28)$$

Пользуясь формулами, выведенными для махового движения, получим сразу результат для жесткого несущего винта, положив в них $a_0=a_1=b_1=0$.

Таким образом, для средних за оборот силовых и моментных коэффициентов из формул (18.22), (18.34), (18.35), (18.36), (18.37) и (18.38) получим:

$$C_{Q_1}=-C_{x_1}=A\sigma_7\left[\frac{1}{2}\bar{V}_t\left(\frac{c_{xp7}}{A}+\varphi_7\bar{V}_a\right)\right]; \qquad (20.16)$$

$$C_T=A\sigma_7\left[\varphi_7\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\bar{V}_t^2\right)-\frac{1}{2}\bar{V}_a\right]; \qquad (20.17)$$

$$C_{z_1}=0; \qquad (20.18)$$

$$m_{x_1}=-A\sigma_7\left[\left(\frac{1}{3}\varphi_7-\frac{1}{4}\bar{V}_a\right)\bar{V}_t\right]; \qquad (20.19)$$

$$m_{y_1}=-m_к=-A\sigma_7\left[\frac{c_{xp7}}{4A}(1+\bar{V}_t^2)+\frac{1}{3}\varphi_7\bar{V}_a-\frac{1}{2}\bar{V}_a^2\right]; \qquad (20.20)$$

$$m_{z_1}=0. \qquad (20.21)$$

Следует еще раз напомнить, что полученные формулы являются лишь первым приближением и их точность невелика. Они дают лишь ориентировочные значения величины. Точные результаты могут быть получены лишь в опытах с моделями несущих винтов или путем летных испытаний вертолетов.

Глава 21

ИНЕРЦИОННЫЕ НАГРУЗКИ ЛОПАСТЕЙ

§ 21.1. ЦЕНТРОБЕЖНАЯ СИЛА

Кроме аэродинамических усилий, на лопасти вертолета действуют еще инерционные силы и моменты. Мы уже встретились с этим вопросом в § 18.1 при изучении махового движения лопастей. При выводе этих формул мы сделали ряд упрощающих предположений, в частности, мы считали угол β очень малым. Однако это допущение можно принимать с известной осторожностью, так как этот угол часто достигает величины 12°, а иногда доходит до 15°. Мы рассмотрим теперь, какие погрешности вызывает такое допущение в различных случаях.

Общая постановка будет такой: движение лопастей рассматривается во вращающейся около оси Oy_1 системе координат, а само маховое движение задано законом

$$\beta = a_0 - a_1 \cos \psi - b_1 \sin \psi.$$

Тогда на элементы лопастей будут действовать центробежная сила, кориолисова сила и сила инерции от махового движения. Начнем их рассмотрение с центробежной силы.

Следует помнить, что силы инерции здесь определяются по заданному движению лопастей, а не по действующим силам. Силы же, как это видно из уравнения махового движения, всегда содержат высшие гармоники. Поэтому в классической теории получаются небольшие неувязки сил инерции с действующими на лопасти силами.

Учет сил инерции нужен для расчета лопастей на прочность. Рассмотрение вопросов прочности не входит в задачу этой книги и мы не будем здесь рассматривать эти вопросы подробно; отметим только, что лопасть в работе нагружена как внешними аэродинамическими силами, так и инерционными. Поэтому приходится вести расчет, исходя из алгебраической суммы этих сил и не вполне точная увязка инерционных и аэродинамических сил заметно снижает точность таких расчетов.

Центробежная сила и момент

Как мы знаем (см. § 15.3), на лопасть в целом действует центробежная сила

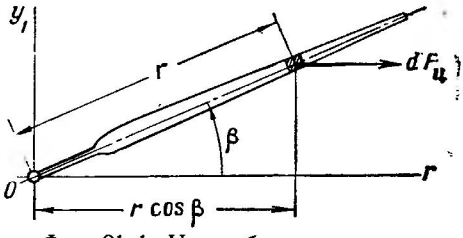
$$F_{ц} = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} \omega^2.$$

Она вызывает относительно горизонтального шарнира момент, равный

$$M_{ц} = F_{ц} r_{к} \beta = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} r_{к} \beta \omega^2,$$

или, замечая, что $r_{ц.т} r_{к} = r_i^2$, а $\frac{G_{л}}{g} r_i^2 = J_0$, получаем выражение

$$M_{ц} = J_0 \beta \omega^2.$$



Фиг. 21.1. Центробежная сила.

Как мы уже упоминали, центробежную силу нужно вычислять по радиусу $r_{ц.т}$, но прикладывать ее нужно на радиусе центра качания $r_{к}$.

Однако столь простое выражение мы получили потому, что приняли $\cos \beta = 1$ (фиг. 21.1). На самом деле радиус элементов лопасти при ее отклонении на угол β будет меньше и равен $r \cos \beta$. В частности, и центр тяжести лопасти будет лежать на радиусе $r_{ц.т} \cos \beta$. Следовательно, написанные ранее формулы нужно писать в таком виде:

$$F_{ц} = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} \omega^2 \cos \beta = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} \omega^2 \sqrt{1 - \sin^2 \beta}. \qquad (21.1)$$

Совершенно аналогично, для момента центробежной силы мы должны написать:

$$M_{ц} = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} r_{к} \beta \omega^2 \cos \beta = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} r_{к} \beta \omega^2 \sqrt{1 - \sin^2 \beta}. \qquad (21.2)$$

Так как угол β мал, то $\sin \beta \approx \beta$. Согласно известной формуле приближенных вычислений выражение $\sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \sqrt{1 - \beta^2}$ можно заменить более простым $1 - \frac{\beta^2}{2}$. Тогда предыдущие формулы запишутся в таком виде:

$$F_{ц} = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} \omega^2 \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) \qquad (21.3)$$

и

$$M_{ц} = \frac{G_{л}}{g} r_{ц.т} r_{к} \omega^2 \beta \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right). \qquad (21.4)$$

Величина β° достигает значения до $\sim 15^\circ$ или $\beta \approx \frac{1}{4}$. Следовательно, ошибка получается для силы и момента порядка $\frac{\beta^2}{2} = \frac{1}{32} \approx$ $\approx 0{,}03$ или 3%. Нужно заметить, что в заднем положении лопасть имеет $\beta^\circ \approx 0^\circ$ и, следовательно, при работе несущего винта возникают пульсации центробежной силы в 3%. Центробежная сила у несущих винтов велика и доходит до десятков тонн, а пульсация силы может достигнуть 1000 *кг*, что в свою очередь может вызвать вибрации в целом ряде конструктивных элементов вертолета.

Характер этих вибраций легко получить, подставив в предыдущие формулы величину β^2 в развернутом виде, т. е.

$$\beta^2 = (a_0 - a_1 \cos\psi - b_1 \sin\psi)^2 =$$

$$= a_0^2 + \frac{a_1^2}{2} + \frac{b_1^2}{2} - 2a_0a_1 \cos\psi - 2a_0b_1 \sin\psi + \left(\frac{a_1^2}{2} - \frac{b_1^2}{2}\right)\cos 2\psi +$$

$$+ a_1b_1 \sin 2\psi, \qquad (21.5)$$

т. е. величина β^2 изменяется, имея первые и вторые гармоники. Если у несущего винта $a_0 = 0$, как это имеет место при качающейся втулке, то остаются лишь вторые гармоники. Следовательно, опасными могут быть не только те детали вертолета, у которых собственная частота равна числу оборотов несущего винта, но и вторые и даже высшие гармоники.

Если ввести более сложные выражения для $M_ц$ в расчет, то уравнение махового движения нужно будет писать с тремя и даже четырьмя гармониками, что чрезвычайно осложняет все формулы. Поэтому на практике и ограничиваются обычно первыми гармониками и лишь иногда пользуются вторыми, а расчеты уточняют с помощью поправочных коэффициентов.

§ 21.2. КОРИОЛИСОВА СИЛА И ЕЕ МОМЕНТ

Кориолисовы силы инерции связаны с наличием у элементов лопасти линейных скоростей взмаха V_β, равных $r\dot{\beta}$. Мы здесь считаем, что вертикальные шарниры у лопастей отсутствуют. Скорость $r\dot{\beta}$ образует с вектором ω угол β (фиг. 21.2).

Величину силы Кориолиса, действующей на элемент, находим по известной формуле

$$dK = dm \cdot 2\omega V_\beta \sin\beta,$$

или

$$dK = dm \cdot 2\omega r\dot{\beta} \sin\beta. \qquad (21.6)$$

Положительное направление этой силы считаем совпадающим с направлением вращения элемента около оси Oy_1.

Ввиду малости угла β последнее выражение можно переписать в таком виде:

$$dK = 2\omega\beta\dot{\beta}\, r\, dm,$$

и полная сила будет равна

$$K = 2\omega\beta\dot{\beta}\int_0^R r\, dm = 2\omega\beta\dot{\beta}\, U_0. \qquad (21.7)$$

Здесь U_0 — статический момент масс лопасти около оси ГШ несущего винта. Его можно вычислить по формуле

$$U_0 = \frac{G_л}{g} r_{ц.т}. \qquad (21.8)$$

Момент этой силы относительно оси несущего винта будет равен

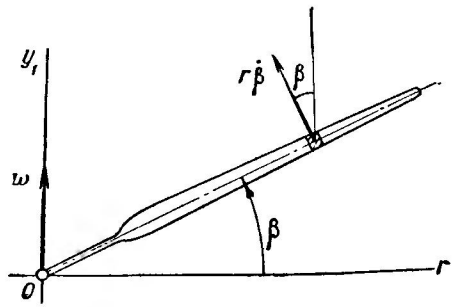
$$M_K = \int_0^R r\cos\beta\, dK = 2\omega\beta\dot{\beta}\int_0^R r^2\, dm.$$

Замечая, что

$$\int_0^R r^2\, dm = J_0 = \frac{G_л}{g} r_i^2,$$

получим окончательно

$$M_K = 2J_0\omega\beta\dot{\beta} = 2\frac{G_л}{g} r_i^2\omega\beta\dot{\beta}. \qquad (21.9)$$



Фиг. 21.2. Сила Кориолиса, действующая на элемент лопасти.

Из выражения для силы K и ее момента M_K видно, что ее, как и центробежную силу, нужно вычислять по радиусу $r_{ц.т}$, но прикладывать надо в центре качания.

Эту формулу можно написать в развернутом виде, введя в нее величины β и $\dot{\beta}$, т. е.

$$\frac{\beta\dot{\beta}}{\omega} = (a_0 - a_1\cos\psi - b_1\sin\psi)(a_1\sin\psi - b_1\cos\psi) =$$

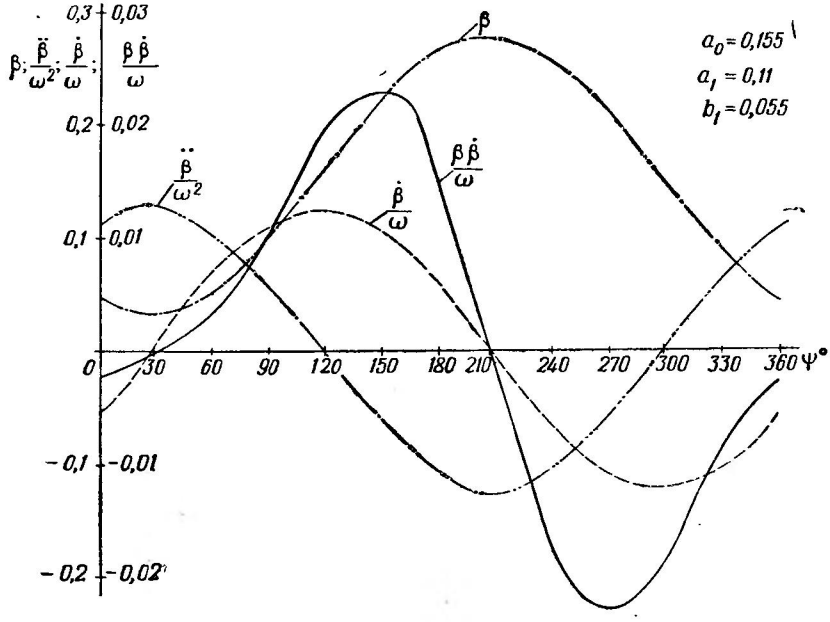
$$= -a_0b_1\cos\psi + a_0a_1\sin\psi + a_1b_1\cos 2\psi +$$

$$+ \frac{1}{2}(b_1^2 - a_1^2)\sin 2\psi. \qquad (21.10)$$

Таким образом, полная сила Кориолиса и ее момент пульсируют по первой и второй гармоникам. На фиг. 21.3 построены кривые для β, $\frac{\dot{\beta}}{\omega}$, $\frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}$ и $\frac{\beta\dot{\beta}}{\omega}$ для частного случая, когда $a_0 = 0{,}155$; $a_1 = -0{,}11$ и $b_1 = 0{,}055$. Как видим, величина $\frac{\beta\dot{\beta}}{\omega}$ достигает примерно

максимальных значений $\frac{\beta\dot{\beta}}{\omega}=0{,}022$ при $\psi\approx 150^\circ$ и $\frac{\beta\dot{\beta}}{\omega}=-0{,}022$ при $\psi=270^\circ$.

Возьмем в качестве примера несущий винт с такими параметрами: $D=20$ *м*; $N=1200$ *л. с.*; $G_л=150$ *кг*; $\omega=20$ 1/сек; $n\approx 200$ об/мин; $\sum r_i^2=30$ *м*^{2}.



Фиг. 21.3. Изменение величин β, $\frac{\dot{\beta}}{\omega}$, $\frac{\ddot{\beta}}{\omega^2}$ и $\frac{\beta\dot{\beta}}{\omega}$ по азимуту.

Момент кориолисовой силы очень велик и для указанного примера он доходит до значения

$$M_K=2\frac{G_л}{g}r_i^2\omega^2\frac{\beta\dot{\beta}}{\omega}=\frac{150}{9{,}81}30\cdot 20^2\cdot 0{,}022\approx 8000\ кгм.$$

За время оборота эта величина изменяется в пределах

$$M_K=\pm 8000\ кгм.$$

Средний крутящий момент у несущего винта с указанными параметрами равен

$$M_к=716{,}2\frac{N}{n}=716{,}2\frac{1200}{200}\approx 4300\ кгм.$$

Следовательно, момент кориолисовых сил для одной лопасти имеет порядок двойной величины среднего крутящего момента на валу несущего винта.

По принципу Даламбера мы можем написать, что сумма мгновенных значений крутящего $M_к$, кориолисова M_K и аэродинамического моментов равна нулю, т. е.

$$M_к + M_K + M_{y1} = 0. \tag{21.11}$$

Отсюда мгновенный крутящий момент, действующий на одну лопасть, будет равен

$$M_к = -M_K - M_{y1}. \tag{21.12}$$

Величины M_A и M_{y1} нужно брать с их знаками, и тогда окончательный результат представится как алгебраическая сумма моментов сил аэродинамических и кориолисовых. Получающийся результат зависит от формы несущего винта и конкретных значений всех величин, входящих в формулы для M_K и M_{y1} [см. формулы (21.9) и (18.38)].

Подробный разбор получающихся при этом соотношений составляет задачу расчета несущего винта на прочность и в этой книге рассматриваться не будет.

Заметим, что для уменьшения эффекта сил Кориолиса часто делают у лопастей несущих винтов вертикальные шарниры, что было уже описано в гл. 3. Теория движения лопастей с вертикальным шарниром и демпфером очень сложна, так как силы Кориолиса в этом случае будут во время движения лопасти изменять свое направление, а демпфер, особенно фрикционный, вносит большие математические осложнения во все формулы. Наиболее полное исследование таких лопастей было произведено А. П. Проскуряковым в его работе «Колебание лопасти автожира относительно вертикального шарнира», ЦАГИ, выпуск 379, 1938 г. К этой работе мы и отсылаем читателей.

Примечание. Момент от сил Кориолиса при отсутствии ВШ легко найти по теореме о производной главного момента количества движения масс несущего винта. Этот момент L равен, как известно,

$$L = J_{0\,y1}\omega,$$

где $J_{0\,y1}$ – момент инерции лопасти относительно оси Oy_1. Если обозначить момент ее отклоненной на угол β лопасти через J_0, то у отклоненной лопасти он будет равен $J_{0\,y1} = J_0 \cos^2\beta$. Возникающий при этом момент сил Кориолиса будет равен

$$M_K = \frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt} J_0\omega\cos^2\beta = J_0\omega 2\cos\beta\sin\beta\frac{d\beta}{dt}.$$

Величина $\frac{d\beta}{dt} = \dot{\beta}$; $\cos\beta \approx 1$; $\sin\beta \approx \beta$ и мы получаем:

$$M_K = 2J_0\omega\beta\dot{\beta},$$

т. е. прежнюю формулу (21.9).

§ 21.3. СИЛА ИНЕРЦИИ ОТ ВЗМАХА ЛОПАСТЕЙ

Эта сила действует перпендикулярно к оси лопастей. Она, очевидно, равна для элемента лопасти

$$dP_{\text{и}} = -dm \cdot r\ddot{\beta}.$$

Знак минус показывает, что эта сила направлена обратно ускорению элемента $r\ddot{\beta}$.

Для всей лопасти получим

$$P_{\text{и}} = -\ddot{\beta}\int_0^R dm \cdot r = -\ddot{\beta}U_0, \tag{21.13}$$

где U_0 — статический момент лопасти, равный $\frac{G_{\text{л}}}{g} r_{\text{ц.т}}$. Введя эту величину в формулы для $P_{\text{и}}$, получим окончательно:

$$P_{\text{и}} = -\frac{G_{\text{л}}}{g} r_{\text{ц.т}} \ddot{\zeta}. \tag{21.14}$$

Элементарный момент силы $dP_{\text{и}}$ относительно горизонтального шарнира будет таким:

$$dM_P = r\,dP_{\text{и}} = -dm \cdot r^2\ddot{\beta},$$

и полный момент найдется из выражения

$$M_P = -\ddot{\beta}\int_0^R r^2\,dm = -J_0\ddot{\beta}. \tag{21.15}$$

Эту величину мы уже получили ранее [см. формулу (18.2)]. Подставляя в нее и в формулу для силы $P_{\text{и}}$ выражение $\ddot{\beta} = \omega^2(a_1 \cos\psi + b_1 \sin\psi)$, получим окончательно

$$P_{\text{и}} = -\frac{G_{\text{л}}}{g} r_{\text{ц.т}}\omega^2 (a_1 \cos\psi + b_1 \sin\psi) \tag{21.16}$$

и

$$M_P = -\frac{G_{\text{л}}}{g} r_i^2\omega^2 (a_1 \cos\psi + b_1 \sin\psi), \tag{21.17}$$

т. е. и сила $P_{\text{и}}$ и ее момент M_P изменяются по первой гармонике. Сила $P_{\text{и}}$ должна, как и центробежная сила, вычисляться по $r_{\text{ц.т}}$, но прикладываться в центре качания, т. е. на радиусе $r_{\text{к}} = \frac{r_i^2}{r_{\text{ц.т}}}$.

Порядок этой силы для того же примера таков:

$$P_{и}=\frac{G_{л}}{g}r_{ц.т}\omega^{2}\frac{\ddot{\beta}}{\omega^{2}}=\frac{150}{g}5\cdot 400\cdot 0{,}1228\approx 3750\ кг,$$

т. е. величина порядка силы тяги, приходящейся на одну лопасть.

Если обозначить мгновенную силу, действующую по оси Oy_1 на горизонтальный шарнир, через $P_{гш}$, то на лопасть будет действовать обратная сила $-P_{гш}$ и, применяя принцип Даламбера, можно написать:

$$-P_{гш}+T_1+P_{и}=0.$$

Здесь мы приняли, что $\cos\beta=1$. Отсюда

$$P_{гш}=T_1+P_{и}.$$

Мгновенная сила тяги T_1 и инерционная сила $P_{и}$ направлены почти всюду в разные стороны и их эффект в значительной мере компенсируется. Окончательный результат зависит от частных условий работы несущего винта, веса его лопастей, снимаемой с него тяги и от того, со сколькими гармониками велся расчет силы тяги и аэродинамического момента.

§ 21.4. УРАВНОВЕШИВАНИЕ ГАРМОНИК НА ВТУЛКЕ НЕСУЩЕГО ВИНТА

В предыдущих разделах этой книги мы определяли мгновенную величину различных сил и моментов, действующих на отдельные лопасти. Эти силы и моменты можно было, как мы видели, представлять в виде усеченного тригонометрического ряда, т. е. любая величина Q разлагалась на гармоники и представлялась в виде:

$$Q=A_0-A_1\cos\psi-B_1\sin\psi-$$
$$-A_2\cos 2\psi-B_2\sin 2\psi-$$
$$-A_3\cos 3\psi-B_3\sin 3\psi-\ldots \qquad (21.18)$$

Обычно брались первая, вторая и третья гармоники, в зависимости от сложности величины. Величины эти обычно разлагались по осям координат. При наличии k лопастей на втулку несущего винта действовало k таких сил и моментов. Суммируя их величину, мы получали частичное уравновешивание и остаток всех этих воздействий позволял судить о степени балансировки несущего винта той или иной системы.

Мы рассмотрим теперь, что получается при таком суммировании при $k=2$, 3 и 4.

Двухлопастный несущий винт

Обозначим азимуты первой лопасти через ψ; тогда вторая лопасть, идущая впереди, будет иметь азимут $\psi+\pi$. Вычислим теперь суммарный эффект лопастей и получим:

$$\begin{aligned} Q' = Q_1 + Q_2 = 2A_0 - \\ -A_1[\cos\psi + \cos(\psi+\pi)] - \\ -B_1[\sin\psi + \sin(\psi+\pi)] - \\ -A_2[\cos 2\psi + \cos(2\psi+2\pi)] - \\ -B_2[\sin 2\psi + \sin(2\psi+2\pi)] - \\ -A_3[\cos 3\psi + \cos(3\psi+3\pi)] - \\ -B_3[\sin 3\psi + \sin(3\psi+3\pi)] - \ldots \end{aligned}$$

Замечая, что:

$$\begin{gathered} \sin(\psi+\pi) = -\sin\psi; \\ \cos(\psi+\pi) = -\cos\psi; \\ \sin(2\psi+2\pi) = \sin 2\psi; \\ \cos(2\psi+2\pi) = \cos 2\psi; \\ \sin(3\psi+3\pi) = -\sin 3\psi; \\ \cos(3\psi+3\pi) = -\cos 3\psi \text{ и т. д.}, \end{gathered}$$

получим окончательно:

$$Q' = 2A_0 - 2A_2\cos 2\psi - 2B_2\sin 2\psi - 2A_4\cos 4\psi - 2B_4\sin 4\psi - \ldots,$$

т. е. в этом случае останется постоянная часть и четные гармоники.

Если бы требовалось вычислить разность усилий (например, моментов) двух лопастей, то получилось бы:

$$\begin{aligned} Q' = Q_1 - Q_2 = -2A_1\cos\psi - 2B_1\sin\psi - \\ -2A_3\cos 3\psi - 2B_3\sin 3\psi - \\ -2A_5\cos 5\psi - 2B_5\sin 5\psi - \ldots, \end{aligned}$$

т. е. пропал бы постоянный член и остались бы нечетные гармоники. Мы уже встретились с таким случаем у несущего винта с качающейся втулкой, где остались лишь третьи гармоники.

Трехлопастный несущий винт

В этом случае, когда первая лопасть имеет азимут ψ, вторая будет иметь $\psi+\frac{2\pi}{3}$ и третья $\psi+\frac{4}{3}\pi$.

Тогда при суммировании получим

$$Q' = Q_1 + Q_2 + Q_3 = 3A_0 -$$

$$- A_1\left[\cos\psi + \cos\left(\psi + \frac{2}{3}\pi\right) + \cos\left(\psi + \frac{4}{3}\pi\right)\right] -$$

$$- B_1\left[\sin\psi + \sin\left(\psi + \frac{2}{3}\pi\right) + \sin\left(\psi + \frac{4}{3}\pi\right)\right] -$$

$$- A_2\left[\cos 2\psi + \cos\left(2\psi + \frac{4}{3}\pi\right) + \cos\left(2\psi + \frac{8}{3}\pi\right)\right] -$$

$$- B_2\left[\sin 2\psi + \sin\left(2\psi + \frac{4}{3}\pi\right) + \sin\left(2\psi + \frac{8}{3}\pi\right)\right] -$$

$$- A_3\left[\cos 3\psi + \cos(3\psi + 2\pi) + \cos(3\psi + 4\pi)\right] -$$

$$- B_3\left[\sin 3\psi + \sin(3\psi + 2\pi) + \sin(3\psi + 4\pi)\right] - \ldots$$

Развернув косинусы и синусы сумм, получим после простых вычислений:

$$Q' = Q_1 + Q_2 + Q_3 =$$

$$= 3A_0 - 3A_3\cos 3\psi - 3B_3\sin 3\psi,$$

т. е. в сумме выпали все гармоники, кроме третьей и кратных ей. Легко показать, что это получается при любом числе лопастей k : k-тая и кратные ей гармоники сохраняются, если A_k и B_k не равны нулю.

Действительно, угол между лопастями будет в этом случае равен $\gamma = \frac{2\pi}{k}$ и для k-той гармоники можно написать:

$$-\left[A_k\cos k\psi + A_k\cos k\left(\psi + \frac{2\pi}{k}\right) + A_k\cos k\left(\psi + \frac{4\pi}{k}\right)\right] -$$

$$-\left[B_k\sin k\psi + B_k\sin k\left(\psi + \frac{2\pi}{k}\right) + B_k\sin k\left(\psi + \frac{4\pi}{k}\right)\right].$$

Развертывая синус и косинус сумм, получим

$$-A_k[\cos k\psi\ (\cos 2\pi + \cos 4\pi + \ldots) - \sin k\psi\ (\sin 2\pi +$$

$$+ \sin 4\pi + \ldots)] - B_k[\cos 2\psi\ (\cos 2\pi + \cos 4\pi + \ldots) - \cos 2\psi\ (\sin 2\pi +$$

$$+ \sin 4\pi + \ldots)] = -k A_k\cos k\psi - k B_k\sin k\psi.$$

Следовательно, при сложении всегда сохраняется k-тая и кратные ей гармоники, если только A_k и B_k не равны нулю.

Изображение гармоник с помощью вращающегося вектора

Очень часто, как известно, периодически изменяющиеся величины представляют с помощью векторных диаграмм. Особенно удобен этот способ для изображения функций, разлагаемых в ряды Фурье. Некоторые авторы широко применяют такой прием в теории несущего винта.

Пусть какая-либо функция задана выражением

$$Q = Q_0 + A_1 \cos\psi + B_1 \sin\psi + \\ + A_2 \cos 2\psi + B_2 \sin 2\psi + \ldots$$

Вводим величины $C_1 = \sqrt{A_1^2 + B_1^2}$; $C_2 = \sqrt{A_2^2 + B_2^2}$; . . .

. . . $C_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}$,

и пишем предыдущее выражение в таком виде:

$$Q = Q + C_1 \frac{A_1}{C_1} \cos\psi + C_1 \frac{B_1}{C_1} \sin\psi + \\ + C_2 \frac{A_2}{C_2} \cos 2\psi + C_2 \frac{B_2}{C_2} \sin 2\psi + \ldots \\ \ldots + C_k \frac{A_k}{C_k} \cos k\psi + C_k \frac{B_k}{C_k} \sin k\psi.$$

Введем следующие обозначения:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A_1}{C_1} = \sin\psi_1; \quad \frac{B_1}{C_1} = \cos\psi_1; \quad \frac{A_2}{C_2} = \sin 2\psi_2; \\ &\frac{B_2}{C_2} = \cos 2\psi_2 \ \ldots \ \frac{A_k}{C_k} = \sin k\psi_k \text{ и } \frac{B_k}{C_k} = \cos k\psi_k. \end{aligned}\right\} \qquad (21.19)$$

Это всегда можно сделать, выбрав фазовые углы ψ_1, ψ_2... ψ_k из соотношений:

$$\operatorname{tg}\psi_1 = \frac{A_1}{B_1}; \qquad \operatorname{tg} 2\psi_2 = \frac{A_2}{B_2}; \ \ldots; \quad \operatorname{tg} k\psi_k = \frac{A_k}{B_k}. \qquad (21.20)$$

Из этих же формул видно, что

$$\left.\begin{aligned} &C_1 = \sqrt{A_1^2 + B_1^2}; \quad C_2 = \sqrt{A_2^2 + B_2^2}; \ \ldots; \\ &C_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (21.21)$$

С помощью этих величин выражение для Q получит вид:

$$Q = Q_0 + C_1 (\sin\psi_1 \cos\psi + \cos\psi_1 \sin\psi) + \\ + C_2 (\sin 2\psi_2 \cos 2\psi + \cos 2\psi_2 \sin 2\psi) + \ldots + \\ + C_k (\sin k\psi_k \cos k\psi + \cos k\psi_k \sin k\psi).$$

Это выражение можно переписать окончательно в таком виде:

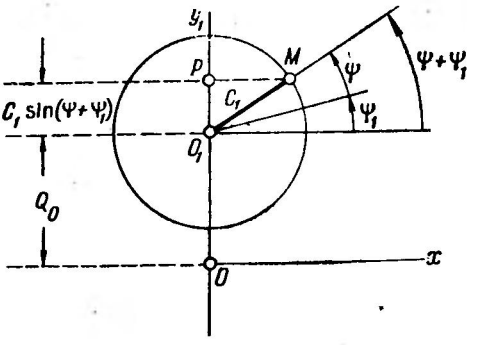
$$Q=Q_0+C_1\sin(\psi+\psi_1)+C_2\sin 2(\psi+\psi_2)+\ldots+$$
$$+C_k\sin k(\psi+\psi_k). \qquad (21.22)$$

Эта формула может быть очень наглядно представлена геометрически (фиг. 21.4). Если отложить по оси ординат на прямоугольных осях координат величину Q_0 и очертить около точки O_1 окружность радиусом $C_1=\sqrt{A_1^2+B_1^2}$, то радиус O_1M, образующий с осью абсцисс угол $\psi+\psi_1$, дает проекцию $C_1\sin(\psi+\psi_1)$, а полная ордината OP проекции точки M на ось Oy_1 дает величину

$$Q_0+C_1\sin(\psi+\psi_1).$$

Следовательно, подвижная точка M будет при вращении со скоростью ω давать величину Q с точностью до первых гармоник. Такой же результат получится и для второй гармоники, но вектор C_2 будет вращаться с двойной угловой скоростью, так как его аргумент равен $2(\psi+\psi_2)$.

При определении суммарного эффекта от k лопастей нужно сложить проекции k точек M_1, M_2 . . . M_k, образующих друг с другом угол, равный для первой гармоники $\gamma_1=\frac{2\pi}{k}$, для второй гармоники угол $\gamma_2=2\frac{2\pi}{k}=2\gamma_1$ и для k-той гармоники угол $\gamma_k=k\frac{2\pi}{k}=2\pi$.

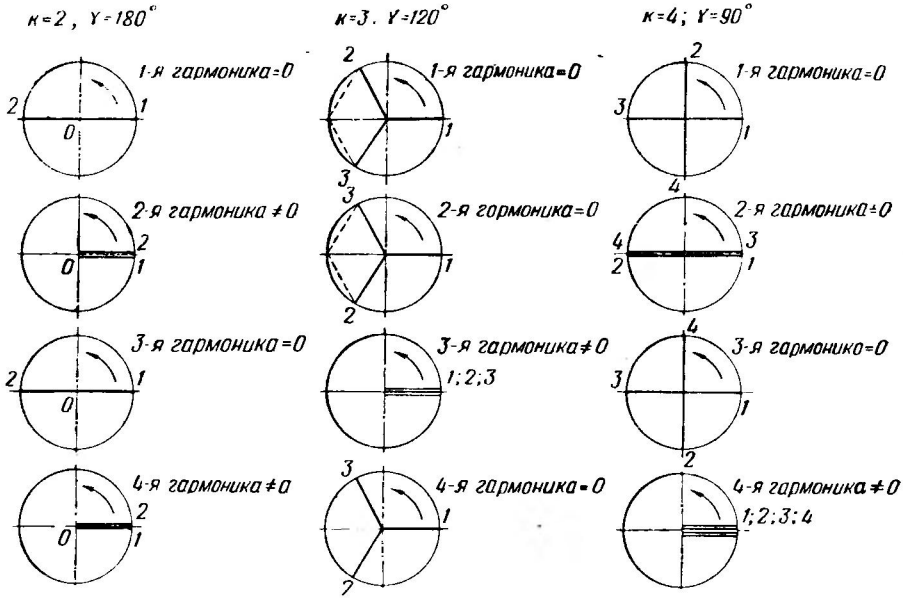


Фиг. 21.4. Графическое изображение функции $Q=Q_0+C_1\sin(\psi+\psi_1)$.

Вместо проектирования точек M_1, M_2... M_k можно сложить векторы геометрически и проектировать суммарный вектор на ось ординат. Вращая такой вектор для первой гармоники со скоростью ω, для второй со скоростью 2ω и т. д., мы можем сразу судить, уравновешиваются ли передающиеся на втулку воздействия отдельных лопастей или не уравновешиваются.

На фиг. 21.5 изображены результаты, получающиеся для разного числа лопастей. Из расположения векторов C_1, C_2 и т. д. видим, что при двух лопастях $\gamma=\frac{2\pi}{k}=\pi$ и четные гармоники будут складываться, а нечетные будут уравновешены. При трех лопастях $\gamma=\frac{2\pi}{3}$ и $\gamma^\circ=120^\circ$. Суммарный вектор для первых гармоник для

второй и третьей лопастей равен C_1 и направлен прямо противоположно вектору C_1 первой лопасти. Следовательно, при $k=3$ первые гармоники полностью уравновешены, вторые гармоники оказываются также уравновешенными, но третьи гармоники складываются.



Фиг. 21.5. Сложение гармоник на втулке.

У четырехлопастного несущего винта $\gamma_1 = \frac{2\pi}{4} = \frac{\pi}{2}$, т. е. $\gamma_1° = 90°$, $\gamma_2° = 180°$ и т. д. Как видно из фиг. 21.5, здесь все гармоники, кроме гармоник, кратных четырем, уравновешены.

Этот способ изображения сложения различных гармоник очень нагляден. Однако степень неуравновешенности зависит от величины C_k: если с помощью соответствующего подбора параметров несущего винта она сделана близкой к нулю, то и суммарный вектор будет малым и не сможет вызвать заметных вибраций.

Окончательный результат

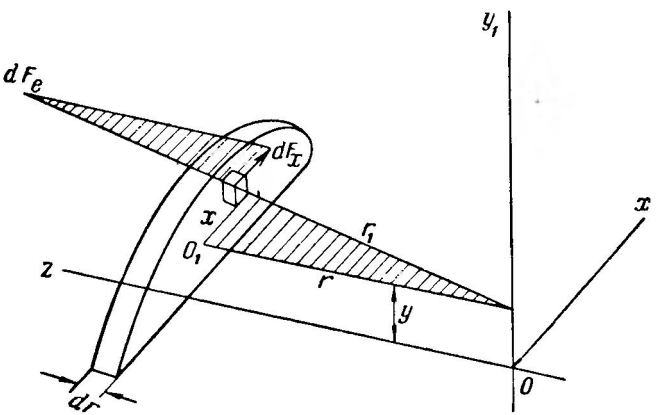
На крепления лопасти ко втулке будут действовать и аэродинамические силы и инерционные. И те и другие зависят от азимута, причем в некоторых случаях существенными являются в их выражениях члены с третьей гармоникой. Это очень усложняет все точные расчеты. Кроме того, эти выражения зависят от формы лопасти, ее закрутки, угла φ_7, установки автомата-перекоса (φ_1 и φ_2) и от распределения масс в самой лопасти.

Поэтому дать готовые окончательные результаты не представляется возможным и нужно в каждом частном случае выводить описанными методами величину всех сил и моментов.

§ 21.5. МОМЕНТ СИЛ ИНЕРЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРОДОЛЬНОЙ ОСИ ЛОПАСТИ

Центробежные силы, действующие на элементы лопасти, вызывают скручивающий лопасть момент, стремящийся поставить ее на меньший угол установки.

На фиг. 21.6 изображен выделенный на радиусе r элемент лопасти с длиной dr. Он вращается около оси несущего винта Oy_1 с угловой скоростью ω. Если на этом профиле выделить элемент



Фиг. 21.6. Скручивающий момент центробежных сил.

объема $dx\,dy\,dr$ с массой dm, то на него будет действовать по направлению радиуса r_1 (а не r) центробежная сила, равная

$$dF_e = dm \cdot r_1 \omega^2.$$

Проекцию dF_x этой силы на ось Ox получим, рассмотрев геометрически подобные треугольники, заштрихованные на фиг. 21.6, для чего пишем

$$dF_x : dF_e = x : r_1,$$

отсюда

$$dF_x = \frac{x}{r_1} dF_e.$$

Подставляя в это выражение силу $dF_e = dm \cdot r_1 \omega^2$, получим:

$$dF_x = dm \cdot x \omega^2.$$

Эта сила дает относительно оси лопасти Oz момент, равный

$$dM_{xy} = dF_x \cdot y = dm \cdot xy \omega^2. \qquad (21.23)$$

Полный момент получится суммированием моментов по всем сечениям и по длине лопасти, т. е.

$$M_{xy}=\omega^2\int_r^R\int_f dm\cdot xy=\omega^2 J_{xy}. \qquad (21.24)$$

Последняя величина J_{xy} представляет собой центробежный момент всех масс выделенной радиусами R и r части лопасти. Беря разные значения r, можно получить изменение скручивающего момента по длине лопасти.

Для практических расчетов удобно писать последнее выражение, подставив в него массу элементарного объема в таком виде:

$$dm=\rho_m\,dx\,dy\,dr, \qquad (21.25)$$

где ρ_m — массовая плотность, обычно средняя для выделенного элемента лопасти, так как ρ_m несколько изменяется по длине лопасти, а $dx\,dy\,dr$ — объем этого элемента.

Подставляя это выражение в формулу (21.24), получим

$$M_{xy}=\omega^2\int_r^R dr\,\rho_m\int_f dx\,dy\,xy.$$

Величина

$$\int_f dx\,dy\,xy=J_{f\cdot xy} \qquad (21.26)$$

есть центробежный момент площади сечения профиля. На практике, чтобы не пользоваться средним для всей лопасти значением ρ_m, обычно лопасть разбивают на несколько частей и тогда

$$M_{xy}=\omega^2\int_{r_1}^{R}\rho_m\Delta r J_{f\cdot xy}+\omega^2\int_{r_2}^{r_1}\rho_m\Delta r J_{f\cdot xy}+\ldots=\omega^2\sum\rho_m\Delta r J_{f\cdot xy}. \qquad (21.27)$$

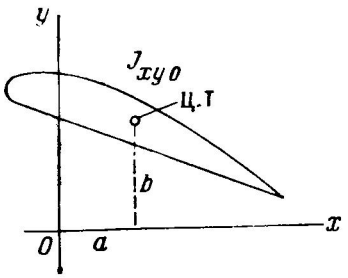
В работе лопасть изгибается и тогда ее сечения отходят от ее продольной оси. Пусть момент $J_{xy\cdot 0}$ обозначает центробежный момент инерции относительно оси, проходящей через центр тяжести сечения; a и b — координаты этого центра относительно произвольной оси и f — площадь этого сечения. Тогда, как известно из механики, центробежный момент инерции сечения относительно оси будет равен

$$J_{xy}=J_{xy\cdot 0}+F\cdot ab. \qquad (21.28)$$

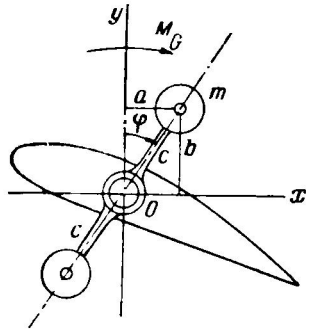
Следовательно, прогиб лопасти может очень сильно изменить a и b и величину J_{xy}, а следовательно, и M_{xy}. Поэтому рассчитывать M_{xy} нужно, задавшись хотя бы приблизительно величиной прогиба лопасти. Этот момент прибавляется алгебраически к аэродинамическому скручивающему моменту (см. фиг. 21.7) и может вызвать заметное дополнительное закручивание лопастей и нарушение всей аэродинамики несущего винта.

Наибольшей величины M_{xy} достигает у втулки. Он сильно нагружает механизм АП. Для уменьшения этого момента на лонжероне лопасти у втулки устанавливают иногда контргрузы (фиг. 21.8) с массами m. Тогда они дадут центробежный момент обратного знака, равный

$$M_G = 2mab\omega^2. \tag{21.29}$$



Фиг. 21.7. Центробежный момент лопастн относнтельно ее продольной оси.



Фиг. 21.8. Контргрузы на лопастях.

Если обозначить расстояние, на котором находятся эти грузы от продольной оси, через c, то при отклонении их на угол φ мы получим

$$a = c\sin\varphi;$$

$$b = c\cos\varphi,$$

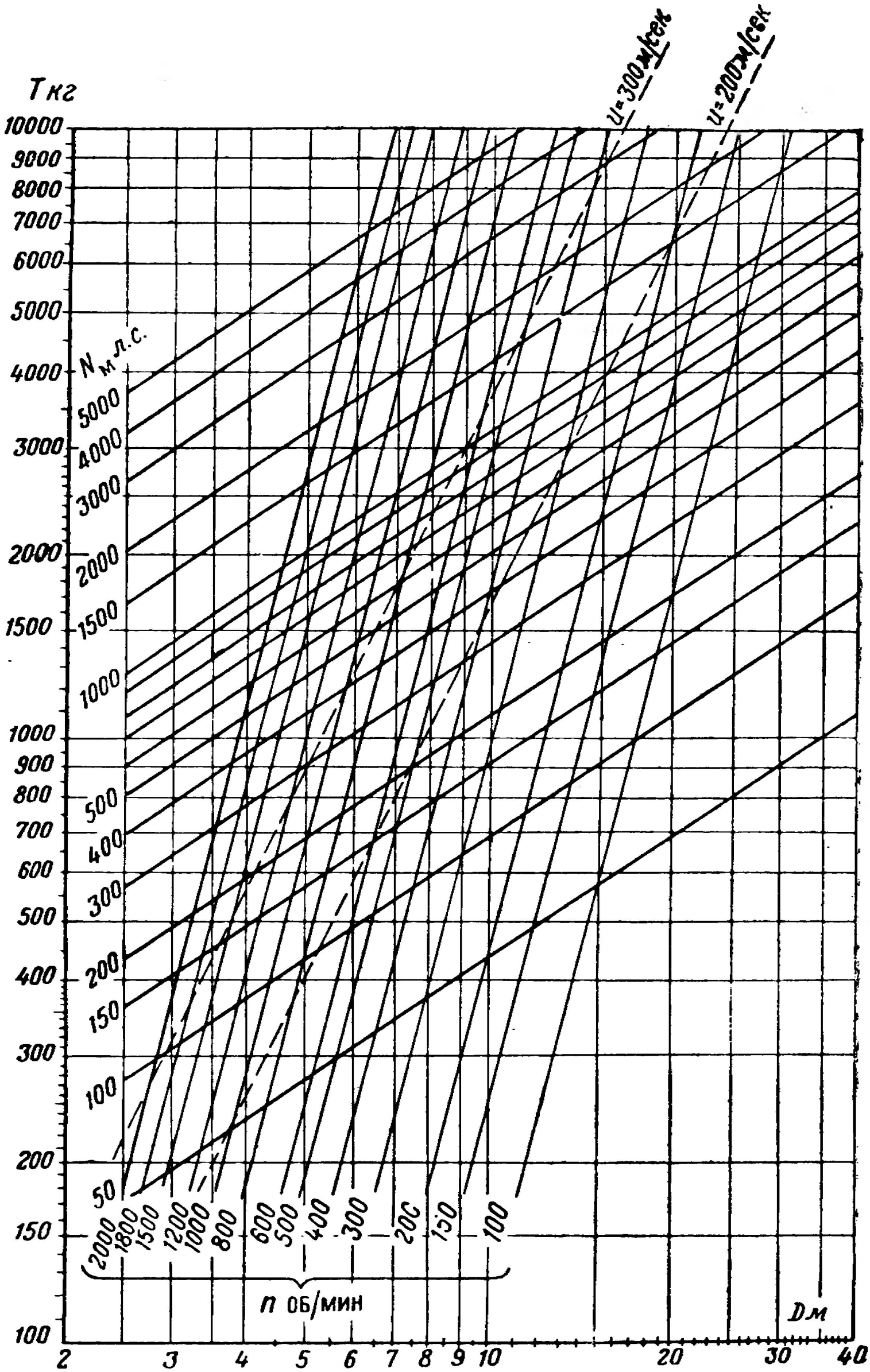
и тогда

$$M_G = 2mc^2\omega^2\sin\varphi\cos\varphi = mc^2\sin 2\varphi\omega^2. \tag{21.30}$$

Этот момент достигает максимальной величины при $\varphi = 45°$. Такие контргрузы встречаются на некоторых тяжелых вертолетах и у гребных винтов.

Приложение 1

ГРАФИК ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛЫ ТЯГИ ПО ФОРМУЛЕ Н. Е. ЖУКОВСКОГО СО СТЕПЕНЬЮ $^2/_3$ ПРИ $a_м = 18$.



Приложение 2

ВЕЛИЧИНЫ D, R, R^4, R^5 и F

D	R	R^4	R^5	F	D	R	R^4	R^5	F
0,4	0,2	0,0016	0,00032	0,1257	7,8	3,9	231,3	902,2	47,784
0,6	0,3	0,0081	0,00729	0,2827	8,0	4,0	256,0	1024	50,265
0,8	0,4	0,0256	0,0102	0,5027	8,2	4,1	282,6	1159	52,810
1,0	0,5	0,0625	0,0313	0,7854	8,4	4,2	311,2	1307	55,418
1,2	0,6	0,1296	0,0778	1,131	8,6	4,3	341,9	1470	58,088
1,4	0,7	0,2401	0,1681	1,539	8,8	4,4	374,8	1649	60,821
1,6	0,8	0,4096	0,3277	2,011	9,0	4,5	410,1	1845	63,617
1,8	0,9	0,6561	0,5905	2,545	9,2	4,6	447,8	2060	66,476
2,0	1,0	1,000	1,000	3,142	9,4	4,7	488,0	2294	69,398
2,2	1,1	1,464	1,610	3,801	9,6	4,8	530,8	2548	72,382
2,4	1,2	2,074	2,488	4,524	9,8	4,9	576,5	2825	75,430
2,6	1,3	2,856	3,713	5,309	10,0	5,0	625,0	3125	78,540
2,8	1,4	3,986	5,378	6,157	10,5	5,25	758,7	3988,3	86,590
3,0	1,5	5,062	7,594	7,068	11,0	5,5	915,04	5032,8	95,033
3,2	1,6	6,553	10,49	8,042	11,5	5,75	1093,1	6285,5	103,869
3,4	1,7	8,352	14,20	9,079	12,0	6,0	1296	7776	113,097
3,6	1,8	10,49	18,89	10,179	12,5	6,25	1525,8	9536,7	122,718
3,8	1,9	13,03	24,67	11,341	13,0	6,50	1785,0	11602	132,732
4,0	2,0	16,00	32,00	12,566	13,5	6,75	2075,9	14012	143,139
4,2	2,1	19,45	40,84	13,854	14,0	7,0	2401,0	16807	153,938
4,4	2,2	23,43	51,53	15,205	14,5	7,25	2762,8	20030	165,130
4,6	2,3	27,99	64,38	16,619	15,0	7,5	3164	23730	176,715
4,8	2,4	33,18	79,63	18,096	16,0	8,0	4096	32768	201,062
5,0	2,5	39,06	97,66	19,635	17,0	8,5	5220	44370	226,980
5,2	2,6	45,69	118,8	21,237	18,0	9,0	6561	59050	254,469
5,4	2,7	53,14	143,5	22,902	19,0	9,5	8145	77378	283,529
5,6	2,8	61,47	172,1	24,630	20,0	10,0	10000	10^5	314,159
5,8	2,9	70,73	205,1	26,421	21,0	10,5	12183	$12762 \cdot 10$	346,361
6,0	3,0	81,00	243,0	28,274	22,0	11,0	14641	$16105 \cdot 10$	380,133
6,2	3,1	92,35	286,3	30,191	23,0	11,5	17490	$20113 \cdot 10$	415,476
6,4	3,2	104,9	335,5	32,170	24,0	12,0	20736	$24883 \cdot 10$	452,389
6,6	3,3	118,6	391,3	34,212	25,0	12,5	24414	$30517 \cdot 10$	490,874
6,8	3,4	133,6	454,4	36,317	30,0	15,0	50625	$75938 \cdot 10$	706,859
7,0	3,5	150,1	525,3	38,485	35,0	17,5	93789	$16413 \cdot 10^2$	962,113
7,2	3,6	168,0	604,6	40,715	40,0	20,0	$16 \cdot 10^4$	$32 \cdot 10^5$	1256,64
7,4	3,7	187,4	693,4	43,008	45,0	22,5	$25629 \cdot 10$	$57665 \cdot 10^2$	1590,43
7,6	3,8	208,5	792,3	45,365	50,0	25,0	$39153 \cdot 10$	$97656 \cdot 10^2$	1963,50

Приложение 3

ВЕЛИЧИНЫ n, n_s, ω, ω^2 и ω^3

n	n_s	ω	ω^2	ω^3	n	n_s	ω	ω^2	ω^3
50	0,833	5,236	27,415	143,54	800	13,333	83,78	7019,1	58806·10
60	1,000	6,283	39,476	248,02	820	13,667	85,87	7373,6	63318·10
70	1,167	7,330	53,729	398,83	840	14,000	87,96	7737,0	68054·10
80	1,333	8,378	70,190	588,06	860	14,333	90,06	8110,8	73046·10
90	1,500	9,425	88,830	837,23	880	14,667	92,15	8491,6	78250·10
100	1,667	10,47	109,62	1147,7	900	15,000	94,25	8883,1	83723·10
110	1,833	11,52	132,71	1528,8	920	15,333	96,34	9281,4	89417·10
120	2,000	12,57	158,00	1986,1	940	15,667	98,44	9660,4	95393·10
130	2,167	13,61	185,23	2521,0	960	16,000	100,5	10100	10198·10^2
140	2,333	14,66	214,91	3150,6	980	16,333	102,6	10527	10800·10^2
150	2,500	15,71	246,80	3877,2	1000	16,667	104,7	10962	11477·10^2
160	2,667	16,76	280,89	4707,8	1020	17,000	106,8	11406	12210·10^2
170	2,833	17,80	316,84	5639,7	1040	17,333	108,9	11859	12915·10^2
180	3,000	18,85	355,32	6697,8	1060	17,667	111,0	12321	13739·10^2
190	3,167	19,90	396,01	7880,6	1080	18,000	113,1	12792	14467·10^2
200	3,333	20,94	438,38	9181,8	1100	18,333	115,2	13271	15288·10^2
210	3,500	21,99	483,56	10633	1150	19,167	120,4	14496	17453·10^2
220	3,667	23,04	530,84	12230	1200	20,00	125,7	15800	19861·10^2
230	3,833	24,09	580,32	13980	1250	20,833	130,9	17135	22429·10^2
240	4;000	25,13	631,51	15870	1300	21,667	136,1	18596	25210·10^2
250	4,167	26,18	685,39	17984	1350	22,50	141,4	19994	28271·10^3
260	4,333	27,23	741,47	20190	1400	23,333	146,6	21492	31507·10^2
270	4,500	28,27	799,19	22593	1450	24,167	151,8	23043	34980·10^2
280	4,667	29,32	862,59	25276	1500	25,000	157,1	24680	38773·10^2
290	4,833	30,37	922,33	28011	1550	25,833	162,3	26341	42752·10^2
300	5,000	31,42	987,21	31018	1600	26,667	167,6	28090	47078·10^2
320	5,333	33,51	1122,9	37629	1650	27,50	172,8	29860	51598·10^2
340	5,667	35,60	1267,3	45118	1700	28,333	178,0	31684	56398·10^2
360	6,000	37,70	1424,5	53583	1750	29,167	183,3	33599	61587·10^2
380	6,333	39,79	1583,2	62997	1800	30,00	188,5	35532	66978·10^2
400	6,667	41,89	1754,7	73507	1850	30,833	193,7	37520	72676·10^2
420	7,000	43,98	1934,2	85068	1900	31,667	199,0	39601	78806·10^2
440	7,333	46,08	2123,3	97845	1950	32,500	204,2	41698	85146·10^2
460	7,667	48,17	2320,3	11177·10	2000	33,333	209,4	43848	91817·10^2
480	8,000	50,27	2527,0	12704·10	2100	35,000	219,9	48356	10633·10^3
500	8,333	52,36	2741,5	14355·10	2200	36,667	230,4	53084	12259·10^3
520	8,667	54,45	2964,8	16180·10	2300	38,333	240,9	58033	13980·10^3
540	9,000	56,55	3197,9	18084·10	2400	40,000	251,3	63152	15870·10^3
560	9,333	58,64	3438,6	20164·10	2500	41,667	261,8	68539	17944·10^3
580	9,667	60,74	3689,3	22409·10	2600	43,333	272,3	74147	20190·10^3
600	10,000	62,83	3947,6	24803·10	2700	45,000	282,7	79919	22593·10^3
620	10,333	64,93	4215,9	27374·10	2800	46,667	293,2	85966	25205·10^3
640	10,667	67,02	4491,7	29690·10	2900	48,333	303,7	92234	28011·10^3
660	11,000	69,12	4777,6	33023·10	3000	50,000	314,2	98722	31018·10^3
680	11,333	71,21	5070,9	36110·10	3200	53,333	335,1	11229·10	37543·10^3
700	11,667	73,30	5372,9	39383·10	3400	56,667	356,0	12674·10	45118·10^3
720	12,000	75,40	5685,1	42866·10	3600	60,000	377,0	14213·10	53583·10^3
740	12,333	77,49	6004,7	46530·10	3800	63,333	397,9	15832·10	62997·10^3
760	12,667	79,60	6336,1	50436·10	4000	66,667	418,9	17548·10	73074·10^3
780	13,000	81,68	6671,6	54494·10					

Приложение 4

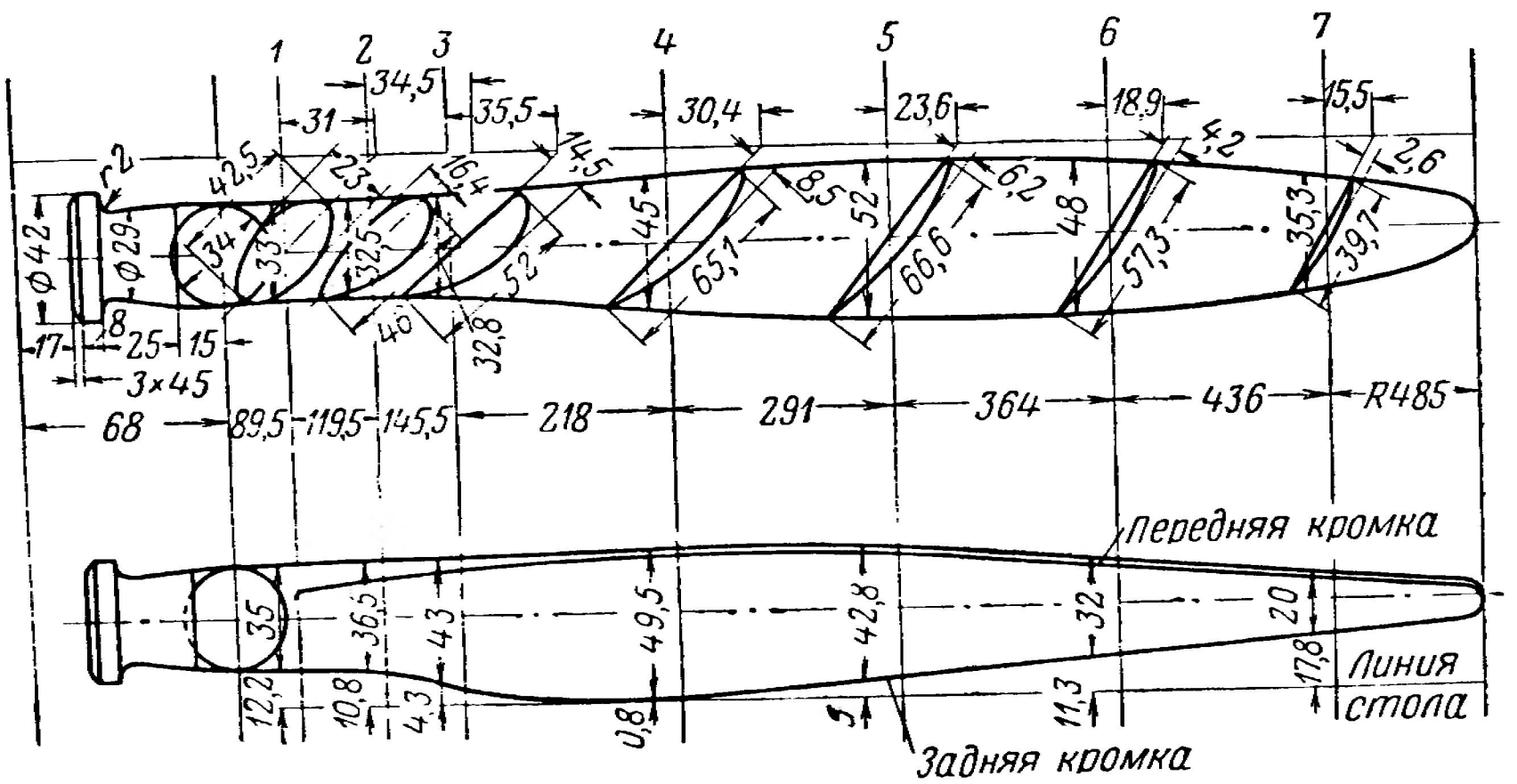
КРАТКАЯ ТАБЛИЦА МЕЖДУНАРОДНОЙ СТАНДАРТНОЙ АТМОСФЕРЫ (МСА)

H м	ρ кгсек²/м⁴	Δ	$\sqrt{\Delta}$	$\frac{p}{p_0}$	$t°$ C	a м/сек	$10^5 \cdot \nu$ м²/сек	A
—250	0,1280	1,0242	1,0112	1,0300	16,625	342,1	—	1,031
0	0,1250	1,0000	1,0000	1,0000	15,000	341,1	1,455	1,000
250	0,1220	0,9762	0,9880	0,9707	13,375	340,5	1,481	0,971
500	0,1191	0,9528	0,9761	0,9421	11,750	339,2	1,510	0,941
750	0,1162	0,9299	0,9643	0,9142	10,125	338,2	1,540	0,913
1000	0,1134	0,9074	0,9525	0,8870	8,500	337,2	1,572	0,885
1250	0,1106	0,8858	0,9415	0,8604	6,875	336,2	1,604	0,859
1500	0,1079	0,8637	0,9293	0,8345	5,250	335,3	1,660	0,832
1750	0,1053	0,8424	0,9178	0,8092	3,625	334,3	1,680	0,806
2000	0,1027	0,8216	0,9064	0,7845	2,000	333,3	1,710	0,781
2250	0,1001	0,8011	0,8950	0,7605	0,375	332,3	1,745	0,756
2500	0,0976	0,7810	0,8843	0,7370	—1,250	331,4	1,785	0,732
2750	0,0952	0,7613	0,7825	0,7141	—2,875	330,4	1,822	0,708
3000	0,0927	0,7420	0,8614	0,6918	—4,500	329,4	1,860	0,685
3500	0,0881	0,7046	0,8394	0,6490	—7,750	327,4	1,940	0,640
4000	0,0836	0,6686	0,8177	0,6082	—11,000	325,3	2,020	0,598
4500	0,0792	0,6340	0,7962	0,5696	—14,250	323,3	2,110	0,557
5000	0,0751	0,6008	0,7751	0,5330	—17,500	321,3	2,200	0,517
5500	0,0711	0,5689	0,7543	0,4983	—20,750	319,2	2,305	0,481
6000	0,0673	0,5384	0,7337	0,4655	—24,000	317,2	2,410	0,445
6500	0,0636	0,5091	0,7135	0,4344	—27,250	315,1	2,530	0,412
7000	0,0601	0,4810	0,6935	0,4051	—30,500	313,0	2,650	0,380
7500	0,0568	0,4542	0,6739	0,3773	—33,750	310,9	2,780	0,349
8000	0,0536	0,4285	0,6546	0,3512	—37,000	308,8	2,900	0,320
8500	0,0505	0,4040	0,6356	0,3265	—40,250	306,6	3,050	0,293
9000	0,0476	0,3806	0,6169	0,3032	—43,500	304,5	3,200	0,267
10000	0,0421	0,3367	0,5830	0,2607	—50,000	300,2	3,550	0,219
11000	0,0371	0,2968	0,5448	0,2232	—56,500	295,8	3,940	—
12000	0,0317	0,2535	0,5035	0,1906	—56,500	—	4,610	—
13000	0,0271	0,2165	0,4650	0,1628	—56,500	—	5,400	—
14000	0,0231	0,1849	0,4300	0,1390	—56,500	—	6,330	—
15000	0,0197	0,1579	0,3970	0,1187	—56,500	—	7,420	—

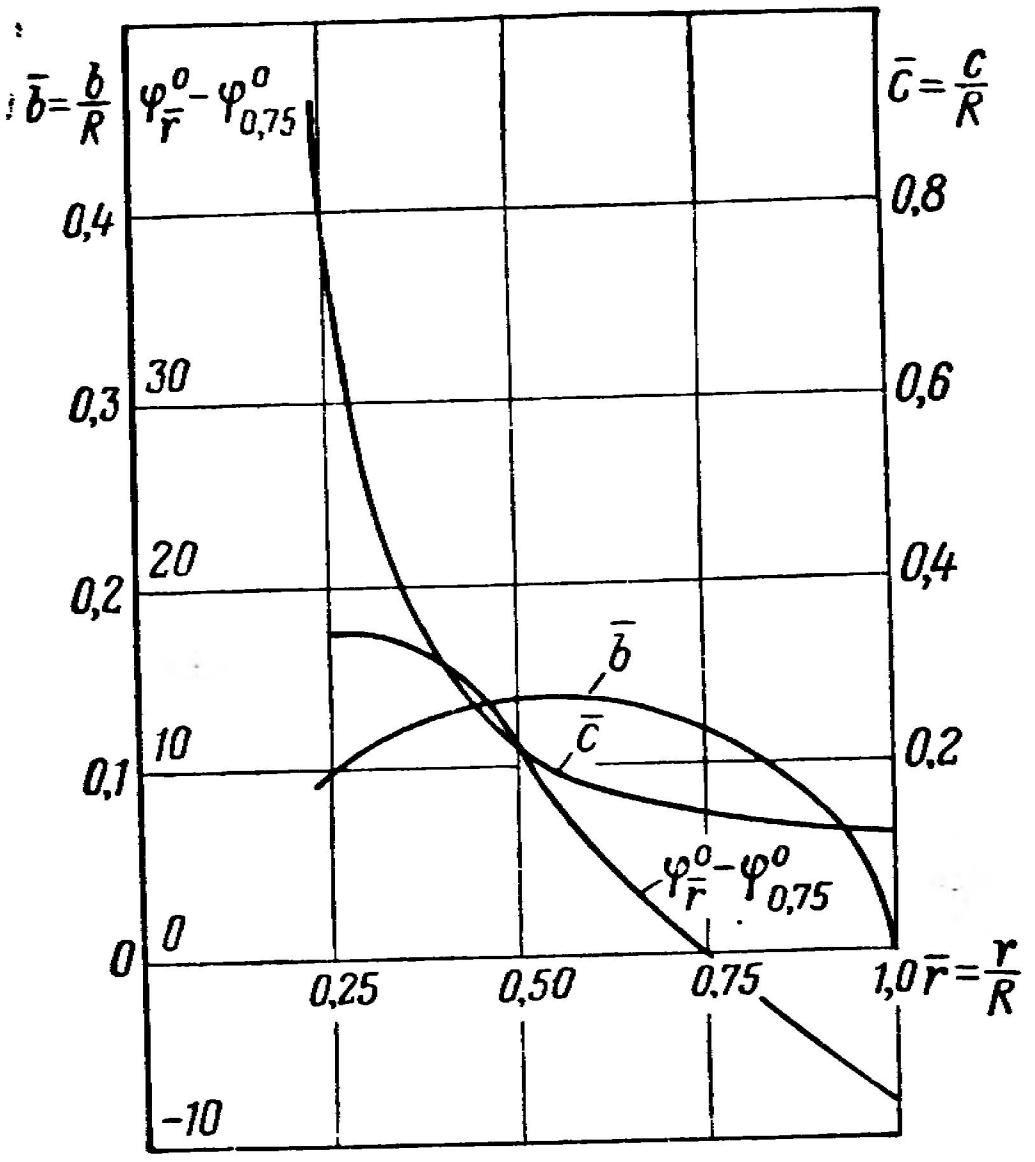
Приложение 5

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕХЛОПАСТНЫХ САМОЛЕТНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВИНТОВ ЦАГИ 3-СМВ-3 (СТАРЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ).

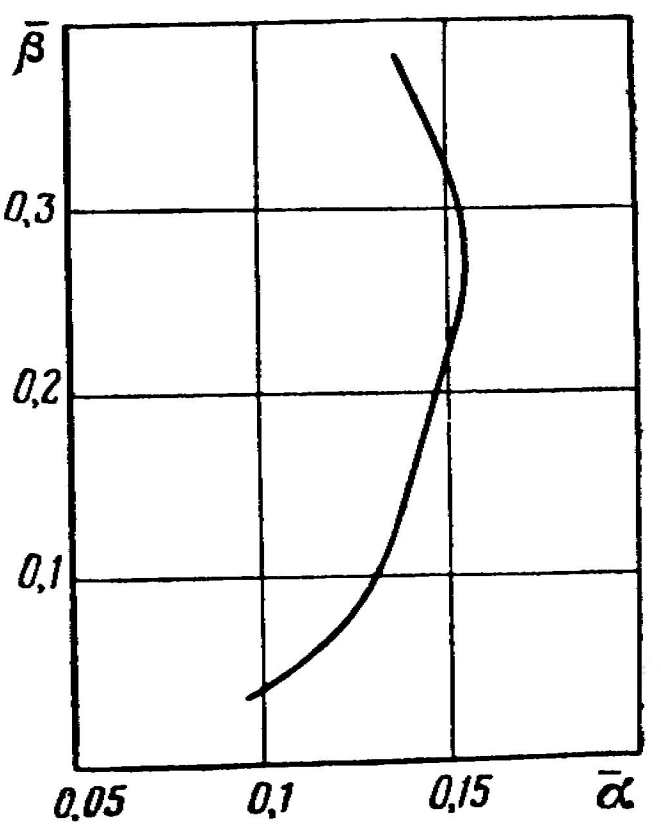
А)



Б)



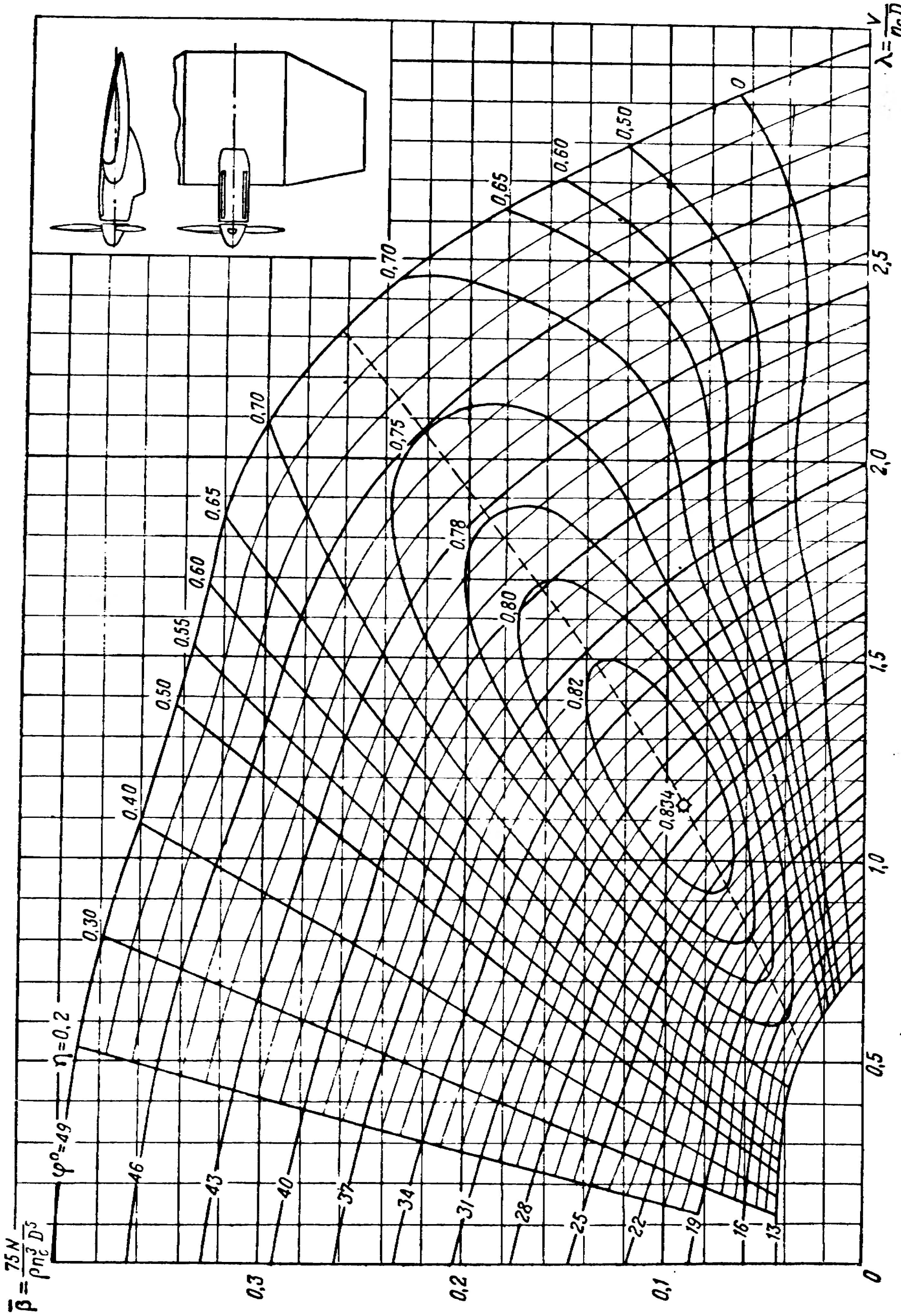
В)



А) — чертеж модели винта с размерами в *мм*; *Б)* — углы φ, $\bar{b}$ и $\bar{c}$ в зависимости от $\bar{r}$; *В)* — зависимость α от β при работе на месте; *Г)* — нормальная диаграмма семейства 3-СМВ-3 (опыты велись в присутствии модели крыла) (см. стр. 548).

Г)

Приложение 5



ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие 3
Введение 5
§ 0.1. Вертолет и его роль в авиации 5
§ 0.2. Предмет и метод курса аэродинамики вертолетов 8

Часть I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВЕРТОЛЕТАХ И ВИНТАХ

Глава 1. **Краткая история развития вертолетов и связанных с ними научных дисциплин** 13
§ 1.1. Предистория вертолетов 13
§ 1.2. Период накопления фактов и научных знаний, связанных с проблемой вертолета 22
§ 1.3. Создание летающих вертолетов в СССР 31
Глава 2. **Основные термины и обозначения, принятые в книге** 38
§ 2.1. Общие указания и пояснения 38
§ 2.2. Пояснения к некоторым терминам 40
§ 2.3. Список основных обозначений 41
Глава 3. **Общие сведения о воздушных винтах разного назначения** . . . 50
§ 3.1. Воздушные винты и их назначение 50
§ 3.2. Геометрия и кинематика винтов 54
§ 3.3. Гребные винты (пропеллеры) 69
§ 3.4. Несущие винты (роторы) 79
§ 3.5. Автомат-перекос 85
Глава 4. **Аэродинамические схемы вертолетов** 88
§ 4.1. Методы компенсации реактивного момента несущего винта 88
§ 4.2. Одновинтовая схема 89
§ 4.3. Двухвинтовые схемы 96
§ 4.4. Многовинтовые схемы 101
§ 4.5. Управление вертолетами и сообщение им горизонтальной скорости 104
§ 4.6. Крылатые вертолеты и конвертопланы 109
§ 4.7. Энергетический баланс вертолетов 114

Часть II

ТЕОРИЯ ВИНТОВ И ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПОЛЕТ ВЕРТОЛЕТА

Глава 5. **Закон подобия для винтов** 127
§ 5.1. Формулы динамического подобия для винтов 127

Стр.

§ 5.2. Винтовые диаграммы 130
§ 5.3. Аэродинамические коэффициенты и диаграммы, применяемые при изучении косой обдувки винтов 136
§ 5.4. Критерии подобия при опытах с несущими винтами . . . 140
§ 5.5. Другие системы винтовых коэффициентов. Коэффициент быстроходности 145

Глава 6. **Использование законов подобия винтов для практических расчетов** 151
§ 6.1. Получение аэродинамических коэффициентов в формулах подобия 151
§ 6.2. Характеристики авиадвигателей. Учет скоростного наддува . 159
§ 6.3. Число килограммов тяги, развиваемой винтом, на 1 *л. с.* при работе на месте 167
§ 6.4. Формула Н. Е. Жуковского со степенью $^2/_3$ 168
§ 6.5. Формула энергетического качества несущего винта и вертолета в целом 171
§ 6.6. Подбор гребного винта к самолету или вертолету и построение характеристики винтомоторной группы 173
§ 6.7. Учет сжимаемости воздуха и влияния фюзеляжа или мотогондолы на ХВМГ 183

Глава 7. **Элемеитарная теория струи винта и ее приложения (идеальный винт)** 191
§ 7.1. Историческое введение 191
§ 7.2. Струя у работающего «на месте» идеального винта 192
§ 7.3. Переход к реальному винту, работающему на месте 195
§ 7.4. Скорость потока и скачок давления в струе винта, работающего на месте 199
§ 7.5. Эффект обдувки корпуса и крыльев вертолета струей несущего винта при висении 203
§ 7.6. Теория струи у винта, имеющего осевую скорость полета 206
§ 7.7. Переход к реальному винту, имеющему осевую скорость V_0 208
§ 7.8. Другие выражения для скоростей в струе винта и его к. п. д. 211
§ 7.9. Характеристика идеальной винтомоторной группы по В. П. Ветчинкину и ее использование для вертолетов . . . 213
§ 7.10. Давления в струе гребного винта 216
§ 7.11. Общий эффект обдувки частей летательного аппарата струей гребного винта 218

Глава 8. **Импульсная теория несущего винта при осевом движении (общая теорня несущего винта)** 227
§ 8.1. История разработки импульсной теории винтов 227
§ 8.2. Струя воздуха, создаваемая реальным винтом, в общем случае 228
§ 8.3. Элементарные сила тяги и мощность, вычисленные по струе. Безразмерные величины 231
§ 8.4. Элементарные сила тяги и мощность, вычисленные по профилю лопасти 233
§ 8.5. Уравнение связи 236
§ 8.6. Концевые потери у винтов 240

Стр.

§ 8.7. Интегральные формулы для тяги и мощности несущего винта при осевом движении . . . 244
§ 8.8. Аэродинамические характеристики винтовых профилей . . . 245
§ 8.9. Замечание об индуктивной скорости у винтов . . . 259
Глава 9. **Рабочие формулы импульсной теории** . . . 261
§ 9.1. Несущий винт типа НЕЖ . . . 261
§ 9.2. Несущий винт с $\sigma = \text{const}$ и $c_y = \text{const}$ . . . 267
§ 9.3. Несущий винт средней формы . . . 270
§ 9.4. Одночленные формулы с использованием относительного к. п. д. η_0 . . . 275
§ 9.5. Двучленные формулы для расчета несущих винтов на режиме висения . . . 280
§ 9.6. Формулы для расчета многовинтовых вертолетов . . . 286
§ 9.7. Поверочный расчет несущего винта любой формы . . . 287
Глава 10. **Вертикальный полет вертолета** . . . 293
§ 10.1. Значение вертикального полета вертолета . . . 293
§ 10.2. Определение высоты потолка висения и скороподъемности вертолета по избытку мощностей . . . 294
§ 10.3. Расчет скороподъемности и потолка висения на основе опытных данных . . . 297
§ 10.4. Расчет скороподъемности на основе теоретических формул . . . 299
§ 10.5. Кривая скороподъемности и построение барограммы вертикального взлета . . . 302
§ 10.6. Скорость вертикального спуска на авторотации по опытным данным . . . 305
§ 10.7. Предельная нагрузка вертолета . . . 306
Глава 11. **Режим вертикального спуска вертолета с работающим двигателем и на авторотации.** (Дополнения к главам 7 и 10) . . . 310
§ 11.1. Безопасность спуска вертолета . . . 310
§ 11.2. Струя у несущего винта на разных режимах вертикального полета. Режим вихревого кольца (дополнение к главе 7) . . . 312
§ 11.3. Использование кривой $V_7 = f(V_u, v_{7в})$ . . . 322
§ 11.4. Шасси вертолета . . . 330
§ 11.5. Вертикальная посадка вертолета «с подрывом» несущего винта . . . 333
§ 11.6. Специальные мероприятия по улучшению вертикального спуска вертолета. Воздушная подушка . . . 342

Часть III

ПОЛЕТ С ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СКОРОСТЬЮ

Глава 12. **Характеристические углы и скорости у несущего винта при полете с горизонтальной скоростью** . . . 349
§ 12.1. Углы, образованные полной силой тяги T с осями координат . . . 349
§ 12.2. Скорости обдувки диска несущего винта и угол скоса потока . . . 353
§ 12.3. Индуктивная скорость при косой обдувке изолированного несущего винта . . . 356
§ 12.4. Взаимное влияние несущих винтов и крыльев . . . 364
§ 12.5. О балансировочном угле $\delta_Б$ вертолета . . . 372

Стр.

Глава 13. **Силы, действующие на несущий винт, и потребляемая им мощность** 381
§ 13. 1. Индуктивное сопротивление несущего винта 381
§ 13. 2. Профильное сопротивление несущего винта в целом . . . 383
§ 13. 3. Связь углов ε_i, ε_p, δ_x и $\delta_Б$ с силами, действующими на несущий винт 385
§ 13. 4. Потребляемая несущим винтом мощность при косой обдувке 387
§ 13. 5. Расчет сложных систем по средней скорости взаимных влияний 392
Глава 14. **Аэродинамический расчет вертолета на всех режимах** 395
§ 14. 1. Задача аэродинамического расчета вертолета 395
§ 14. 2. Уравнения установившегося движения вертолета 396
§ 14. 3. Вредное лобовое сопротивление вертолета 398
§ 14. 4. Аэродинамический расчет вертолета по методу тяг 403
§ 14. 5. Аэродинамический расчет вертолета по методу мощностей 409
§ 14. 6. Планирование вертолета 416
§ 14. 7. О методах второго приближения 426
Глава 15. **Маховое движение лопастей и коэффициент тяги несущего винта при косой обдувке в первом приближении** 428
§ 15. 1. Постановка задачи 428
§ 15. 2. Коэффициент тяги несущего винта в косой обдувке 429
§ 15. 3. Угол конусности и маховое движение лопастей 436
§ 15. 4. Отклонение оси лопасти в плоскости вращения при наличии вертикального шарнира 444
§ 15. 5. Угол атаки профилей 446
Глава 16. **Аэродинамический расчет и сравнение вертолетов разных схем** 451
§ 16. 1. Основы приближенной теории индукции для сложных «коробок крыльев» 451
§ 16. 2. Переход к несущим винтам 458
§ 16. 3. Сравнение различных схем вертолетов на больших горизонтальных скоростях полета 460
§ 16. 4. Крылатые вертолеты 464
§ 16. 5. Сравнение вертолета и самолета 467

Часть IV

КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НЕСУЩЕГО ВИНТА

Глава 17. **Маховое движение лопастей** 473
§ 17. 1. История вопроса 473
§ 17. 2. Скорость обдувки диска несущего винта 474
§ 17. 3. Задание махового движения лопастей 475
§ 17. 4. Скорость обдувки элементов лопасти 477
§ 17. 5. Метод отбрасывания высших гармоник 479
§ 17. 6. Вычисление развернутых выражений для $\overline{W}_x$, $\overline{W}_y$, $\overline{W}_x^2$, $\overline{W}_y^2$ и $\overline{W}_x\overline{W}_y$ 481
Глава 18. **Несущий винт со свободномашущими лопастями** 485
§ 18. 1. Маховое движение свободной лопасти 485

Стр.

§ 18. 2. Вычисление коэффициента тяги C_T 490
§ 18. 3. Силы и моменты, действующие на лопасти и на несущий винт в целом 492
§ 18. 4. Обтекание свободномашущих лопастей в классической теории 498
§ 18. 5. Учет концевых потерь в теории несущего винта 499
Глава 19. **Работа несущего винта с автоматом-перекосом и регулятором взмаха** 501
§ 19. 1. Кинематика автомата-перекоса и регулятора взмаха . . . 501
§ 19. 2. Маховое движение лопастей в общем случае при работе АП и РВ 505
§ 19. 3. Коэффициент тяги при работе АП и РВ 509
§ 19. 4. Критические замечания к классической теории несущего винта 511
Глава 20. **Особые формы несущих винтов** 515
§ 20. 1. Несущий винт с качающейся втулкой, без угла конусности 515
§ 20. 2. Несущий винт с жесткой втулкой 522
Глава 21. **Инерционные нагрузки лопастей** 524
§ 21. 1. Центробежная сила 524
§ 21. 2. Кориолисова сила и ее момент 526
§ 21. 3. Сила инерции от взмаха лопастей 530
§ 21. 4. Уравновешивание гармоник на втулке несущего винта . . 531
§ 21. 5. Момент сил инерции относительно продольной оси лопасти 537
Приложения 541
1. График для определения силы тяги по формуле Н. Е. Жуковского со степенью $^2/_3$ при $a_м = 18$ 543
2. Величины D, R, R^4, R^5 и F 544
3. Величины n, n_s, ω, ω^2 и ω^3 545
4. Краткая таблица международной стандартной атмосферы (МСА) . 546
5. Аэродинамические характеристики трехлопастных самолетных металлических винтов ЦАГИ 3-СМВ-3 (старые коэффициенты) 547
А—чертеж модели винта с размерами в *мм* 547
Б—углы φ, $\bar{b}$ и $\bar{c}$ в зависимости от $\bar{r}$ 547
В—зависимость $\bar{\alpha}$ от $\bar{\beta}$ при работе на месте 547
Г—нормальная диаграмма семейства 3-СМВ-3 (опыты велись в присутствии модели крыла) 548
Литература 549

Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать	По чьей вине
148	18 снизу	...введя в него $\Delta=2\rho$	...введя в него $\Delta=8\rho$	тип.
176	4 сверху	$C_s=V_0\sqrt[5]{b\frac{\Delta}{N}}$	$C_s=V_0\sqrt[5]{6\frac{\Delta}{N}}$	тип.
178	22 сверху	$N'=TV_0=\gamma_1 N.$	$N'=\frac{TV_0}{75}=\gamma_1 N.$	авт.
287	17 сверху	$\ldots\sqrt{\Delta\frac{N_м}{4}}\ldots$	$\ldots\sqrt{\Delta\frac{N_м}{2}}\ldots$	тип.
287	21 сверху	$\ldots\sqrt{\Delta\frac{3N_м}{2}}\ldots$	$\ldots\sqrt{\Delta\frac{3N_м}{4}}\ldots$	тип.
301	19 сверху	$\ldots+N_p,$	$\ldots+75N_p,$	авт.
403	8 снизу	$\ldots$ и $V_0,$	$\ldots$ и $V_1,$	авт.
404	14 снизу	$\overline{V}_0=\frac{V_0}{R\omega}.$	$\overline{V}_1=\frac{V_1}{R\omega}.$	авт.
410	3 сверху	$\ldots$ скоростью $V_0\ldots$	$\ldots$ скоростью $V_1\ldots$	авт.
458	3 сверху	$\varkappa=\xi_2^2-\xi^2$	$\varkappa=\xi_2^2-\xi_1^2$	тип.

Зак. 1088/1536