

УДК 533.662.6

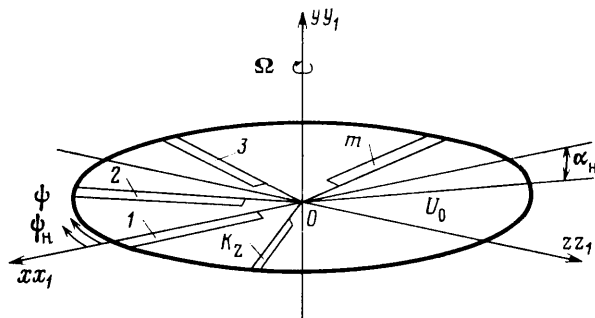
**К РАСЧЕТУ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
НЕСУЩЕГО ВИНТА ВЕРТОЛЕТА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
НА НЕГО АТМОСФЕРНЫХ ПОРЫВОВ**

ГРИЦЕНКО Н. А., КОЗИН В. В., НИШТ М. И.

Излагается численный метод расчета нестационарных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета при плавном охвате его атмосферным порывом, набегающим с произвольного направления. Задача решена в нелинейной постановке для несжимаемой среды.

Обтекание каждой лопасти винта моделируется системой дискретных вихрей. Учитывается деформация вихревого следа от лопастей под воздействием порыва. Приведены результаты расчетов.

1. Рассматривается задача о плавном охвате несущего винта вертолета атмосферным порывом, набегающим с произвольного направления. Винт представляется набором конечного числа k_z прямоугольных абсолютно жестких лопастей, имеющих жесткое крепление к втулке (фиг. 1).



Фиг. 1

В некоторый момент времени $t=0$ винт мгновенно начинает двигаться в вязкой несжимаемой среде со скоростью U_0 под углом атаки α_n к набегающему потоку. Лопасти винта начинают вращаться вокруг оси втулки с постоянной угловой скоростью Ω (фиг. 1). Поверхность, разделяющая возмущенную и невозмущенную части пространства (фронт порыва), представляется движущейся с постоянной скоростью V бесконечной плоскостью, произвольно ориентированной относительно винта.

Поток за фронтом порыва ориентирован относительно плоскости фронта также произвольно и характеризуется вектором V_b , являющимся известной функцией координат и времени. Скорость сближения V_c фронта порыва с диском винта определяется по формуле

$$V_c = V + U_0 \tag{1.1}$$

Задача решается численно методом дискретных вихрей [1], распространенным на расчет аэродинамических характеристик несущих винтов вертолетов [2].

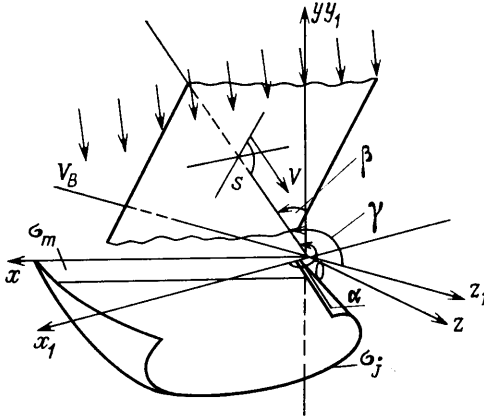
Вводятся в рассмотрение две прямоугольные системы координат xuz и $x_1y_1z_1$ (фиг. 1). Все геометрические параметры несущего винта определяются в жестко связанной с лопастями системе координат xuz . Кинематические параметры несущего винта, пространственное положение фронта порыва и его параметры, а также результаты расчетов представляются в связанной с винтом системе $x_1y_1z_1$. При этом ось x направляется по размаху одной из лопастей винта, которой присваивается номер $m=1$ ($1 \leq m \leq k_z$), а ось x_1 направлена назад по горизонтальной составляющей скорости набегающего потока.

Положение лопасти с номером $m=1$ в некоторый момент времени определяется углом азимутального положения ψ и углом начального положения ψ_H . Положительное направление отсчета ψ и ψ_H совпадает с направлением вращения винта. При $\psi=\psi_H=0$ системы координат xuz и $x_1y_1z_1$ совпадают. Вводятся безразмерные координаты, кинематические параметры и другие величины

$$\xi = \frac{x}{R}, \quad \eta = \frac{y}{R}, \quad \zeta = \frac{z}{R}, \quad u = \frac{U_0}{\Omega R}$$

$$v = \frac{V}{\Omega R}, \quad v_c = \frac{V_c}{\Omega R}, \quad v_B = \frac{V_B}{\Omega R}$$

$$\tau = t\Omega = \psi, \quad c_T = \frac{2T}{\rho(\Omega R)^2 \pi R^2} \quad (1.2)$$



Фиг. 2

где c_T — коэффициент тяги винта, R — радиус винта, t — время, T — тяга, ρ — плотность среды. Пространственное положение плоскости фронта задается вектором S , проведенным из начала координат нормально к плоскости фронта (фиг. 2). Абсолютная величина вектора S представляется как

$$|S| = f(\tau) = s_0 - v_c \tau, \quad s_0 = \frac{S_0}{\Omega R}$$

Ориентация вектора S в системе координат $x_1y_1z_1$ определяется направляющими косинусами $\cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$. В связи с этим уравнение плоскости движущегося фронта запишется в виде

$$\xi_0 \cos \alpha + \eta_0 \cos \beta + \zeta_0 \cos \gamma - s_0 + v_c \tau = 0 \quad (1.3)$$

Здесь ξ_0 , η_0 , ζ_0 — координаты точек, принадлежащих плоскости фронта, τ — текущее время.

Расстояние произвольной точки пространства с координатами ξ , η , ζ в момент времени τ и положение ее относительно плоскости фронта определяется величиной и знаком s , причем s находится из выражения

$$s = \xi \cos \alpha + \eta \cos \beta + \zeta \cos \gamma - s_0 + v_c \tau \quad (1.4)$$

Условие, согласно которому рассматриваемая точка считается охваченной порывом, записывается в виде $s \geq 0$.

При прохождении плоскости фронта через начало координат направление вектора s меняется на противоположное ($s < 0$), а значения углов α , β , γ в (1.3) и (1.4) изменяются на π .

Пусть Π — множество точек пространства, охваченных порывом. Скорость потока за фронтом порыва является известной функцией координат и времени

$$V_B = f(\xi, \eta, \zeta, \tau), \quad \xi, \eta, \zeta \in \Pi \quad (1.5)$$

а уравнение поверхности лопасти винта с номером m имеет вид

$$\sigma_m(\xi_m, \eta_m, \zeta_m, \tau) = 0 \quad (1 \leq m \leq k)$$

При обтекании лопастей потоком возникает движение жидкости с образованием поверхностей тангенциального разрыва скорости, которые в кинематическом отношении эквивалентны вихревым слоям и описываются уравнениями вида

$$\sigma_j(\xi_j, \eta_j, \zeta_j, \tau) = 0 \quad (1 \leq j \leq k_z)$$

Введем в рассмотрение скорости возмущенного (абсолютного) \mathbf{W} , переносного \mathbf{W}^* и относительного \mathbf{W}_0 движений, связанные соотношением

$$\mathbf{W}_0 = \mathbf{W} - \mathbf{W}^*, \quad \mathbf{W}^* = \mathbf{U}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}^*, \quad \mathbf{R}^* = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$$

Скорость \mathbf{W} индуцируется всей системой вихрей в рассматриваемой точке пространства (ξ, η, ζ) .

Решение задачи на поверхности лопастей должно удовлетворять условию непротекания

$$\begin{aligned} (\mathbf{W} - \mathbf{W}^* - \mathbf{V}_B)\mathbf{n} &= 0, & (\xi, \eta, \zeta) \in \sigma_m, & \quad (\xi, \eta, \zeta) \in \Pi \\ (\mathbf{W} - \mathbf{W}^*)\mathbf{n} &= 0, & (\xi, \eta, \zeta) \in \sigma_m, & \quad (\xi, \eta, \zeta) \notin \Pi \end{aligned} \quad (1.6)$$

где \mathbf{n} — орт нормали к σ_m в рассматриваемой точке.

На свободных поверхностях σ_j должно выполняться условие непрерывности давления p и нормальной составляющей скорости

$$\begin{aligned} p_+ = p_-, & \quad [(\mathbf{W} + \mathbf{V}_B)\mathbf{n}]_+ = [(\mathbf{W} + \mathbf{V}_B)\mathbf{n}]_-, & (\xi, \eta, \zeta) \in \sigma_j, & \quad (\xi, \eta, \zeta) \in \Pi \\ p_+ = p_-, & \quad (\mathbf{W}\mathbf{n})_+ = (\mathbf{W}\mathbf{n})_-, & (\xi, \eta, \zeta) \in \sigma_j, & \quad (\xi, \eta, \zeta) \notin \Pi \end{aligned} \quad (1.7)$$

Знаки плюс и минус относятся к разным сторонам поверхностей σ_j (фиг. 2).

Считается, что на бесконечности возмущения, вызванные винтом и следом, затухают

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \mathbf{W} = 0, \quad R = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2} \quad (1.8)$$

На задних кромках несущих поверхностей выполняется гипотеза Чаплыгина — Жуковского о конечности скоростей

$$p_+ = p_-, \quad (\mathbf{W}\mathbf{n})_+ = (\mathbf{W}\mathbf{n})_-, \quad (\xi, \eta, \zeta) \in L_j \quad (1 \leq j \leq k_z) \quad (1.9)$$

где L_j — линии схода потока.

Реальные лопасти винта заменяются бесконечно тонкими базовыми поверхностями, имеющими форму срединной поверхности лопасти. Базовые поверхности моделируются вихревыми слоями, на них сносятся граничные условия. Непрерывно распределенный суммарный вихревой слой, состоящий из присоединенных и свободных вихрей на лопастях, заменяется специально выбранной системой дискретных вихревых отрезков [1, 2].

Вихревая пелена свободных вихрей сходит по касательной к базовым поверхностям. Первые свободные вихри аналогично [2] располагаются на продолжении базовых поверхностей и в процессе расчета не меняют своего положения. Остальная часть свободной вихревой пелены выстраивается с помощью дискретных вихревых отрезков с постоянной циркуляцией по длине. Каждый отрезок вихревой пелены сносится потоком, согласно (1.7), без изменения циркуляции. Если ξ_r, η_r, ζ_r — координаты одного из концов вихревых отрезков в момент времени t_r , то для t_{r+1} они определяются выражениями

$$\xi_{r+1} = \xi_r + (w_x + v_{Bx}) \Delta \tau, \quad \eta_{r+1} = \eta_r + (w_y + v_{By}) \Delta \tau$$

$$\zeta_{r+1} = \zeta_r + (w_z + v_{Bz}) \Delta \tau, \quad (\xi_r, \eta_r, \zeta_r) \in \Pi \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} \xi_{r+1} &= \xi_r + w_x \Delta \tau, & \eta_{r+1} &= \eta_r + w_y \Delta \tau \\ \zeta_{r+1} &= \zeta_r + w_z \Delta \tau, & (\xi_r, \eta_r, \zeta_r) &\notin \Pi; & w_{x,y,z} &= \frac{W_{x,y,z}}{\Omega R} \end{aligned}$$

Здесь $w_{x,y,z}$ — безразмерные составляющие скорости возмущенного движения жидкости; $\Delta \tau = \Delta \psi$ — промежуток времени, заключенный между расчетными моментами времени t_r и t_{r+1} . Расчет нового положения пелены с использованием (1.10) позволяет учесть деформацию вихревого следа порывом.

Скорости возмущенного движения жидкости в (1.6) — (1.10) определяются аналогично [2, 3] через безразмерные циркуляции

$$\Gamma_x = \frac{\Gamma_{+x, k, k-1}}{\Omega R^2}, \quad \delta = \frac{\Gamma_{-k, k-1}}{\Omega R^2}, \quad \Delta = \frac{\Gamma_{-k}}{\Omega R^2}$$

Граничное условие (1.6) удовлетворяется в дискретном множестве точек на лопастях. Все циркуляции, согласно [1, 2], выражаются через циркуляции поперечных присоединенных вихрей. В результате получается система уравнений

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{k_z} \sum_{k=1}^N \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma m, \mu, k}^{\mu, k-1, r} a_{m, \mu, k, 0, v}^{\mu, k-1, q, q-1} + \sum_{m=1}^{k_z} \sum_{k=1}^N \delta_{m, k, k-1}^r a_{m, n+1, k, 0, v}^{n+1, k-1, q, q-1} = \\ = H_{m, 0, v}^{q, q-1}; \quad v=1, 2, \dots, k; \quad q=1, 2, \dots, N; \quad m=1, 2, \dots, k_z \quad (1.11) \end{aligned}$$

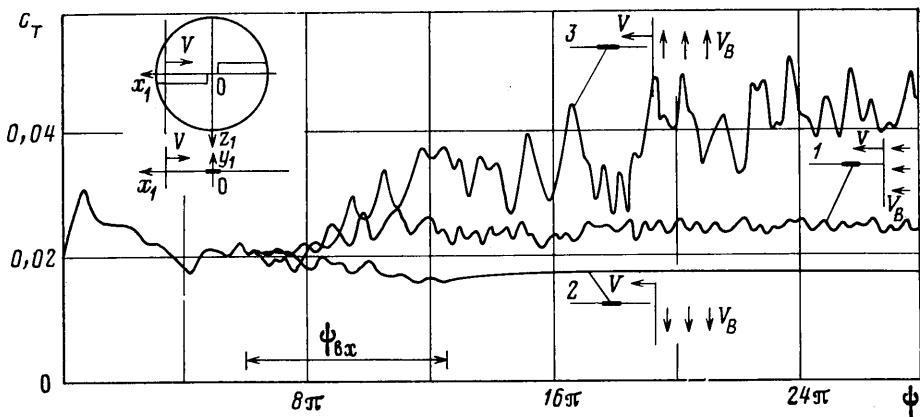
Индексы при слагаемых системы соответствуют индексам, принятым в [3]. Коэффициенты левых частей этой системы являются известными функциями координат вихрей и контрольных точек и определяются согласно [2, 3]. Правые части уравнений (1.11) для контрольных точек с координатами $(\xi_{m, 0, v}^{q, q-1}, \eta_{m, 0, v}^{q, q-1}, \zeta_{m, 0, v}^{q, q-1}) \in \Pi$ определяются выражением

$$\begin{aligned} H_{m, 0, v}^{q, q-1} = [v_{Bx, m, 0, v}^{q, q-1} - u \cos \alpha_B \cos \psi_H - \zeta_{m, 0, v}^{q, q-1} + H_x] \cos(n_{m, 0, v}^{q, q-1} x) + \\ + [v_{By, m, 0, v}^{q, q-1} - u \sin \alpha_B + H_y] \cos(n_{m, 0, v}^{q, q-1} y) + \\ + [v_{Bz, m, 0, v}^{q, q-1} - u \cos \alpha_B \sin \psi_H - \xi_{m, 0, v}^{q, q-1} + H_z] \cos(n_{m, 0, v}^{q, q-1} z) \quad (1.12) \end{aligned}$$

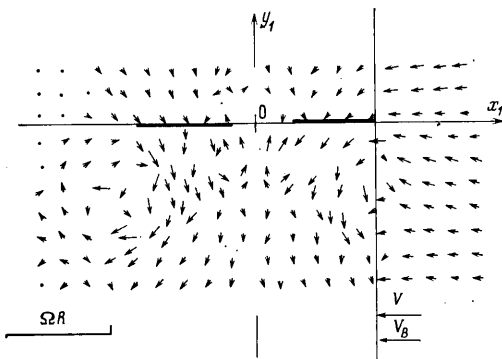
Здесь величина $H_{x,y,z}$ определяется, согласно [3], через известные циркуляции. Правые части уравнений (1.11) для контрольных точек, не принадлежащих множеству Π , определяются согласно [2, 3]. Система (1.11) дополняется условием о постоянстве циркуляции по замкнутым жидким контурам, охватывающим расчетные полосы

$$\sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma m, \mu, k}^{\mu, k-1, r} + \delta_{m, k, k-1}^r = - \sum_{s=1}^{r-1} \delta_{m, k, k-1}^s; \quad k=1, 2, \dots, N; \quad m=1, 2, \dots, k_z \quad (1.13)$$

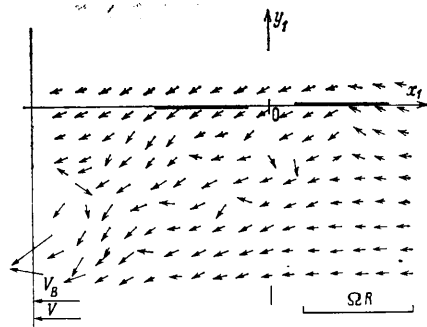
Воздействие атмосферного порыва на несущий винт вертолета рассматривается при сформировавшемся вихревом следе винта. Вихревой след считается сформировавшимся, если винт вышел на заданные установившиеся значения аэродинамических характеристик. Время выхода винта на установившиеся значения зависит от режима работы винта и определяется согласно данным работ [3, 4]. Расчет ведется по временным шагам $\Delta \psi$.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Решение системы уравнений (1.11) и (1.13) в каждый расчетный момент t_r производится независимо, начиная с $t_r=1$. В результате решения определяются суммарные циркуляции поперечных вихрей $\Gamma_{\Sigma m, \mu k}^{\mu, k-1, r}$ на лопастях и циркуляции первых свободных вихрей $\delta_{m, k, k-1}^r$ за лопастями в

расчетный момент t_r . Напряженности остальных свободных вихрей и их положение известны из решения задачи для момента времени t_{r-1} .

В каждый расчетный момент времени по найденным напряженностям суммарных продольных и поперечных вихрей и положению середин суммарных поперечных вихревых отрезков относительно фронта порыва с использованием интеграла Коши — Лагранжа [1] определяются безразмерные аэродинамические нагрузки, а по ним — суммарные и распределенные аэродинамические характеристики несущего винта. После определения нагрузок и моментов лопасти винта поворачиваются на достаточно малый угол $\Delta\phi$. Определяется перемещение фронта порыва за время $\Delta\phi$, т. е. его новое положение относительно плоскости винта, а также соответствующее новое положение вихревых отрезков пелены с использованием (1.4), (1.5) и (1.10). Рассчитываются правые части (1.12) системы уравнений (1.11), (1.13), используя при этом (1.4), (1.5). Решается задача для момента времени t_{r+1} и т. д. Расчет проводится до выхода аэродинамических характеристик на установившееся значение.

2. В качестве примера (фиг. 3) приводятся результаты расчета коэффициента тяги c_T как функции безразмерного времени (угла поворота лопасти) ϕ для жесткого двухлопастного несущего винта при набегании на него порывов с постоянной, но различно ориентированной относительно плоскости вращения винта скоростью

за фронтом. Лопасти несущего винта незакрученные, имеют относительную хорду $b' = b/R = 0,15$, угол установки $\varphi = 15^\circ$, $\Delta\psi = 45^\circ$. Вход винта в порыв плавный, ориентация фронта относительно плоскости несущего винта показана на фиг. 3. Здесь зависимость 1 соответствует случаю воздействия горизонтального порыва с $v = 0,1$ и $v_B = 0,1$; зависимость 2 — воздействию вертикального порыва, направленного сверху вниз с $v = 0,1$ и $v_B = 0,05$; зависимость 3 рассчитана для вертикального порыва, направленного снизу вверх с $v = 0,1$ и $v_B = 0,1$.

Для всех зависимостей характерно увеличение пульсаций c_T на отрезке безразмерного времени $\psi_{вх}$ (фиг. 3), соответствующем входу несущего винта в порыв по сравнению с пульсациями до воздействия порыва ($\psi = 5\pi$). Различными во всех трех случаях получаются характер изменения $c_T(\psi)$ и средние значения $c_T(\psi)$ после охвата винта порывом. Указанные особенности объясняются перестройкой режима обтекания несущего винта под влиянием воздушных потоков за фронтом порыва и связанными с этим процессом деформациями вихревого следа винта и изменениями его положения относительно винта.

Например, в случае 1 ($\psi = 6\pi$) винт переходит с режима осевого обтекания (фиг. 4) к режиму косоугольного обтекания (фиг. 5), что, как известно, приводит к росту коэффициента тяги c_T . В случае 2 ($\psi = 16\pi$) происходит перестройка работы винта на режим вертикального подъема. Коэффициент тяги падает из-за уменьшения углов атаки сечений лопастей воздушным потоком, направленным сверху вниз, но в то же время он практически постоянен по времени, поскольку вихревой след уходит от винта под действием того же потока вниз на достаточно большое расстояние. В случае порыва, направленного снизу вверх (3), происходит перестройка режима работы винта с осевого обтекания на режим вихревого кольца [4]. Для указанного случая вихревая пелена будет непосредственно над винтом и ее влияние будет значительным. Это приводит к увеличению пульсации коэффициента тяги и его среднего значения [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский С. И., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978. 351 с.
2. Белоцерковский С. М., Васин В. А., Локтев Б. Е. К математическому нелинейному моделированию нестационарного обтекания несущего винта // Докл. АН СССР. 1978. Т. 240. № 6. С. 1320—1323.
3. Белоцерковский С. М., Васин В. А., Локтев Б. Е. К построению нестационарной нелинейной теории воздушного винта // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 5. С. 107—113.
4. Белоцерковский С. М., Васин В. А., Локтев Б. Е. Изучение некоторых особенностей работы несущего винта численным экспериментом // Докл. АН СССР. 1979. Т. 244. № 2. С. 312—315.

Москва

Поступила в редакцию
14.III.1986