

УДК:629.735.45.035.62(075.8)

A 176(075)
III 17

Найдаков В.И. Игнаткин Д.М. Маслов А.Д. Аэродинамические характеристики несущих винтов двухвинтовых вертолетов: Учебное пособие. - М.: МАИ, 1983. - 40 с., ил.

В учебном пособии излагаются методы расчета аэродинамических характеристик несущих винтов двухвинтовых вертолетов соосной, продольной и поперечной схем. Исследуются аэродинамические особенности схем и взаимное влияние винтов на режимах висения, вертикального подъема и полета с горизонтальной составляющей скорости. Расчетные методы разработаны на основе дисковой вихревой теории винта.

Получены аналитические зависимости для коэффициентов взаимного индуктивного влияния винтов. Приведен графический и табличный материал, позволяющий определить требуемую мощность совместных работающих винтов в задачах аэродинамического расчета двухвинтовых вертолетов.

Рецензенты: Е.И.Рулицкий, В.М.Калынкин

© Московский авиационный институт, 1983 г.

ВВЕДЕНИЕ

Данное учебное пособие продолжает серию учебно-методических разработок, выпускаемых кафедрой "Конструкция и проектирование вертолетов" по аэродинамическому расчету вертолетов.

В настоящее время одной из трудоемких задач аэродинамического расчета вертолета является учет взаимовлияний несущих винтов в сложных многовинтовых комбинациях. Взаимовлияние несущих винтов многовинтовых вертолетов проявляется в том, что в плоскости диска каждого из винтов соседними винтами вызываются дополнительные индуктивные скорости, которые суммируются с собственными индуктивными скоростями винта. Вследствие этого на его лопастях возникают дополнительные индуктивные склоны потока, а следовательно, и индуктивные сопротивления. В результате аэродинамические характеристики несущего винта, работающего в соседстве с другими, могут существенно отличаться от аэродинамических характеристик изолированного винта. Следует также иметь в виду, что возмущения, вносимые в поток соседними винтами, складываются и на величине собственной индуктивной скорости несущего винта из-за того, что изменится пространственное положение его вихревого следа. Расчеты показывают, что взаимовлияние винтов на диск каждого из винтов существенно. Отсюда следует, что несущий винт, работающий в присутствии других винтов, может рассматриваться как одиночный винт с соответствующими поправками на индуктивную мощность от взаимовлияния. Определение поправок сводится к вычислению коэффициентов взаимовлияния K_c .

В проектировочных расчетах необходимо знать коэффициенты K_c каждой схемы вертолета в зависимости от ее геометрических параметров для различных режимов полета. Обычно эти коэффициенты рассчитываются заранее и представляются в виде графического материала, который затем табулируется и вводится в программу аэродинамического расчета.

Представляет интерес создание приближенных методов расчета, которые дают возможность аналитическим путем описать все поле

значений x_c для любых схем и режимов полета. Разработанные на базе этих методов алгоритмы особенно удобны для применения в задачах автоматизированного проектирования.

В настоящей работе предлагаются методы, позволяющие рассчитать аэродинамические характеристики несущих винтов вертолетов соосной, продольной и поперечной схем в широком диапазоне изменения скоростей полета и углов атаки.

Пособие предназначено для использования в курсе лекций "Аэродинамический расчет вертолета", в УИРС, курсовом и дипломном проектировании. Данные материалы могут быть также рекомендованы для использования в вертолетных КБ.

Глава I. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХВИНТОВЫХ НЕСУЩИХ СИСТЕМ НА РЕЖИМАХ ВИСЕНИЯ И ВЕРТИКАЛЬНОГО ПОДЪЕМА

I.1. СООСНЫЕ НЕСУЩИЕ ВИНТЫ

Сложность теории соосного винта на осевых режимах работы обусловлена тем, что она базируется на нелинейных вихревых либо струйных моделях, учитывающих форму и размеры воздушной струи от верхнего и нижнего винтов. Изучению этого вопроса посвящены исследования И.А. Серова, И.С. Вильдгрубе [6], В.С. Вождаева [7], Л.А. Потанина, В.И. Шайдакова [19], В.Е. Локтева [10], В.А. Анкина, М. Эндри [23] и др. Основная трудность в приближенных решениях поставленной задачи состоит в оценке размеров воздушной струи от верхнего винта в плоскости вращения нижнего и в определении соотношения между средними индуктивными скоростями в плоскостях верхнего и нижнего винтов.

В данной главе излагается приближенный метод расчета аэродинамических характеристик в общем случае несбалансированного соосного винта, когда мощности, подводимые к верхнему и нижнему винтам, различны.

Рассмотрим соосную несущую систему, состоящую из двух несущих винтов. Расстояние между винтами равно y_s . На рис. I.1 изображена воздушная струя, образуемая винтами, и выделены характерные сечения: в плоскости верхнего (Iв-Iв) и нижнего (Iн-Iн) винтов и в бесконечном удалении от них (0-0 и 2-2).

Введем следующие обозначения: T - суммарная сила тяги соосного винта; T_b , T_n - силы тяги верхнего и нижнего винтов^I; $\bar{\epsilon}$ - коэффициент распределения сил тяги между винтами, $\bar{\epsilon} = \frac{T_b}{T_n}$;

^I Здесь и в дальнейшем изложении индекс b соответствует верхнему винту, индекс n - нижнему.

V_0 - скорость взлета, в относительном движении - скорость набегающего потока; u_2 - индуктивная скорость воздушной струи в бесконечном удалении за винтами; V_{1b} , V_{1n} - скорости протекания воздуха в плоскости верхнего и нижнего винтов; k_s - число лопастей винта; ω - угловая скорость вращения винтов.

В расчете будем использовать следующие относительные величины: скорости \bar{V}_0 , \bar{V}_{1b} , \bar{u}_2 и т.д., отнесенные к индуктивной скорости u_1 одиночного винта, создающего на режиме висения силу тяги T ; $u_1 = \sqrt{\frac{T}{2\rho\pi R^2}}$; расстояние между винтами \bar{y}_s , отнесенное к радиусу винта R ; силы тяги \bar{T}_b , \bar{T}_n , отнесенные к суммарной силе тяги соосного винта. Тогда очевидно следующее соотношение:

$$\bar{T}_b + \bar{T}_n = 1. \quad (I.1)$$

Принимаются допущения, обычные для теории идеального винта: 1) кидкость идеальна, следовательно, воздушная струя распространяется до бесконечности; 2) индуктивные скорости в характерном сечении струи 2-2 постоянны (данное допущение позволяет получать достоверный результат в диапазоне изменения $\bar{y}_s = 0 \dots 0,4$); 3) индуктивные скорости и удельная воздушная нагрузка по дискам верхнего и нижнего винтов также постоянны, что равносильно постоянству по длине лопасти циркуляции присоединенных вихрей Γ (винты НЕЖ); 4) закрутка струи не учитывается.

Скорости протекания в плоскости верхнего и нижнего винтов

Для учета поджатия воздушной струи применим к выделенной сечениями 0-0 и 2-2 части струи, отбрасываемой соосными винтами, теорему импульсов и закон сохранения энергии. Согласно теореме секундный импульс суммарной силы тяги соосного винта должен быть равен секунднему изменению количества движения в рассматриваемой системе:

$$T = m_c u_2. \quad (I.2)$$

Здесь m_c - секундный расход воздуха в струе:

$$m_c = \rho \pi R^2 V_{1n}. \quad (I.3)$$

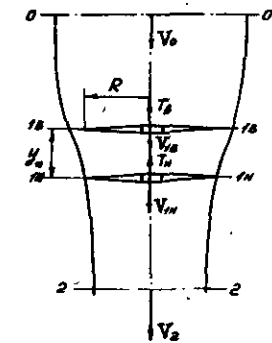


Рис. I.1

Энергия, подводимая к идеальному соосному винту, расходуется лишь на прирост кинетической энергии струи:

$$L_u = \frac{m_c V_2^2}{2} - \frac{m_c V_0^2}{2} = m_c v_2 \left(V_0 + \frac{v_2}{2} \right). \quad (I.4)$$

Из соотношений (I.2) и (I.4) следует

$$L_u = T \left(V_0 + \frac{v_2}{2} \right). \quad (I.5)$$

Идеальная мощность, потребляемая верхним и нижним винтами, определяется по формулам

$$L_B = T_B V_{IB}, \quad L_u = T_u V_{IU}. \quad (I.6)$$

В общем случае идеальные мощности на верхнем и нижнем винтах не равны. Обозначим отношение идеальных мощностей, подводимых к верхнему и нижнему винтам, через

$$\bar{L}_u = \frac{L_B}{L_u}. \quad (I.7)$$

Коэффициент \bar{L}_u характеризует степень несбалансированности соосного винта.

Тогда из (I.6) и (I.7) для скорости V_{IU} можно записать

$$V_{IU} = \frac{T_B}{T_u} \frac{V_{IB}}{\bar{L}_u}. \quad (I.8)$$

Идеальная мощность соосного винта с учетом (I.6) и (I.8) будет

$$L_u = L_B + L_u = T_B \left(V_{IB} + \frac{V_{IB}}{\bar{L}_u} \right) = \frac{1 + \bar{L}_u}{\bar{L}_u} T_B V_{IB}. \quad (I.9)$$

Приравняв правые части выражений (I.5) и (I.9), получаем

$$\frac{1 + \bar{L}_u}{\bar{L}_u} T_B V_{IB} = T \left(V_0 + \frac{v_2}{2} \right) \quad (I.10)$$

или в безразмерном виде

$$\frac{1 + \bar{L}_u}{\bar{L}_u} \bar{T}_B \bar{V}_{IB} = \bar{V}_0 + \frac{\bar{v}_2}{2}. \quad (I.11)$$

Используя соотношения (I.2) и (I.3), получаем выражение для v_2

$$v_2 = \frac{T}{\rho \pi R^2 V_{IU}} \quad (I.12)$$

или, перейдя к относительным величинам,

$$\bar{v}_2 = \frac{2}{\bar{V}_{IU}} = \frac{2 \bar{T}_u \bar{L}_u}{\bar{T}_B \bar{V}_{IB}} \quad (I.13)$$

Тогда с учетом (I.1) и (I.13) перепишем уравнение (I.11) в следующем виде:

$$\frac{1 + \bar{L}_u}{\bar{L}_u} \bar{T}_B \bar{V}_{IB} = \bar{V}_0 + \frac{(1 - \bar{T}_B) \bar{L}_u}{\bar{T}_B \bar{V}_{IB}}. \quad (I.14)$$

Разрешая уравнение (I.14) относительно скорости \bar{V}_{IB} , получаем

$$\bar{V}_{IB} = \frac{\bar{L}_u \left[\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + 4(1 + \bar{L}_u)(1 - \bar{T}_B)} \right]}{2 \bar{T}_B (1 + \bar{L}_u)}. \quad (I.15)$$

После подстановки (I.15) в соотношение (I.8) будем иметь выражение для скорости \bar{V}_{IU} :

$$\bar{V}_{IU} = \frac{\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + 4(1 + \bar{L}_u) \bar{T}_u}}{2 \bar{T}_u (1 + \bar{L}_u)}. \quad (I.16)$$

Распределение сил тяги между винтами

Скорость протекания воздуха в плоскости верхнего винта будет складываться из скорости набегающего потока V_0 , собственной индуктивной скорости v_{IBc} и дополнительной скорости Δv_{IB} , вызываемой нижним винтом в плоскости верхнего:

$$V_{IB} = V_0 + v_{IBc} + \Delta v_{IB} = V_0 + V_{IB}. \quad (I.17)$$

Для нахождения собственной и дополнительной индуктивных скоростей применим линейную вихревую модель несущего винта с постоянной аэродинамической нагрузкой по диску.

Проведем разложение свободных вихрей, сходящих с краев диска верхнего и нижнего винтов, на кольцевые и продольные. Влиянием последних пренебрегаем. Система кольцевых вихрей образует два вихревых цилиндра. Обозначим распределение (погонные) циркуляции вдоль образующих вихревых цилиндров, сходящих с верхнего и нижнего винтов, через γ_B и γ_u соответственно.

Дисковая вихревая теория для винта НЕМ дает следующее выражение погонной циркуляции [4]:

$$\gamma = \frac{k_n \Gamma \operatorname{ctg} \beta}{2 \pi R}. \quad (I.18)$$

Здесь β - угол наклона свободных вихрей по отношению к плоскости диска в бесконечно удаленном сечении 2-2:

$$\operatorname{ctg} \beta = \frac{\omega R}{V_B},$$

где V_B - скорость перемещения вихрей.

В рамках принятых допущений углы β для вихревых цилиндров от верхнего и нижнего винтов равны.

Учитывая, что вихревая поверхность имеет конечную интенсивность (разрыв скоростей), скорость перемещения вихрей V_B в направлении оси винта будем находить как среднее арифметическое между V_0 и полной скоростью в сечении 2-2 V_2 :

$$V_B = \frac{1}{2} (V_0 + V_2) = V_0 + \frac{v_2}{2}.$$

Тогда

$$\operatorname{ctg} \beta = \frac{\omega R}{V_0 + v_2/2} \quad (I.19)$$

Подставив выражение (I.19) в (I.18), получим

$$f = \frac{k_A \Gamma \omega}{2\pi (V_0 + v_2/2)}$$

Следовательно,

$$\delta_b = \frac{k_A \Gamma_b \omega}{2\pi (V_0 + v_2/2)}; \quad (I.20)$$

$$f_u = \frac{k_A \Gamma_u \omega}{2\pi (V_0 + v_2/2)}$$

Для винтов НЭМ имеет место следующее соотношение:

$$T = \int_0^R \rho k_A \Gamma \omega r dr = \frac{1}{2} \rho k_A \Gamma \omega R^2$$

Отсюда

$$T_b = \frac{1}{2} \rho k_A \Gamma_b \omega R^2; \quad \frac{k_A \Gamma_b \omega}{\pi} = \frac{2T_b}{\rho \pi R^2}; \quad (I.21)$$

$$T_u = \frac{1}{2} \rho k_A \Gamma_u \omega R^2; \quad \frac{k_A \Gamma_u \omega}{\pi} = \frac{2T_u}{\rho \pi R^2}$$

После подстановки соотношений (I.21) в выражения (I.20) получим

$$f_b = \frac{T_b}{\rho \pi R^2 (V_0 + v_2/2)}; \quad (I.22)$$

$$f_u = \frac{T_u}{\rho \pi R^2 (V_0 + v_2/2)}$$

Скорости v_{1bc} и Δv_{1b} определяются по формулам [14]

$$v_{1bc} = \frac{f_b}{2}, \quad (I.23)$$

$$\Delta v_{1b} = \frac{f_u}{2} (1 - B_h). \quad (I.24)$$

Здесь

$$B_h = \frac{2\bar{y}_n}{\pi k} [K(k) - E(k)],$$

K, E - полные эллиптические интегралы первого и второго рода;

k - модуль эллиптических интегралов:

$$k = \frac{2}{\sqrt{4 + \bar{y}_n^2}}$$

Величины B_h при различных \bar{y}_n представлены в табл. I.I и проиллюстрированы на рис. I.2.

Таблица I.I

\bar{y}_n	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,3	0,5	∞
B_h	0	0,1315	0,2161	0,2853	0,3435	0,4386	0,5779	1

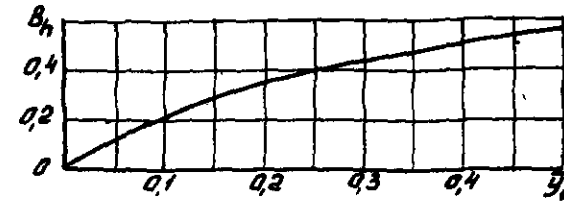


Рис. I.2

После подстановки (I.23) и (I.24) в выражение (I.17) имеем

$$V_{1b} = V_0 + \frac{f_b}{2} + \frac{f_u}{2} (1 - B_h). \quad (I.25)$$

Подставляя в (I.25) выражение (I.22) с учетом формул (I.12), (I.8), (I.1) и переходя к относительным величинам, получаем квадратное уравнение относительно величины \bar{T}_b :

$$\bar{T}_b^2 B_h + \bar{T}_b \{ (1 + \bar{L}_u - B_h + \bar{V}_0^2) - \frac{\bar{V}_0}{\bar{V}_{1b}} (\bar{V}_{1b}^2 + \bar{L}_u) \} - \bar{L}_u \left(1 - \frac{\bar{V}_0}{\bar{V}_{1b}} \right) = 0. \quad (I.26)$$

Для входящей в (I.26) величины скорости \bar{V}_{1b} используем выражение (I.15). В итоге имеем алгебраическое уравнение относительно \bar{T}_b , аналитическое решение которого удается найти только при $V_0 = 0$ (режим висения). В поиске приближенного решения перепишем (I.26) в следующем виде:

$$\bar{T}_b^2 B_h + \bar{T}_b \{ (1 + \bar{L}_u - B_h + \bar{V}_0^2) - \bar{L}_u - \bar{V}_0 \left[\bar{T}_b \bar{V}_{1b} - (1 - \bar{T}_b) \frac{\bar{L}_u}{\bar{V}_{1b}} \right] \} = 0. \quad (I.27)$$

Расчеты показали, что правую часть (I.27) можно аппроксимировать зависимостью $\bar{V}_0^2 \frac{\bar{L}_u}{1 + \bar{L}_u}$. Тогда (I.26) сводится к квадратному уравнению

$$\bar{T}_b^2 B_h + \bar{T}_b \{ (1 + \bar{L}_u - B_h + \bar{V}_0^2) - \bar{L}_u - \bar{V}_0^2 \frac{\bar{L}_u}{1 + \bar{L}_u} \} = 0. \quad (I.28)$$

На режиме висения ($V_0 = 0$) уравнения (I.26) и (I.28) тождественны.

Таким образом, в результате решения (I.28) и (I.15) получим следующее выражение для относительной силы тяги верхнего винта \bar{T}_b :

$$\bar{T}_b = \frac{B_h - C_1 + C_2}{2B_h} = \frac{1}{2} + \frac{C_2 - C_1}{2B_h}, \quad (I.29)$$

где

$$c_1 = 1 + \bar{l}_u + \bar{v}_0^2;$$

$$c_2 = \sqrt{c_1^2 + B_k^2 - 2B_k \left[1 - \bar{l}_u + \bar{v}_0^2 \left(\frac{1 - \bar{l}_u}{1 + \bar{l}_u} \right) \right]}.$$

Величина \bar{T}_H находится из соотношения (I.1).

В результате коэффициент распределения сил тяги между верхним и нижним винтами

$$\bar{t} = \frac{T_k}{T_H} = \frac{B_k + (c_2 - c_1)}{B_k - (c_2 - c_1)}. \quad (I.30)$$

На рис. I.3 приведены зависимости $\bar{t} = f(\bar{l}_u, \bar{v}_0)$, полученные для $\bar{y}_* = 0,2$ по приближенной формуле (I.30) (сплошные линии), и результаты совместного численного решения уравнений (I.26) и (I.15) (пунктирные линии).

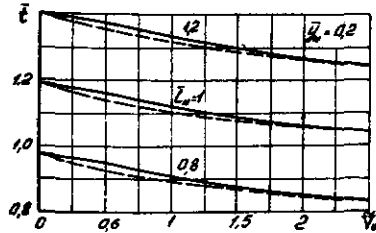


Рис. I.3

С увеличением скорости \bar{v}_0 при заданном коэффициенте распределения мощностей между винтами \bar{l}_u коэффициент распределения сил тяги \bar{t} , уменьшаясь, асимптотически стремится к своему предельному значению, равному \bar{l}_u . Так, например, для сбалансированного соосного винта ($\bar{l}_u = 1$) с увеличением \bar{v}_0 коэффициент \bar{t} стремится к единице, что соответствует равному распределению сил тяги между верхним и нижним винтами. При $\bar{v}_0 = 0$ формула (I.29) дает точное решение уравнения (I.26), и для коэффициента \bar{t} на режиме висения получим

$$\bar{t} = \frac{B_k - (1 + \bar{l}_u) + \sqrt{(1 + \bar{l}_u)^2 + B_k^2 + 2B_k(\bar{l}_u - 1)}}{B_k + (1 + \bar{l}_u) - \sqrt{(1 + \bar{l}_u)^2 + B_k^2 + 2B_k(\bar{l}_u - 1)}}. \quad (I.31)$$

Для сбалансированного винта ($\bar{l}_u = 1$) выражение (I.31) имеет вид

$$\bar{t} = \frac{B_k - 2 + \sqrt{4 + B_k^2}}{B_k + 2 - \sqrt{4 + B_k^2}}. \quad (I.32)$$

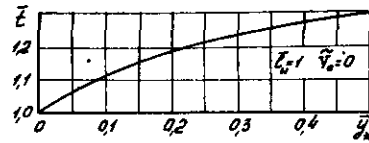


Рис. I.4

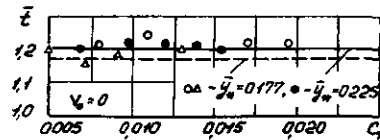


Рис. I.5

На рис. I.4 представлена зависимость $\bar{t} = \bar{t}(\bar{y}_*)$ для $\bar{l}_u = 1$, подсчитанная по формуле (I.32). На рис. I.5 показаны экспериментальные значения коэффициента \bar{t} , полученные А.Д. Левиным для модели сбалансированного соосного винта на режиме висения.

Здесь же нанесены линии, соответствующие расчетным значениям \bar{t} для принятых в эксперименте относительных расстояний между винтами: $\bar{y}_* = 0,225$ для винтов с кручеными лопастями (сплошная линия) и $\bar{y}_* = 0,177$ для винтов с плоскими лопастями (пунктир). Совпадение расчетных и экспериментальных данных удовлетворительное.

Исследование идеальной мощности соосного винта

Идеальная мощность, потребляемая соосными винтами, определяется по формуле

$$L_u = L_g + L_H - T_g V_{1g} + T_H V_{1H}. \quad (I.33)$$

В работах по соосным винтам вводится понятие эквивалентного одиночного винта того же радиуса, имеющего двойное заполнение, сила тяги которого равна суммарной силе тяги соосного винта T . Отношение идеальных мощностей соосного L_u и эквивалентного L_{u3} винтов определяется коэффициентом ξ_c [19]:

$$\xi_c = \frac{L_u}{L_{u3}} = \frac{L_u}{T V_{13}}, \quad (I.34)$$

где V_{13} - скорость протекания воздуха через диск эквивалентного винта, вычисляемая по формуле [21]

$$\bar{v}_{13} = \frac{1}{2} (\bar{v}_0 + \sqrt{\bar{v}_0^2 + 4}).$$

В соответствии с (I.34) отношение идеальных мощностей соосного и эквивалентного винтов с учетом (I.33) будет

$$\xi_c = \frac{L_u}{L_{u3}} = \frac{\bar{T}_g \bar{v}_{1g} + \bar{T}_H \bar{v}_{1H}}{\bar{v}_{13}}. \quad (I.35)$$

После подстановки (I.15) и (I.16) в формулу (I.35) получаем

$$\xi_c = \frac{1}{2 \bar{v}_{13}} \left[\bar{v}_0 + \sqrt{\bar{v}_0^2 + 4(1 + \bar{l}_u) \bar{T}_H} \right]. \quad (I.36)$$

Возможна и другая запись этой формулы:

$$\xi_c = \frac{1}{2 \bar{v}_{13}} \left[\bar{v}_0 + \sqrt{\bar{v}_0^2 + 4 \left(\frac{1 + \bar{l}_u}{1 + \bar{t}} \right)} \right]. \quad (I.37)$$

На рис. I.6 представлена зависимость $\xi_c = f(\bar{v}_0)$, рассчитанная для случая сбалансированного соосного винта ($\bar{l}_u = 1$), имеющего $\bar{y}_* = 0,2$. Из графика видно, что максимальный выигрыш в мощности имеет место на режиме висения, где $\xi_c = 0,956$. Переход от режима висения к режиму вертикального подъема приводит к уве-

личению коэффициента ξ_c , т.е. к уменьшению выигрыша в индуктивных потерях.

На режиме висения ($V_0 = 0$) формулы (I.36) и (I.37) принимают вид

$$\xi_c = \sqrt{\bar{l}_u (1 + \bar{l}_u)} \quad (I.38)$$

или

$$\xi_c = \sqrt{\frac{1 + \bar{l}_u}{1 + \bar{l}}} \quad (I.39)$$

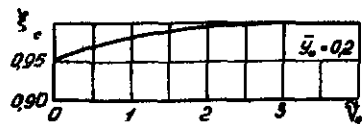


Рис. I.6

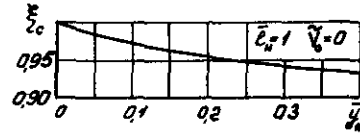


Рис. I.7

На рис. I.7 приведена зависимость $\xi_c = f(\bar{y}_0)$, подсчитанная для случая сбалансированного соосного винта ($\bar{l}_u = 1$) на режиме висения. При $\bar{y}_0 = 0,2$ индуктивные затраты соосного винта приблизительно на 4% ниже, чем у эквивалентного одиночного винта ($\xi_c = 0,956$). Расчеты показывают, что перераспределение мощности между винтами в диапазоне $\bar{l}_u = 0,6 \dots 1,4$ при сохранении суммарной силы тяги практически не изменяет потребляемой соосными винтами мощности.

Алгоритм расчета аэродинамических характеристик соосного винта

Соосный винт будем рассчитывать как одиночный винт с двойным заполнением [6, 19] с учетом поправки на индуктивные затраты ξ_c , полагая, что профильные потери эквивалентного и соосного винтов равны.

Исходными данными для расчета являются:

- \bar{V}_0 - относительная скорость взлета;
- c_T - коэффициент суммарной силы тяги соосного винта;
- ωR - окружная скорость концов лопастей;
- σ_T - суммарное заполнение двух винтов;
- ρ - сужение лопасти;
- $\Delta\varphi_x$ - суммарная крутка лопасти;
- \bar{l}_u - коэффициент распределения мощностей;
- \bar{y}_0 - относительное расстояние между винтами.

Алгоритм расчета отроится следующим образом:

I) определяются коэффициенты k_r и k_p , учитывающие форму лопасти [6]:

$$k_r = 1 - \frac{0,05(\rho-1)}{0,7+0,3\rho};$$

$$k_p = 1 - \frac{0,1(\rho-1)}{0,7+0,3\rho};$$

2) находится средний по диску винта коэффициент подъемной силы

$$C_{j_0} = \frac{3 C_T}{\alpha \sigma_T k_r},$$

где α - коэффициент конечных потерь.

Приближенно можно принять $\alpha = 0,94$ [6];

3) средний по диску винта коэффициент профильного сопротивления $C_{x_{pro}}$ определяется для найденного значения C_{j_0} по профильной поларе винта для заданных геометрии лопасти и скорости ωR [6];

4) коэффициент индукции J_0 , учитывающий влияние формы лопасти в плане и крутки лопасти на индуктивное сопротивление винта, может быть найден по рис. I.14, приведенному в работе [6]. Для плоской прямоугольной лопасти $J_0 \approx 1,1$, для несущих винтов с прямоугольными линейно закрученными лопастями ($\Delta\varphi_x = -5^\circ$) можно принять $J_0 = 1,05$;

5) относительная скорость протекания воздуха через эквивалентный винт будет

$$\bar{V}_{13} = \frac{1}{2} \left(\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + \frac{C_T}{\alpha}} \right);$$

6) коэффициент B_k находится для заданной величины \bar{y}_0 по графику рис. I.2;

7) относительная скорость взлета будет

$$\bar{V}_0 = \frac{\bar{V}_{13}}{1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_T}{\alpha}}}; \quad (I.40)$$

8) коэффициент распределения сил тяги \bar{l} определяется по формулам (I.30), (I.31);

9) коэффициент, учитывающий индуктивные потери соосного винта, вычисляется по формуле (I.39);

10) коэффициент мощности соосного винта запишется

$$m_x = \xi_c \frac{J_0}{\alpha} C_T \bar{V}_{13} + \frac{k_p C_{x_{pro}} \sigma_T}{4},$$

11) относительный КПД на режиме висения определяется как

$$\eta_0 = \frac{C_T}{2 m_x}. \quad (I.41)$$

**Аэродинамический расчет перекрытых винтов
с переменной циркуляцией по диску**

На рис. 1.8 в качестве примера приведена расчетная поправка осевого винта, состоящего из двух двухлопастных винтов

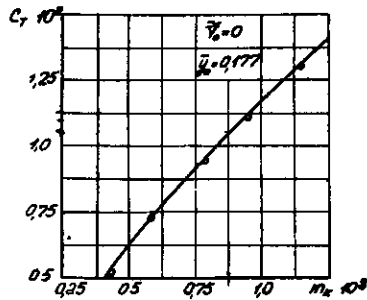


Рис. 1.8

1.2. ПЕРЕКРЫТЫЕ НЕСУЩИЕ ВИНТЫ

Изучению взаимовлияния перекрытых несущих винтов на осевых режимах работы посвящены исследования Б.Н. Држева [21], П.Р. Лейна [24] и др., выполненные на основе теории идеального винта, А.В. Некрасова [13] и др. - на базе импульсной теории, Л.С. Вильдгрубе [6], В.И. Шайдакова [15], Д.М. Игнаткина [8,9] и др. - на основе дисковой вихревой теории.

Основная трудность разработки вихревой теории перекрытых винтов состоит в том, что в зоне перекрытия на каждом элементе лопасти вследствие возмущающего воздействия соседнего винта изменяется циркуляция присоединенного вихря, вследствие чего в вихревом следе за лопастью кроме свободных винтовых вихрей появляются и поперечные (радиальные). Вместе с тем изменяется скорость схода свободных вихрей, что сильно сказывается на величине местных индуктивных скоростей, от которых зависят дополнительные индуктивные потери мощности от взаимовлияния.

Расчеты [9] и экспериментальные исследования [1] показывают, что относительные потери силы тяги перекрытых винтов слабо зависят от геометрических характеристик лопастей винта. Они в основном зависят от степени перекрытия. Этот вывод позволяет рекомендовать для практических расчетов приближенный метод, в котором индуктивное взаимовлияние винтов оценивается с помощью специальных коэффициентов ξ_n и χ_n , а профильная мощность рассчитывается, как и для одиночного винта при том же значении C_T/σ_T .

Рассмотрим методы расчета перекрытых винтов, разработанные на базе дисковой линейной вихревой теории несущего винта [15].

На рис. 1.9 изображены два перекрытых винта, плоскости вращения которых совпадают. Введем следующие обозначения: $r_{1,2}$ и $\psi_{1,2}$ текущие значения радиуса и азимутального угла, находящегося в зоне перекрытия элементов, лопастей первого и второго винтов; \bar{x}_n (или \bar{z}_n) - относительное расстояние между осями винтов; a - поперечный размер перекрытой зоны; $\bar{a} = a/R$ - степень перекрытия; F_n - площадь перекрытой зоны; F_{nl} - площадь непокрытой зоны.

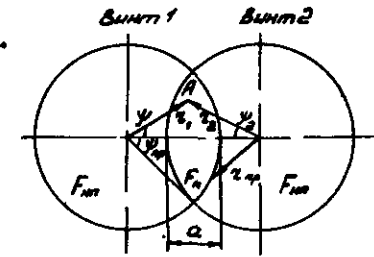


Рис. 1.9

Как следует из работы [15], в рамках линейной дисковой вихревой теории в непокрытой зоне циркуляция присоединенных вихрей, а следовательно, и индуктивные скорости изменяются только по радиусу, а в перекрытой - по радиусу и по азимуту. В соответствии с формулой (12), приведенной в работе [15], для осевого компонента индуктивной скорости в плоскости диска первого винта для непокрытой и перекрытой зон будем иметь

$$v_z(r_1) = \frac{1}{2} \left(-V_0 + \sqrt{V_0^2 + \frac{k_n \Gamma(r_1) \omega}{\pi}} \right), \quad (1.42)$$

$$v_z(r_1, \psi_1) = \frac{1}{2} \left\{ -V_0 + \sqrt{V_0^2 + \frac{k_n \omega}{\pi} [\Gamma(r_1, \psi_1) + \Gamma(r_2, \psi_2)]} \right\}.$$

Используя уравнение связи

$$\frac{k_n \Gamma(r, \psi) \omega}{4\pi} = \frac{1}{8} \sigma(\bar{r}) c_y(\bar{r}, \psi) \bar{r}^2 \omega^2 R^2,$$

получим формулы для относительных индуктивных скоростей в непокрытой и перекрытой зонах:

$$\bar{v}_z(\bar{r}_1) = -\frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} \sigma(\bar{r}_1) c_{y1}(\bar{r}_1) \bar{r}_1^2}, \quad (1.43)$$

$$\bar{v}_z(\bar{r}_1, \psi_1) = -\frac{\bar{V}_0}{2} + \sqrt{\frac{\bar{V}_0^2}{4} + \frac{1}{8} [\sigma_1(\bar{r}_1) c_{y1}(\bar{r}_1, \psi_1) \bar{r}_1^2 + \sigma_2(\bar{r}_2) c_{y2}(\bar{r}_2, \psi_2) \bar{r}_2^2]}.$$

Исходя из предположения о линейности коэффициента подъемной силы по углу атаки, получим выражения относительных индуктивных скоростей через углы установки φ в сечениях лопастей:

$$\bar{v}_z = -\frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{a_{\infty} \sigma_1}{16} + \sqrt{\left(\frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{a_{\infty} \sigma_1}{16} \right)^2 + \frac{a_{\infty} \varphi_1 \sigma_1 \bar{r}_1^2}{8}};$$

$$\bar{v}_z = -\frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{a_{\infty} \sigma_1}{16} + \sqrt{\left(\frac{\bar{V}_0}{2} - \frac{a_{\infty} (\sigma_1 + \sigma_2)}{16} \right)^2 + \frac{a_{\infty} (\varphi_1 \sigma_1 \bar{r}_1^2 + \varphi_2 \sigma_2 \bar{r}_2^2)}{8}}. \quad (1.44)$$

Скорости протекания воздуха окрест диска найдутся как

$$\vec{V}_1 = \vec{V}_0 + \vec{u}_1, \quad \vec{V}_m = \vec{V}_0 + \vec{u}_m.$$

В выражениях (I.43), (I.44) \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , ψ_1 и ψ_2 связаны зависимостью

$$\vec{r}_2 = \sqrt{\vec{r}_1^2 + (2-\bar{a})^2 - 2(2-\bar{a})\vec{r}_1 \cos \psi_1};$$

$$\cos \psi_2 = \frac{\vec{r}_2}{\vec{r}_1} \cos \psi_1. \quad (I.45)$$

Полученные формулы позволяют определить все поле скоростей по диску винта.

Сила тяги T и мощность L одного винта вычисляются по следующим интегральным выражениям:

$$T = \iint_{F_m} dT + \iint_{F_n} dT;$$

$$L = \iint_{F_m} V_1 dT + \iint_{F_n} V_m dT + L_p,$$

где L_p - мощность, идущая на профильные потери.

В относительных величинах

$$c_T = \frac{1}{2\pi} \left[\iint_{F_m} c_{y1}(\vec{r}_1) \sigma_1(\vec{r}_1) \vec{r}_1 d\vec{f} + \iint_{F_n} c_{y2}(\vec{r}_2, \psi_2) \sigma_2(\vec{r}_2) \vec{r}_2 d\vec{f} \right];$$

$$m_k = m_m + m_p; \quad (I.46)$$

$$m_m = \frac{1}{2\pi} \left[\iint_{F_m} c_{y1}(\vec{r}_1) \sigma_1(\vec{r}_1) \vec{V}_1(\vec{r}_1) \vec{r}_1 d\vec{f} + \iint_{F_n} c_{y2}(\vec{r}_2, \psi_2) \sigma_2(\vec{r}_2) \vec{V}_m(\vec{r}_2, \psi_2) \vec{r}_2 d\vec{f} \right];$$

$$m_p = \frac{1}{2\pi} \left[\iint_{F_m} c_{xp1}(\vec{r}_1) \sigma_1(\vec{r}_1) \vec{r}_1^2 d\vec{f} + \iint_{F_n} c_{xp2}(\vec{r}_2, \psi_2) \sigma_2(\vec{r}_2) \vec{r}_2^2 d\vec{f} \right].$$

Размеры перекрытой зоны определяются углом ψ_{np} и радиусом \vec{r}_{np} (рис. I.9):

$$\vec{r}_{np} = \sqrt{1 + (2-\bar{a})^2 - 2(2-\bar{a}) \cos \psi}.$$

При $\bar{a} < 0,6$ величину ψ_{np} можно определить по формуле

$$\psi_{np} = \arccos \left(1 - \frac{\bar{a}}{2} \right).$$

Полученные формулы позволяют рассчитать на ЭВМ аэродинамические характеристики винта c_T и m_k при заданных $\sigma(\vec{r})$, $\psi(\vec{r})$ и наборе профилей по радиусу лопасти. На рис. I.10 и I.11 сравнятся расчетные и экспериментальные поляры, полученные В.Н. Владмировым при $\bar{a} = 0,325$ и $0,43$. Совпадение теории и эксперимента удовлетворительное.

Аэродинамический расчет перекрытых винтов типа НЕЖ

Рассмотрим перекрытые несущие винты, у которых циркуляция присоединенных вихрей постоянна по диску, включая область перекрытия, что равносильно постоянству аэродинамической нагрузки.

Тогда в соответствии с формулами (I.42) индуктивная скорость будет постоянной в непокрытой и перекрытой зонах диска:

$$u_1 = \frac{1}{2} \left(V_0 + \sqrt{V_0^2 + \frac{k_1 \Gamma \omega}{\pi}} \right); \quad u_m = \frac{1}{2} \left(-V_0 + \sqrt{V_0^2 + \frac{2k_2 \Gamma \omega}{\pi}} \right). \quad (I.47)$$

Запишем скорости в относительном виде:

$$\tilde{u}_1 = \frac{u_1}{u_{1s}}, \quad \tilde{u}_m = \frac{u_m}{u_{1s}}, \quad \tilde{V}_0 = \frac{V_0}{u_{1s}}.$$

Здесь u_{1s} - индуктивная скорость одиночного винта НЕЖ на режиме висения, создающего ту же силу тяги, что и перекрытый винт:

$$u_{1s} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_1 \Gamma \omega}{\pi}} = \sqrt{\frac{T}{2\rho\pi R^2}}. \quad (I.48)$$

Заметим, что для реального винта в эту формулу нужно вводить концевые потери. Теперь формулы (I.47) переписываются в следующем виде:

$$\tilde{u}_1 = \frac{1}{2} \left(-\tilde{V}_0 + \sqrt{\tilde{V}_0^2 + 4} \right),$$

$$\tilde{u}_m = \frac{1}{2} \left(-\tilde{V}_0 + \sqrt{\tilde{V}_0^2 + 8} \right). \quad (I.49)$$

Из формул (I.49) следует, в частности, что на режиме висения индуктивная скорость в перекрытой зоне в $\sqrt{2}$ раз больше, чем в непокрытой.

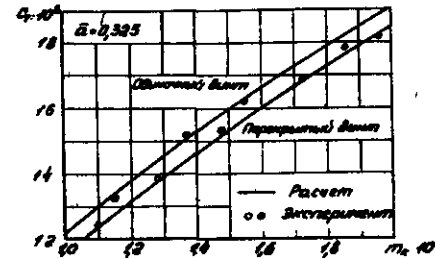


Рис. I.10

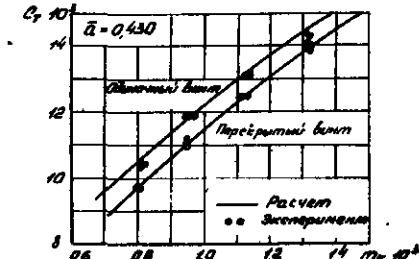


Рис. I.11

Рассмотрим теперь винты НЕЖ с учетом изменения циркуляции в перекрытой зоне из-за взаимовлияния. Будем считать, что винты НЕЖ спроектированы для условия изолированной работы на данном режиме с выдерживанием постоянства угла атаки (или c_y) по радиусу. В этом случае, как известно [21], закон изменения коэффициента заполнения по диску винта определяется как $\sigma = 0,7 C_y / \vec{r}$. Если эти винты будут работать с перекрытием, то в линейной вихревой теории условие постоянства циркуляции Γ сохраняется в непокрытой зоне и нарушается в перекрытой. Причем в перекрытой зоне вследствие увеличения местных индуктивных скоростей и умень-

нения истинных углов атаки в сечениях лопастей циркуляция уменьшается. Это ведет к уменьшению суммарных индуктивных потерь по сравнению с рассмотренным выше допущением о постоянстве циркуляции по диску винта.

Ограничим исследование режимом висения, на котором индуктивные потери наибольшие. Из формулы (I.48) получим

$$\bar{v}_1 = \sqrt{\frac{0,7}{8} \sigma_1 c_{y1}} = const;$$

$$\bar{v}_m = \sqrt{\frac{0,7}{8} \sigma_1 (c_{ym} + c_{y21})}. \quad (I.50)$$

Полагая линейное изменение c_y по α , находим

$$c_{ym} = c_y - a_\infty \Delta \alpha_1; \quad c_{y21} = c_y - a_\infty \Delta \alpha_2. \quad (I.51)$$

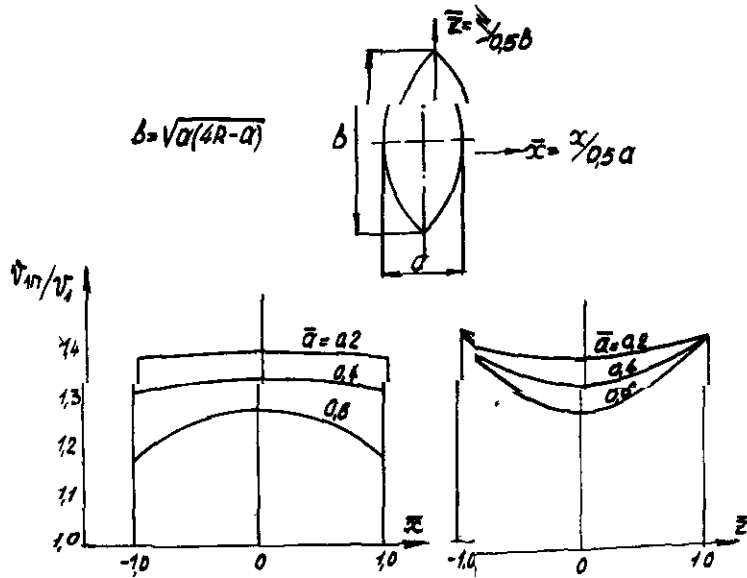


Рис. I.12

Разность в углах атаки в непокрытой и покрытой зонах при $\bar{a} > 0,3$ для первого и второго винтов определится из соотношений

$$\Delta \alpha_1 \approx \frac{\bar{v}_m}{\bar{v}_1} - \frac{\bar{v}_1}{0,7}, \quad \Delta \alpha_2 \approx \frac{\bar{v}_m}{\bar{v}_2} - \frac{\bar{v}_1}{0,7}. \quad (I.52)$$

Решив совместно (I.50), (I.51), (I.52), получим

$$\frac{\bar{v}_m}{\bar{v}_1} = -0,148 a_\infty \sqrt{\frac{\sigma_1}{c_y}} + \sqrt{0,0219 a_\infty^2 \frac{\sigma_1}{c_y} \left(\frac{1}{\bar{r}_1} + \frac{1}{\bar{r}_2}\right)^2 + 2 + 0,846 \sqrt{\frac{\sigma_1}{c_y}}}. \quad (I.53)$$

Здесь \bar{r}_2 определяется формулой (I.45).

На рис. I.12 представлены эпюры относительных скоростей \bar{v}_m/\bar{v}_1 в продольном и поперечном сечениях покрытой зоны диска, подсчитанные по формуле (I.53) для различных степеней перекрытия при $\sigma_1 = 0,06$; $c_y = 0,6$; $a_\infty = 5,6$. Как видим, для винта НЕМ в покрытой зоне отношение \bar{v}_m/\bar{v}_1 в среднем меньше, чем $\sqrt{2}$, как это получилось в предположении о постоянстве циркуляции по диску. Причем чем меньше степень перекрытия, тем это отношение ближе к $\sqrt{2}$.

Реальные несущие винты имеют существенно неравномерное распределение аэродинамической нагрузки (циркуляции Γ) по радиусу, увеличивающееся к концам лопастей. Это обстоятельство приближает отношение \bar{v}_m/\bar{v}_1 к $\sqrt{2}$. Следовательно, при разработке приближенного метода расчета аэродинамических характеристик покрытых несущих винтов может быть использована модель несущего винта с постоянной (осредненной) аэродинамической нагрузкой по диску.

Приближенный метод расчета аэродинамических характеристик покрытых несущих винтов

В соответствии с принятой моделью покрытого несущего винта с равномерно распределенной по диску аэродинамической нагрузкой получим выражение для идеальной мощности

$$L_\mu = \iint_{F_m} V_1 \alpha^2 r^2 + \iint_{F_n} V_{1n} \alpha^2 r^2 = \pi V_1 \left\{ \bar{r}_m^2 + \bar{r}_n^2 \frac{V_{1n}}{V_1} \right\}$$

или

$$L_\mu = \xi_n \pi V_1^3,$$

где V_1 - средняя скорость протекания сквозь диск изолированного винта; ξ_n - коэффициент, учитывающий дополнительные индуктивные потери от взаимодействия покрытых винтов:

$$\xi_n = 1 + \left(\frac{V_{1n}}{V_1} - 1 \right) \bar{r}_n^2.$$

Или, учитывая формулы (I.49), получаем

$$\xi_n = 1 + \frac{\bar{r}_n^2}{4} \left[\left(\sqrt{\bar{V}_0^2 + 8} + \bar{V}_0 \right) \left(\sqrt{\bar{V}_0^2 + 4} - \bar{V}_0 \right) - 4 \right]. \quad (I.54)$$

В частности, для режима висения

$$\xi_n = 1 + 0,41 \bar{r}_n^2.$$

На рис. I.13 представлены кривые $\xi_n = f(\bar{a})$ для разных значений \bar{V}_0 . На режиме висения при перекрытии $\bar{a} = 0,7$ индуктивные

потери увеличиваются на 10%, а для соосного несущего винта ($\bar{a} = 2$) эти потери увеличиваются на 41%. С ростом скорости

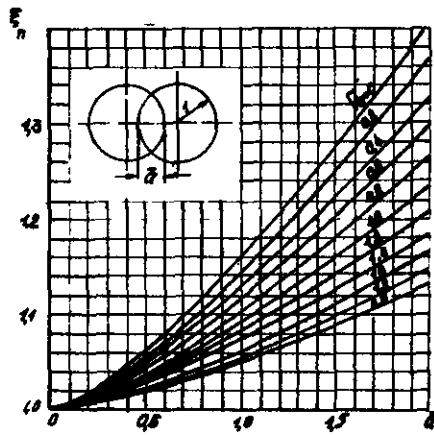


Рис. I.13

зависимости относительные потери на взаимодействии винтов уменьшаются.

В практике аэродинамических расчетов двухвинтовых несущих систем используются коэффициенты взаимодействия (см. гл. 2). Для определения коэффициента α_n перекрытого винта запишем выражение индуктивной мощности для одного перекрытого винта:

$$L_i = \iint_{F_{\text{зад}}} v_i dT + \iint_{F_n} v_{in} dT.$$

Из условия, что нагрузка на смежную площадь в пере-

крытой и непокрытой зонах одинакова, имеем

$$L_i = T v_i \left(\bar{F}_{\text{зад}} + \bar{F}_n \frac{v_{in}}{v_i} \right) = T v_i (1 + \alpha_n),$$

где α_n - коэффициент взаимодействия перекрытых винтов:

$$\alpha_n = 1 + \bar{F}_n \frac{v_{in} - v_i}{v_i}.$$

Используя формулы (I.49), получаем

$$\alpha_n = \bar{F}_n \left(\frac{-\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + 8}}{-\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + 4}} - 1 \right). \quad (I.55)$$

При $\bar{V}_0 = 0$ формула (I.55) приобретает вид

$$\alpha_n = \bar{F}_n \cdot 0,41$$

Зависимость $\bar{F}_n = f(\bar{a})$ определяется по приближенной формуле:

$$\bar{F}_n = \frac{\bar{a}}{15,8} (6\sqrt{\bar{a}(4-\bar{a})} + 8\sqrt{\bar{a}}) \quad (I.56)$$

Коэффициенты α_n и ξ_n связаны между собой следующей зависимостью:

$$\alpha_n = (\xi_n - 1) \frac{\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + 4}}{-\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + 4}}.$$

Найденные коэффициенты взаимодействия позволяют расчет аэродинамических характеристик перекрытого винта (ПВ) привести к расчету одиночного винта (ОВ).

ПВ будет создавать меньшую силу тяги, чем ОВ, при одинаковой мощности ($L = const$) и одинаковом значении \bar{V}_0 . Это уменьшение найдется из условия равенства коэффициентов мощности m_k перекрытого и одиночного винтов. Приближенно можно считать, что профильные и концевые потери винтов одинаковы. Тогда из формулы (I.58) следует

$$(\xi_n c_T \bar{V}_i)_{\text{ОВ}} = (c_T \bar{V}_i)_{\text{ОВ}}$$

или

$$\xi_n c_{T_{\text{ОВ}}}^{3/2} \bar{V}_i = c_{T_{\text{ОВ}}}^{3/2} \bar{V}_i.$$

Так как скорости \bar{V}_i при заданной скорости \bar{V}_0 для одиночного и перекрытого винтов определяются одной и той же формулой, то получим

$$\bar{T} = \bar{c}_T = \frac{c_{T_{\text{ОВ}}}}{c_{T_{\text{ОВ}}}} = \left(\frac{1}{\xi_n} \right)^{2/3}. \quad (I.57)$$

На рис. I.14 дано сопоставление расчета, выполненного по формуле (I.57), с экспериментами В.Н. Владимиров, П.М. Новоселова и других авторов, проведенными на режиме висения с моделями перекрытых несущих винтов, имеющих различные геометрические характеристики лопастей [1].

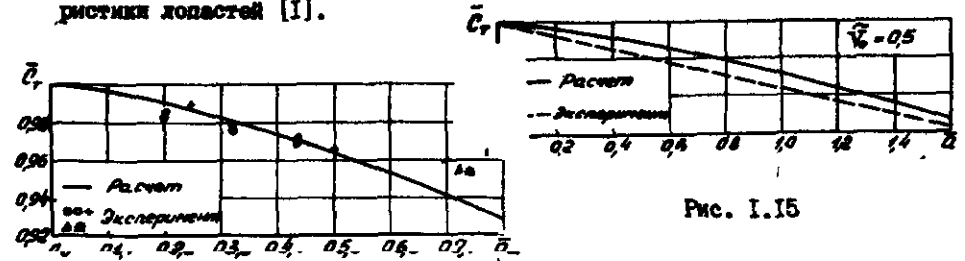


Рис. I.15

Рис. I.14

На рис. I.15 показана экспериментальная кривая А.А. Серова и Л.С. Павлова для режимов вертикального подъема перекрытых винтов при относительной скорости $\bar{V}_0 = 0,5$. Здесь не дана расчетная кривая для этого режима. Получающиеся в эксперименте большие, чем это следует из расчета, взаимодействия винтов объясняется тем, что испытывалась установка с перекрещивающимися винтами.

В общем случае для винта с переменной нагрузкой по диску коэффициент крутящего момента может быть определен по формуле

$$m_k = \frac{1}{\alpha} J_D \xi_n c_T \bar{V}_i + m_p \quad (I.58)$$

или

$$m_k = \frac{1}{\alpha} J_D (1 + \alpha_n) c_T \bar{V}_i + c_T \bar{V}_0 + m_p. \quad (I.59)$$

Здесь J_0 - коэффициент индукции ОВ - находится из рис. 1.14, приведенного в работе [6]; \bar{v}_r , \bar{V}_r - соответственно индуктивная скорость и скорость протекания для винта с равномерно распределенной аэродинамической нагрузкой по диску, определяемые по формулам

$$\bar{v}_r = \frac{1}{2} \left(-\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + \frac{c_r}{\alpha}} \right) \quad (1.60)$$

$$\bar{V}_r = \frac{1}{2} \left(\bar{V}_0 + \sqrt{\bar{V}_0^2 + \frac{c_r}{\alpha}} \right); \quad (1.61)$$

Расчеты показывают, что при заданном значении коэффициента силы тяги c_r профильные составляющие мощности ПВ и ОВ приблизительно равны.

Исходными данными для расчета аэродинамических характеристик ПВ являются:

- \bar{V}_0 - относительная скорость полета;
- ωR - окружная скорость концов лопастей;
- c_r - коэффициент силы тяги винта;
- G_r - заплотнение винта;
- ρ - сужение лопасти;
- $d\varphi_k$ - суммарная крутка лопасти;
- \bar{a} - относительное перекрытие винтов.

Алгоритм расчета строится в такой последовательности:

- 1) выполняются расчеты по пунктам 1,2,3,4 алгоритма, приведенного в разделе 1.1;
- 2) определяется относительная скорость влета \bar{V}_0 по формуле (1.40);
- 3) вычисляются коэффициенты ξ_n по формуле (1.54) или α_n по формуле (1.55);
- 4) рассчитываются относительные скорости \bar{V}_r по формуле (1.60) или \bar{v}_r по формуле (1.61);
- 5) находится коэффициент мощности m_k по формуле (1.53) или (1.59);
- 6) определяется относительный КПД винта η_0 на режиме висения по формуле (1.41).

Г л а в а 2. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОВИНТОВЫХ НЕСУЩИХ СИСТЕМ НА РЕЖИМАХ КОСОГО ОБТЕКА

Изучению аэродинамических характеристик несущих винтов двухвинтовых вертолетов на режимах полета с горизонтальной скоростью посвящены исследования Б.Н. Юрьева [21], выполненные на базе вихревой модели крыла, Л.С. Вильдгрубе, Г.Р. Крада,

П.В. Занозина, А.В. Ольшанской и др. [2,5,6] - на базе плоской вихревой пелены, П.И. Радченко [6,12] и др. - на базе пространственной вихревой модели, С.М. Белоцерковского, Б.Е. Доктева [3] и других - на основе нелинейной нестационарной вихревой теории.

Показано, что взаимовлияние винтов мало сказывается на профильной мощности, поэтому несущий винт, работающий в присутствии других винтов, приблизительно рассчитывает как одиночный винт с соответствующими поправками на индуктивную мощность от взаимовлияния. В приближенных методах расчета [6] эти поправки представляются в виде множителя $(1 + \alpha_c)$ в выражении для индуктивной мощности:

$$m_i = \frac{1}{\alpha} J (1 + \alpha_c) c_r \bar{v}_r \quad (2.1)$$

Здесь J - коэффициент индукции несущего винта, учитывающий закон распределения по диску винта циркуляции $\Gamma(r, \varphi)$; α_c - коэффициент взаимовлияния несущих винтов, в основном зависящий от схемы вертолета; \bar{v}_r - средняя по диску собственная индуктивная скорость несущего винта.

В главе 1 рассматривался метод расчета перекрытых винтов на режимах висения и вертикального подъема. Здесь проводится обобщение этого метода на случай косоугольного обтекания. Анализ индуктивных полей за пределами диска вращающихся несущих винтов, проведенный на основе расчетных и экспериментальных данных, показывает, что в поперечной плоскости эпюры индуктивных скоростей приблизительно симметричны. Это позволяет в качестве основной расчетной схемы так же, как и на режиме висения, избрать модель несущих винтов с равномерно распределенной аэродинамической нагрузкой по диску [15,16].

2.1. УГОЛ НАКЛОНА ОСИ ВИХРЕВОГО ЦИЛИНДРА И СОБСТВЕННАЯ ИНДУКТИВНАЯ СКОРОСТЬ НЕСУЩЕГО ВИНТА, РАБОТАЮЩЕГО В ПРИСУТСТВИИ СОСЕДНИХ ВИНТОВ

Согласно принятой модели свободные вихри заменяются скошенным под углом δ полубесконечным вихревым цилиндром с постоянной погонной циркуляцией γ вдоль образующей. Анализ, проведенный в работе [15], показывает, что в рамках линейной вихревой модели угол наклона вихревого цилиндра следует определять по удаленному от плоскости винта сечению 2-2. Для многовинтовых несущих систем угол δ определяется с учетом взаимного влияния винтов из условия, что ось цилиндра направлена по вектору средней суммарной скорости в этом сечении. В этом случае, как следует из рис. 2.1,

$$V \sin(\alpha + \delta) + v_{2n\bar{x}} = 0.$$

Здесь

$$v_{znz} = v_{zn} K; \quad K = 1 + \frac{\Delta v_{zn}}{v_{zn}},$$

где v_{zn} — составляющая скорости, индуцируемая собственной вихревой системой винта, $v_{zn} = v \frac{\cos \delta}{1 + \sin \delta}$; Δv_{zn} — составляющая скорости, индуцируемая вихревыми системами соседних винтов.

Коэффициент K учитывает индуктивное влияние вихревых следов соседних винтов на угол отклонения δ вихревого следа рассматриваемого винта.

Из приведенного выше соотношения получена формула, связывающая угол δ произвольной комбинации винтов с режимом полета [9]:

$$\tilde{V} = \frac{2K \cos \delta}{\sqrt{\sin^2 \delta \sin^2(\alpha + \delta) (1 + \sin \delta)^2 + K \sin^2(\alpha + \delta) \cos^2 \delta (1 + \sin \delta)^2}} \quad (2.2)$$

Приближенно будем полагать, что все несущие винты имеют одинаковые углы наклона свободных вихревых колонн. В противном случае в рамках линейной вихревой модели возможно их пересечение, что противоречит физическому смыслу.

Это значит, что при определении углов δ силы тяги считаются равными и определяются как среднее арифметическое от сил тяги всех несущих винтов. Следовательно, равны и распределенные циркуляции γ для всех вихревых цилиндров. Как показывают расчеты, для многвинтовых комбинаций, имеющих перекрытие винтов \bar{a} , не превышающее 0,7, средняя скорость Δv_{zn} приближенно может определяться как скорость, вызываемая вихревыми цилиндрами соседних винтов на оси вихревого цилиндра рассматриваемого винта.

Ниже приведены расчетные выражения коэффициента K для двух- и трехвинтовой комбинации несущих винтов при нулевом угле скольжения в зависимости от следующих конструктивных параметров схемы (рис. 2.2); \bar{x}_z , \bar{x}_x — относительное расстояние между винтами по осям x и z соответственно; \bar{y}_z — относительное превышение задних винтов над передними.

На рис. 2.2 представлены зависимости $\delta = f(\tilde{V})$ при $\alpha = 0$ для одиночного винта, двухвинтовой поперечной схемы при $\bar{x}_z = 2$, двухвинтовой продольной схемы при $\bar{x}_z = 2$; $\bar{y}_z = 0,2$ и трехвинтовой комбинации при $\bar{x}_z = 1,732$; $\bar{x}_x = 2$, $\bar{y}_z = 0,2$ (пунктир). Из графика видно, что для поперечной схемы угол δ , а следовательно, и средняя индуктивная скорость v_{zn} меньше, чем для одиночного винта. У продольной схемы угол δ и скорость v_{zn} больше. У трехвинтовой схемы кривая $\delta = f(\tilde{V})$ мало отличается от одиночного винта.

Для вертолета поперечной схемы

$$K = 1 + \frac{1}{1 - \sin |\delta|} \left[1 - \frac{\bar{x}_z}{\sqrt{\bar{x}_z^2 - \cos^2 \delta}} \right] \quad (2.3)$$

Для вертолета продольной схемы

$$K = 1 + \frac{1}{1 - \sin |\delta|} \left[1 - \frac{\bar{x}_x}{\sqrt{\bar{x}_x^2 + \cos^2 \delta}} \right] \quad (2.4)$$

Для вертолета трехвинтовой схемы скорость на оси вихревого цилиндра вычисляется как среднее арифметическое от скоростей на оси каждого вихревого цилиндра:

$$K = 1 + \frac{2}{3(1 - \sin |\delta|)} \left[\left(1 - \frac{\bar{x}_z}{\sqrt{\bar{x}_z^2 - \cos^2 \delta}} \right) + 2 \left(1 - \frac{\bar{x}_x \sqrt{B+C} + 0,5 \bar{x}_z \sqrt{B-C}}{\sqrt{2} B} \right) \right],$$

где

$$B = \sqrt{C^2 + \bar{x}_z^2 \bar{x}_z^2}, \quad C = \bar{x}_z^2 - 0,25 \bar{x}_z^2 + \cos^2 \delta.$$

В полученных формулах \bar{x}_x — относительное расстояние между осями вихревых цилиндров (рис. 2.2):

$$\bar{x}_x = \bar{x}_z \sin \delta + \bar{y}_z \cos \delta.$$

У вертолета продольной схемы при $\bar{x}_z \geq 2$ для K могут быть использованы более точные формулы:

$$K = 1 + \frac{1 - B_k}{1 - \sin |\delta|}, \quad (2.5)$$

где

$$B_k = \frac{2\bar{h}}{\pi k} [K(k) - E(k)];$$

$$\bar{h} = \bar{x}_z \operatorname{tg} \delta + \bar{y}_z; \quad k = \frac{2}{\sqrt{4 + \bar{h}^2}}. \quad (2.6)$$

На рис. 2.3 и 2.4 даны зависимости $\delta(\tilde{V})$ для поперечной схемы при $\bar{x}_z = 1,8; 2,0; 2,5$ и продольной схемы при $\bar{x}_z = 2,0; \bar{y}_z = 0; 0,2$ и $\alpha = -20; -10; 0; 10; 20; 40^\circ$. Из приведенных зависимостей следует, что угол δ уменьшается для поперечной схемы с уменьшением относительного расстояния между винтами \bar{x}_z и

для продольной схемы с увеличением относительного превышения \bar{y}_n .

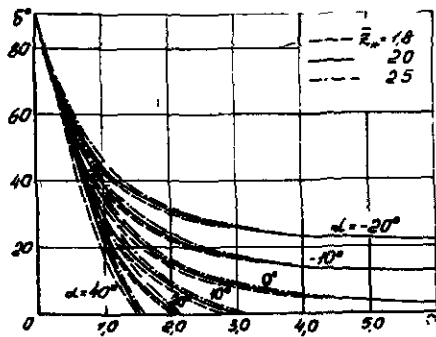


Рис. 2.3

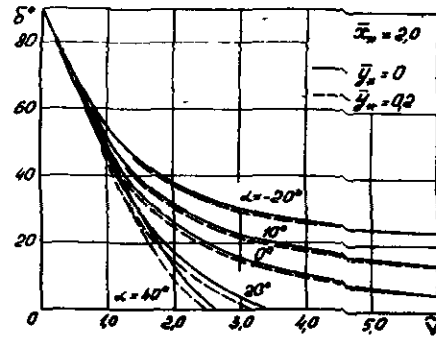


Рис. 2.4

Средняя величина собственной индуктивной скорости определяется по формуле [15, 16]

$$\bar{v}_i = \text{sign}(\delta) \frac{1}{2} \left[-\bar{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\bar{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + 4 \text{sign}(\delta)} \right]. \quad (2.7)$$

Угол δ в этой формуле определяется с учетом взаимовлияния винтов.

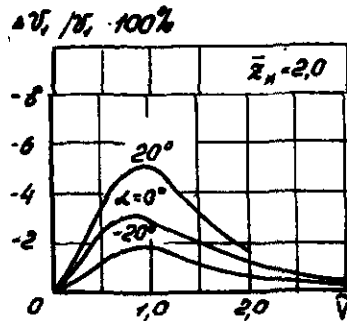


Рис. 2.5

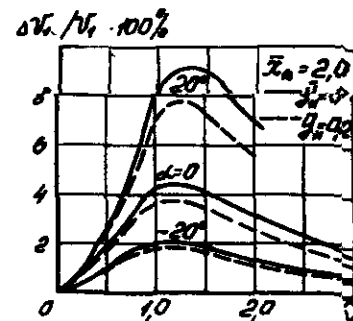


Рис. 2.6

Для оценки степени изменения собственной индуктивной скорости на рис. 2.5 и 2.6 приведены расчетные значения ее уменьшения для поперечной схемы и увеличения для продольной, взятые в процентах от индуктивной скорости изолированного винта. На столько же процентов изменяется и индуктивная мощность винта. Особо заметное увеличение (до 7-8%) наблюдается у вертолета продольной

схемы на малых скоростях полета и положительных углах атаки ($\bar{V} = 1,3$; $\alpha = 20^\circ$).

При расчете углов δ для соосной комбинации винтов возникают трудности, связанные с вычислением средних скоростей в сечении

2-2 пересекающихся вихревых цилиндров, для которых не удается получить аналитических зависимостей. Поэтому здесь используется следующий прием аппроксимации. Произведем замену вихревого следа в сечении 2-2 эквивалентным вихревым цилиндром, имеющим в сечении форму эллипса с полуосями a по оси z и b по оси x (рис.2.7). Площадь сечения эквивалентного вихревого цилиндра F равна площади, ограниченной контуром исходного вихревого следа. Ее относительная величина

$$\bar{F}(\delta) = \frac{F}{\pi R^2} = 2 - \bar{F}_n, \quad (2.8)$$

где \bar{F}_n - относительная площадь перекрытия вихревых цилиндров, определяемая по формуле (1.56), в которой \bar{a} - степень перекрытия вихревых цилиндров:

$$\bar{a} = 2 - \frac{\bar{x}_0}{\sin \delta}.$$

Здесь x_0 - расстояние между осями вихревых цилиндров (рис.2.7):

$$\bar{x}_0 = \bar{y}_n \cos \delta.$$

Величины полуосей a и b находятся из условия равенства средних индуктивных скоростей в сечении 2-2 исходного и эквивалентного вихревого следа.

Путем расчетов на ЭВМ найдена аппроксимационная формула для удлинения эквивалентного эллипса:

$$\lambda_2 = \frac{a}{b} = \frac{2 - \bar{F}_n}{[1 + 0,93(1 - \bar{F}_n)]^2}. \quad (2.9)$$

Распределенная циркуляция γ_2 по образующей эквивалентного скошенного эллиптического вихревого цилиндра найдется из условия равенства суммарной силы тяги соосной комбинации винтов и силы тяги эквивалентной системы, имеющей несущую площадь, равную F .

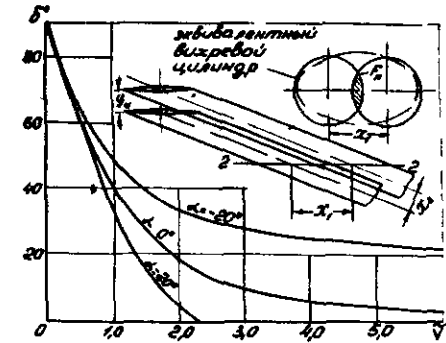


Рис. 2.7

В дальнейшем соосный винт будем рассчитывать как одиночный с двойным заполнением с учетом коэффициента индукции. В этом случае все скорости и циркуляции $\tilde{\Gamma}_3$ следует относить к индуктивной скорости на висении одиночного винта с силой тяги $T = T_c + T_n$. Тогда получим

$$\tilde{\Gamma}_3 = \text{sign } \delta \left[-\tilde{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\tilde{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + 4 \text{sign } \delta \frac{q}{\rho}} \right]. \quad (2.10)$$

На основании свойств эллиптического вихревого цилиндра могут быть получены все компоненты средних скоростей в сечениях I-I и 2-2 эквивалентного вихревого цилиндра. В частности,

$$\tilde{v}_{xn} = \tilde{\Gamma}_3 \frac{\cos \delta}{\lambda_3 + \sin |\delta|}; \quad (2.11)$$

$$\tilde{v}_{ycp} = \tilde{\Gamma}_3 \xi_3; \quad \tilde{v}_{ycp} = \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_3 \xi_3, \quad (2.12)$$

где

$$\xi_3 = \frac{1 + \lambda_3 \sin |\delta|}{\lambda_3 + \sin |\delta|}. \quad (2.13)$$

Выражение для коэффициента K в формуле (2.2) при $\delta = \arctg(0,5\tilde{y}_n)$ имеет вид

$$K = \frac{\tilde{\Gamma}_3}{\tilde{\Gamma}} \frac{1 + \sin |\delta|}{\lambda_3 + \sin |\delta|}. \quad (2.14)$$

Здесь $\tilde{\Gamma}_3$, λ_3 определяются по формулам (2.9) и (2.10) соответственно. Для $\delta = \arctg(0,5\tilde{y}_n)$, когда вихревые цилиндры от верхнего и нижнего винтов не пересекаются, коэффициент K может находиться как для продольной схемы по формуле (2.4), которую нужно умножить на $\tilde{\Gamma}_3 / \tilde{\Gamma}$. Величина $\tilde{\Gamma}_3$ определяется по формуле (2.5) при $\tilde{F} = 2$. Для вычисления $\tilde{\Gamma}$ следует использовать формулу [13, 14]

$$\tilde{\Gamma} = \text{sign } \delta \left[-\tilde{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\tilde{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + 4 \text{sign } \delta} \right]. \quad (2.15)$$

На рис. 2.7 представлена зависимость $\delta = f(\tilde{V})$ для $\tilde{y}_n = 0,2$; $\alpha = -20, 0, 20^\circ$. Сравнение с соответствующей зависимостью для одиночного винта (см. [16, рис. 3]) показывает, что они практически совпадают. Это значит, что совпадают и собственные индуктивные скорости одиночного изолированного и эквивалентного (с двойным заполнением) винтов.

2.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЗАИМОВЛИЯНИЯ В ДВУХВИНТОВЫХ КОМБИНАЦИЯХ

Продольная и поперечная схемы. Рассмотрим случай, когда несущие винты имеют превращение и перекрытие, а плоскости их дисков параллельны. Определение коэффициента взаимовлияния α_c будет

проводить на примере двухвинтовой комбинации (продольной или поперечной) в предположении, что удельные нагрузки на площади дисков каждого из винтов одинаковы и определяются как $(T_1 + T_2) / 2\pi R^2$. Расчет коэффициента α_c проведем по сечению 2-2 ($\alpha_c = \Delta U_{2y} / U_{2y}$), что соответствует среднему для схемы значению. Отсюда следует, что для фиксированного угла δ величина α_c не зависит от выноса заднего винта в направлении оси вихревого цилиндра. Например, продольная схема с конструктивным превращением \tilde{y}_n и разносом винтов \tilde{x}_n , изображенная на рис. 2.8, а, и та же схема без превращения при другом разносе \tilde{x}_{np} имеют одинаковую величину α_c . Этот вывод находится в полном соответствии с теоремой Мунка для бипланной коробки крыльев [22], которая здесь обобщена на случай продольной комбинации винтов в условиях косоугольного обтекания. Таким образом, при фиксированном значении угла δ любая двухвинтовая несущая система, имеющая перекрытие вихревых следов, может быть приведена к эквивалентной системе без превращения винтов.

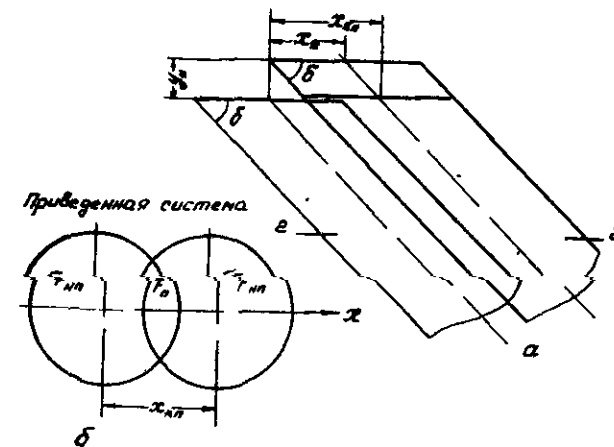


Рис. 2.8

Рассмотрим один из винтов идеальной эквивалентной несущей системы, изображенной на рис. 2.8, б. Площадь диска винта разбивается на две области: перекрытую F_n с силой тяги $T_n = T \tilde{F}_n$ и средним по площади F_n нормальным компонентом индуктивной скорости v_n ; неперекрытую F_{np} с силой тяги $T_{np} = T \tilde{F}_{np}$ и компонентом

¹ При этом следует иметь в виду, что равные значения δ у обеих схем соответствуют разным режимам полета \tilde{V} , α (см. рис. 2.2).

индуктивной скорости $v_{ин}$. Тогда идеальная мощность системы определяется как

$$L_u = T(\bar{F}_n v_{ин} + \bar{F}_n v_{ин}) = T v_i \left[\frac{v_{ин}}{v_i} (1 - \bar{F}_n) + \frac{v_{ин}}{v_i} \bar{F}_n \right];$$

Здесь v_i - собственная индуктивная скорость винта, а выражение в квадратных скобках есть коэффициент индукции от взаимовлияния винтов, равный $(1 + \alpha_c)$. Отсюда, переходя к сечению 2-2, получаем

$$\alpha_c = \frac{\Delta v_{ин}}{v_i} (1 - \bar{F}_n) + \frac{\Delta v_{ин}}{v_i} \bar{F}_n = \alpha_{ин} (1 - \bar{F}_n) + \alpha_n \bar{F}_n, \quad (2.16)$$

где $\alpha_{ин}$ и α_n - коэффициенты влияния, вычисленные для неперекрытой и перекрытой областей. На тех режимах, где вихревые цилиндры не пересекаются, $\bar{F}_n = 0$ и, следовательно, $\alpha_c = \alpha_{ин}$.

В итоге задача сводится к отысканию средних добавочных скоростей от соседнего винта в каждой из названных областей.

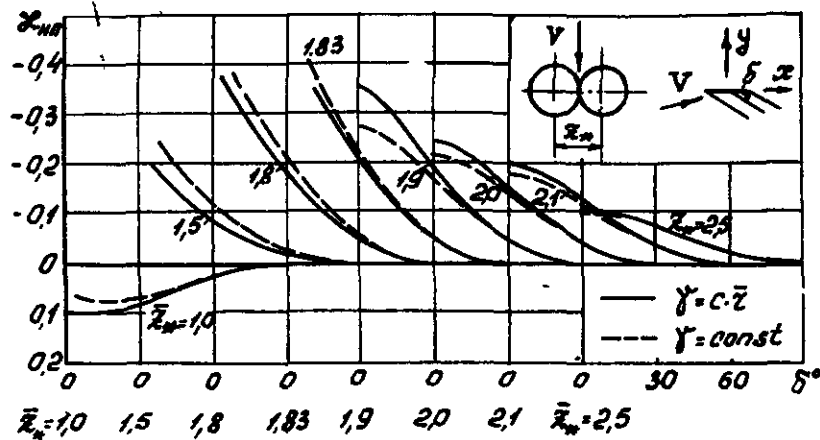


Рис. 2.9

На рис. 2.9 приведен график зависимости $\alpha_{ин}(\delta, \bar{z}_n)$ для двухвинтовой поперечной схемы, подсчитанный на ЭВМ для двух законов $\gamma(\bar{r})$: постоянного ($\gamma = const$) и треугольного ($\gamma = c\bar{r}$). Видно, что в интервале $2,1 \geq \bar{z}_n \geq 1,8$ положительный эффект от взаимовлияния во втором случае выше, чем в первом, особенно при малых значениях δ . Этот факт для $\delta = 0$ был установлен Л.С. Вильдгрубе [6]. При больших значениях δ ($\delta > 30^\circ$), что соответствует малым скоростям полета, этот эффект практически исчезает.

Для вертолета продольной схемы удается найти аналитическую формулу для $\alpha_{ин}$:

$$\alpha_{ин} = 1 - \frac{\bar{h} \sqrt{4 + \bar{h}^2}}{\bar{x}} \left[K \left(\frac{2}{\sqrt{4 + \bar{h}^2}} \right) - E \left(\frac{2}{\sqrt{4 + \bar{h}^2}} \right) \right], \quad (2.17)$$

где

$$\bar{h} = \bar{x}_* \operatorname{tg} \delta + \bar{y}_*. \quad (2.18)$$

Расчет средних скоростей в перекрытой зоне приближенно можно производить исходя из следующих соображений. Площадь \bar{F}_n имеет форму линзы и испытывает двойную нагрузку (от двух винтов). Поэтому вихревой след в зоне перекрытия может быть аппроксимирован вихревым цилиндром эллиптической формы в сечении с удлинением λ_{2p} и с распределенной циркуляцией \bar{f}_s , определяемой выражением

$$\bar{f}_s = \operatorname{sign} \delta [-\bar{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\bar{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + \delta \operatorname{sign} \delta}] \quad (2.19)$$

Внешние вихревые цилиндры имеют циркуляцию \bar{f} и могут быть аппроксимированы эллиптическим цилиндром удлинения λ_p так же, как это делалось для соосного винта. Средняя скорость v_{2y} по сечению 2-2 скошенных эллиптических цилиндров найдется по формуле (2.12). Учитывая сказанное, получаем

$$\alpha_n = \frac{v_{2y}}{v_i} = 1 - \left(\frac{\bar{f}_s}{\bar{f}} - 1 \right) \frac{1 + \lambda_{2p} \operatorname{sign} |\delta|}{\lambda_{2p} + \operatorname{sign} |\delta|} + \frac{1 + \lambda_p \operatorname{sign} |\delta|}{\lambda_p + \operatorname{sign} |\delta|} - 1 \quad (2.20)$$

Здесь \bar{f}_s и \bar{f} определяются по формулам (2.19) и (2.15). Напомним, что удлинение эллипсов λ есть отношение полуосей по осям x и x' . Принимая за малую ось степень перекрытия \bar{a} , а большую определяя из условия равенства площадей эллипса и перекрытой зоны \bar{F}_n , выражаем удлинение λ_{2p} для двух случаев: для поперечной схемы

$$\lambda_{2p} = \frac{(e - \bar{z}_n)^2}{4 \bar{F}_n}; \quad (2.21)$$

для продольной схемы

$$\lambda_{2p} = \frac{4 \bar{F}_n}{(e - \bar{x}_{ин})^2}, \quad \bar{x}_{ин} = \bar{x}_* + \bar{y}_* \operatorname{ctg} \delta. \quad (2.22)$$

Для удлинения λ_p внешнего вихревого цилиндра в случае поперечной схемы найдена аппроксимационная формула:

$$\lambda_p = 1 + 0,06 (1 + \bar{F}_n) \sqrt{|\delta^\circ| + 40}. \quad (2.23)$$

В случае продольной схемы используется формула (2.9).

Таким образом, может быть построен универсальный алгоритм расчета коэффициентов взаимовлияния поперечной и продольной двухвинтовых комбинаций на всех режимах полета. При $\delta = 90^\circ$ формулы дают случай осевого полета, рассмотренный в разделе 1.2. В преде-

ле, когда $\delta = 0$, что возможно при $\alpha = 0$ и $\bar{V} \rightarrow \infty$, получим случай плоской вихревой пелены, хорошо изученный Л.С. Вильдгрубе [2, 5, 6]. В частности, для вертолета соосной или продольной схем при $\delta = 0$ имеем $\bar{h} = \bar{y}_n$ (см. формулу (2.18)). Тогда в соответствии с формулой (2.17) получим

$$\alpha_{np} = \alpha_{c,0} - 1 - \frac{\bar{h} \sqrt{4 + \bar{y}_n^2}}{\bar{x}} \left[K \left(\frac{2}{\sqrt{4 + \bar{y}_n^2}} \right) - E \left(\frac{2}{\sqrt{4 + \bar{y}_n^2}} \right) \right]. \quad (2.24)$$

Результаты расчетов, выполненных по формуле (2.24) и представленных в табл. 2.1, практически совпадают с данными, приведенными в работе [6, рис. 3.28]).

Таблица 2.1

\bar{y}_n	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,5	∞
$\alpha_{c,0}$	1	0,3685	0,7839	0,7147	0,6560	0,6054	0,5614	0,4221	0

Для примера на рис. 2.10. представлен график коэффициента взаимовлияния поперечной схемы $\alpha_{np}(\bar{V}, \alpha)$ для двух законов $f(\bar{r})$. На рис. 2.11 показаны графики $\alpha_{np}(\delta)$ продольной схемы для $\alpha = 0$ и различного взаиморасположения винтов. На рис. 2.12 изображены графики $\alpha_{np}(\bar{V}, \alpha)$ при $\bar{x}_n = 1,58$; $\bar{y}_n = 0,175$.

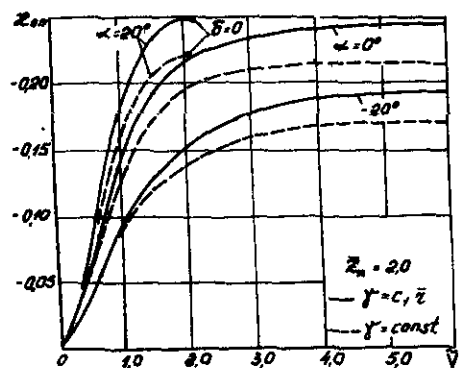


Рис. 2.10

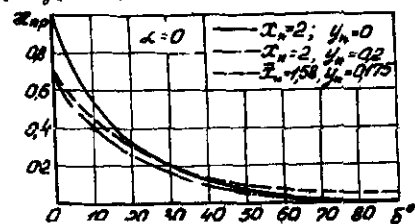


Рис. 2.11

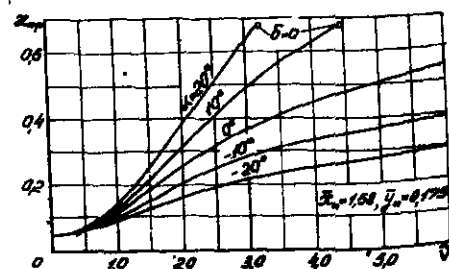


Рис. 2.12

Следует заметить, что при расчете коэффициента взаимовлияния несущих винтов в продольной схеме необходимо обязательно учитывать факторы деформации вихревого следа за несущим винтом, проявляющиеся в его сворачивании и образовании на краях двух продоль-

ных вихревых изгибов циркуляции $\Gamma_{\delta_{вк}}$. Параметры линейной вихревой модели, учитывающей сворачивание вихревого следа, определены в работе [20], откуда следует, что угол наклона вихревых изгибов к плоскости диска винта $\delta_{\delta_{вк}}$ существенно меньше угла наклона скошенных вихревых цилиндров δ , особенно на малых скоростях полета. В этом случае вихревая пелена, отходящая от переднего винта, приближается к плоскости диска заднего, и отрицательное индуктивное воздействие переднего винта на задний существенно возрастает. Угол $\delta_{\delta_{вк}}$ продольной комбинации винтов, как и одиночного винта, определяется в удаленном сечении 2-2 из условия, что оси продольных изгибов направлены по вектору суммарной скорости.

При вычислении $\delta_{\delta_{вк}}$ двухвинтовых комбинаций также считаем, что силы тяги винтов равны и определяются как среднее арифметическое значение сил тяги двух винтов. Для продольной комбинации винтов, имеющих постоянную нагрузку по диску

$$\sin(\alpha + \delta_{\delta_{вк}}) = \frac{4}{\bar{x}^2} \frac{\bar{v}_i}{\bar{V}} \cos \delta \left[1 + \frac{\bar{x}^2}{\bar{x}^2 + 4(\bar{x}_n \sin \delta_{\delta_{вк}} + \bar{y}_n \cos \delta_{\delta_{вк}})^2} \right] \quad (2.25)$$

Зависимость $\delta_{\delta_{вк}}(\bar{V}, \alpha)$, получаемая из решения уравнения (2.25) при $\bar{x}_n = 2,0$, представлена на рис. 2.13. Расчеты показывают, что влияние превышения винтов \bar{y}_n на величину $\delta_{\delta_{вк}}$ незначительно, поэтому данными графиками можно пользоваться в диапазоне $\bar{y}_n = 0 \dots 0,2$.

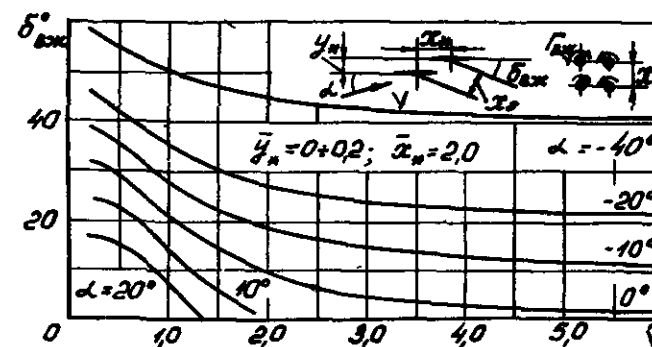


Рис. 2.13

Расчет α_{np} с учетом деформации вихревой системы за винтом можно проводить по приведенным выше формулам, подставляя в них вместо δ величину $\delta_{\delta_{вк}}$ и подправляя найденное значение α_{np} умножением на величину $\cos \delta / \cos \delta_{\delta_{вк}}$.

Соосная схема. Коэффициент индукции соосного несущего винта, как указывалось выше, удобнее определять как для одиночного винта с двойным заполнением. Здесь возможны два случая.

1. Вихревые цилиндры от верхнего и нижнего винтов пересекаются ($\delta > \arctg(0,5\bar{y}_n)$).

Применяя аппроксимацию через эквивалентный скошенный эллиптический цилиндр, как это делалось в разделе 2.1, и используя формулу (2.12), находим суммарную индуктивную скорость в плоскости эквивалентного одиночного винта с двойным заполнением

$$J_{co} v_{ind} = \frac{1}{2} \bar{f}_3 \xi_3 - \frac{\bar{f}_2}{f} \xi_2 - \frac{1}{2} \bar{f} - \frac{\bar{f}_2}{f} \xi_3 v_{ind}$$

Отсюда, учитывая формулы (2.10), (2.15), (2.13), (2.8), получаем окончательно

$$J_{co} \frac{\bar{f}_2}{f} \xi_3 = \frac{-\tilde{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\tilde{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + 4 \operatorname{sign} \delta / (2 - \bar{f}_2)}}{-\tilde{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\tilde{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + 4 \operatorname{sign} \delta}} (1 + \lambda_2 \sin|\delta|) \quad (2.26)$$

Здесь λ_2 определяется формулой (2.9).

2. Вихревые цилиндры не пересекаются ($\delta < \arctg(0,5\bar{y}_n)$).

В этом случае расчет коэффициента взаимовлияний должен вестись, как для продольной схемы при $\lambda_n = 0$ по формуле (2.17), которая обращается в формулу (2.24). Таким образом, с момента, когда вихревые следы от каждого из винтов перестают пересекаться, коэффициент взаимовлияния \mathcal{X}_{co} сохраняется постоянным и будет одинаковым для плоской и пространственной вихревых систем. В частности, при $\bar{y}_n = 0,2$ он равен 0,656.

Делая последующий пересчет на эквивалентный одиночный винт с двойным заполнением, получаем окончательно

$$J_{co} = \frac{-\tilde{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\tilde{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + \operatorname{sign} \delta \cdot 2}}{-\tilde{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\tilde{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + \operatorname{sign} \delta \cdot 4}} (1 + \mathcal{X}_{co}) \quad (2.27)$$

Здесь \mathcal{X}_{co} определяется по формуле (2.24).

В пределе для плоской вихревой пелены $\delta = 0$, $\alpha = 0$, $\tilde{V} \rightarrow \infty$ получим $J_{co} = 0,5 (1 + \mathcal{X}_{co})$. В частности, при $\bar{y}_n = 0,2$ $J_{co} = 0,5 (1 + 0,656) = 0,828$, т.е. одиночный винт имеет на 21% большую индуктивную мощность, чем соосный ($1/0,828 = 1,21$).

34

На рис. 2.14 представлены графики коэффициента индукции соосного винта для трех углов атаки. При расчете J_{co} угол δ (\tilde{V}, α) в соответствии с выводом раздела 2.1 берется, как и для одиночного винта.

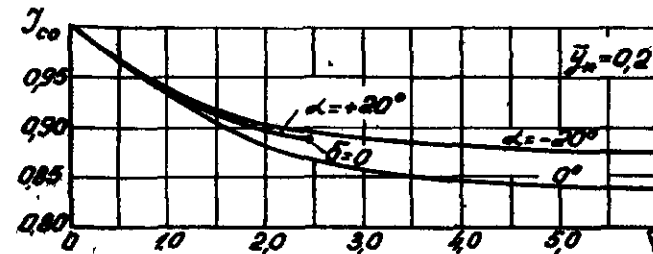


Рис. 2.14

Алгоритм расчета коэффициента мощности двухвинтовых несущих систем

Исходными данными для расчета являются:

- \tilde{V} - относительная скорость полета;
- α - угол атаки винта, отсчитываемый от плоскости концов лопастей;
- C_T - среднее значение коэффициента силы тяги (для соосной комбинации винтов - коэффициент суммарной силы тяги двух винтов);
- ωR - окружная скорость концов лопастей;
- b_r - коэффициент заполнения винта (для соосной несущей системы - коэффициент заполнения двух винтов);
- ρ - сужение лопасти;
- $\Delta\varphi_x$ - суммарная крутка лопасти;
- набор профилей по радиусу лопасти;
- $\bar{x}_n, \bar{y}_n, \bar{z}_n$ - относительное расстояние между винтами по осям x, y, z соответственно.

Алгоритм расчета строится следующим образом:

1) определяются углы наклона осей вихревых цилиндров по формуле (2.2) методом итераций или по графикам (см. рис. 2.2, 2.3, 2.4). Для продольной комбинации винтов угол наклона продольных вихревых кругов δ_{jk} находится из уравнения (2.25) или определяется по графику (рис. 2.13);

2) средняя величина собственной индуктивной скорости вычисляется по формулам

$$\bar{v}_i = \bar{v}_i, \bar{v}_{i,j}$$

$$\bar{v}_i = \text{sign}(\delta) \frac{1}{2} [-\bar{V} \cos(\alpha + \delta) + \sqrt{\bar{V}^2 \cos^2(\alpha + \delta) + 4 \text{sign}(\delta)}];$$

$$\bar{v}_{i0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_r}{\alpha}},$$

где α - коэффициент концевых потерь, $\alpha \approx 0,94$;

3) коэффициент индукции J в формуле (2.1) приближенно считается равным коэффициенту индукции одиночного винта (см. [2, 6]);

4) коэффициент взаимовлияния винтов α_c находится по графикам (рис. 2.9, 2.10, 2.11 и 2.12) или по формулам (2.16), (2.17) и (2.20). Коэффициент индукции эквивалентного соосного винта J_{co} находится по формуле (2.26) или по графику (рис. 2.14);

5) коэффициенты k_r и k_p определяются по формулам Л.С. Вильдгрубе [2, 6]

$$k_r = \frac{\rho - 0,75(\rho - 1) \frac{1 + \bar{V}^2}{1 + 1,2\bar{V}^2}}{0,7 + 0,3\rho};$$

$$k_p = \frac{\rho - 0,8(\rho - 1) \frac{1 + 2,5\bar{V}^2}{1 + 3\bar{V}^2}}{0,7 + 0,3\rho};$$

6) средний по диску винта коэффициент подъемной силы c_{y0} [2, 6] будет

$$c_{y0} = \frac{3c_r}{\alpha c_r k_r (1 + 1,2\bar{V}^2)},$$

7) средний по диску винта коэффициент профильного сопротивления c_{xpr} находится по графикам, приведенным в работе [2];

8) коэффициент профильной мощности вычисляется по известной формуле [II]

$$m_p = \frac{1}{4} c_{xpr} c_r k_p (1 + 5\bar{V}^2),$$

9) коэффициент мощности двухвинтовой несущей системы рассчитывается для вертолета продольной и поперечной схем

$$m_k = 2 \left[\frac{1}{\alpha} J (1 + \alpha_c) c_r \bar{v}_i + m_p \right],$$

для вертолета соосной схемы

$$m_k = \frac{1}{\alpha} J J_{co} c_r \bar{v}_i + m_p.$$

Приведенный алгоритм позволяет приближенно рассчитать коэффициент мощности двухвинтовых несущих систем и построить поляры винтов, которые могут быть использованы в аэродинамическом расчете двухвинтовых вертолетов продольной, поперечной и соосной схем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антропов В.Ф., Бураков Г.Б., Дьяченко А.С. и др. Экспериментальные исследования по аэродинамике вертолета/Под ред. А.К. Мартынова. - М.: Машиностроение, 1980.
2. Баскин В.Э., Вильдгрубе Л.С. и др. Теория несущего винта/Под ред. А.К. Мартынова. - М.: Машиностроение, 1973.
3. Белоцерковский С.М., Локтев Б.Е. Моделирование на ЭВМ нестационарного обтекания несущих винтов соосной схем. - Докл. АН СССР, 1981, т. 256, № 4.
4. Ветчинкин В.П., Поляхов Н.Н. Теория и расчет воздушного гребного винта. - М.: Оборонгиз, 1940.
5. Вильдгрубе Л.С., Ольшанская А.В. Взаимное индуктивное воздействие двухвинтовых несущих систем соосной и продольной схем. - Науч. тр./ЦАГИ, 1976, вып. 1685.
6. Вильдгрубе Л.С. Вертолеты. Расчет интегральных аэродинамических характеристик и летно-технических данных. - М.: Машиностроение, 1977.
7. Вокдаев В.С. Аналитические соотношения в теории соосных винтов. - Науч. тр./ЦАГИ, 1977, вып. 1840.
8. Игнаткин Д.М. Расчет аэродинамических характеристик перекрытых несущих винтов на режимах висения и вертикального подъема. - В кн.: Проектирование вертолетов. - Науч. тр./МАИ, 1976, вып. 381.
9. Игнаткин Д.М. К расчету аэродинамических характеристик многовинтовых несущих систем. - В кн.: Проблемы проектирования современных вертолетов. - Науч. тр./МАИ, 1980.
10. Локтев Б.Е. Метод расчета аэродинамических характеристик соосного несущего винта. - В кн.: Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Нелинейные характеристики. - М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1981.

11. Миль М.Л., Некрасов А.В., Браверман А.С. и др. Вертолеты. Расчет и проектирование, т. I. Аэродинамика. - М.: Машиностроение, 1966.

12. Радченко П.И. Взаимное влияние несущих винтов вертолета поперечной схемы. - Науч. тр./ЦАГИ, 1976, вып. 1732.

13. Тищенко М.Н., Некрасов А.В., Ракин А.С. Вертолеты. Выбор параметров при проектировании. - М.: Машиностроение, 1976.

14. Шайдаков В.И. Исследование свойств цилиндрического вихревого слоя. - В кн.: Аэродинамика вертолета. - Науч. тр./МАИ, 1972, вып. 251.

15. Шайдаков В.И. Дисковая вихревая теория несущего винта с постоянной нагрузкой по диску. - В кн.: Проектирование вертолетов. - Науч. тр./МАИ, 1976, вып. 381.

16. Шайдаков В.И., Артамонов Б.Л. Методика аэродинамических и прочностных расчетов вертолетов с использованием ЭВМ. Аэродинамический расчет вертолета. - М.: МАИ, 1977.

17. Шайдаков В.И., Асеев В.И. Алгоритмы и программы расчетов при проектировании вертолетов. - М.: МАИ, 1979.

18. Шайдаков В.И., Завалов О.А. Аэродинамическое проектирование фенестрона. - М.: МАИ, 1980.

19. Шайдаков В.И. Теория идеального соосного винта. - В кн.: Проблемы проектирования современных вертолетов. - Науч. тр./МАИ, 1980.

20. Шайдаков В.И., Игнаткин Ю.М. Метод расчета индуктивных скоростей за пределами диска несущего винта вертолета на базе приближенной модели вихревого следа. - В кн.: Аэродинамика крыла и корпуса летательного аппарата. - Науч. тр./МАИ, 1982.

21. Дрьев Б.Н. Аэродинамический расчет вертолетов. - М.: Оборонгиз, 1956.

22. Дрьев Б.Н. Экспериментальная аэродинамика. Ч. II. Индуктивное сопротивление. - М.: Оборонгиз, 1938.

23. Andrew M.J. Co-axial rotor aerodynamics in hover. *Vertica*, 1981, 5, №2, p 163-172.

24. Payne P.R. *Helicopter dynamics and aerodynamics* Macmillan Co., N.Y., 1959; рус. пер.: Пейн П.Р. Динамика и аэродинамика вертолета. - М.: Оборонгиз, 1963.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава I. Аэродинамические характеристики двухвинтовых несущих систем на режимах висения и вертикального полета	4
1.1. Соосные несущие винты	4
1.2. Перекрытые несущие винты	14
Глава 2. Аэродинамические характеристики многовинтовых несущих систем на режимах кривой обдувки.	22
2.1. Угол наклона оси вихревого цилиндра и собственная индуктивная скорость несущего винта, работающего в присутствии соседних винтов	23
2.2. Коэффициенты взаимодействия в двухвинтовых комбинациях.	28
Литература	37