

**ЭНЕРГЕТИКА ВОЗДУШНОГО ВИНТА  
БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА**  
(теория, ламинарное течение)

Докт. техн. наук, проф. ГРЕЧИХИН Л. И.,  
инженеры САХАРУК Д. А., СИВАШКО А. Б., ЦАНАВА А. А.

*Минский государственный высший авиационный колледж,  
Военная академия Республики Беларусь*

Качественный анализ работы воздушного винта осуществляется путем применения теории размерностей, в которой полагается, что тяговые усилия и мощность работы винта зависят от таких параметров, как плотность окружающей атмосферы  $\rho$ , частота вращения  $n$  и диаметр винта  $D$ . В результате были получены формулы для расчета тяговых усилий и мощности воздушного винта в [1]:

$$P = K_1 \rho n^2 D^4; \quad N = K_2 \rho n^3 D^5, \quad (1)$$

где  $K_1, K_2$  – коэффициенты, зависящие от формы лопастей, их числа, кинематического параметра  $\lambda = v_c/nD$  ( $v_c$  – скорость движения самолета), а также от чисел Рейнольдса и Фруда. Параметр  $\lambda$  определяется из коэффициента полезного действия, равного отношению мощности тягового усилия к мощности, подводимой к винту. Такое отношение должно быть безразмерным

$$\eta = \frac{P v_c}{N} = \frac{v_c K_1}{n D K_2} = \lambda \frac{K_1}{K_2}. \quad (2)$$

Коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$  рассчитывали из экспериментальных данных, полученных на газодинамических трубах.

Жуковским была разработана теория идеального воздушного винта, в которой учитывались вращение винта, его поступательное движение, увеличение линейной осевой скорости движения и образование вихрей за вращающимся винтом [2]. В теории идеального воздушного винта не учитываются все явления, которые возникают в результате непосредственного взаимодействия окружающего воздуха с вращающимися лопастями гребного винта. В [3] теория идеального воздушного винта трактуется следующим образом: «Теория идеального воздушного винта является приближенной, она опирается на общие теоремы механики и не связана с конструктивными элементами винта, поэтому ею нельзя воспользоваться для проектирования. Однако эта теория позволяет оценить мощность и тягу, а также выявить влияние скорости полета на тягу и КПД винта».

Теория размерности и теория идеального воздушного винта последовательно не обосновывают, почему реализуются зависимости вида (1) и (2), и особенно не понятно, как определять коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$  и как они связаны с конструкцией винта [4–7]. Поэтому такие теоретические подходы нельзя использовать для полного анализа работы воздушного винта той или иной конструкции. В этой связи возникает цель: разработать теорию

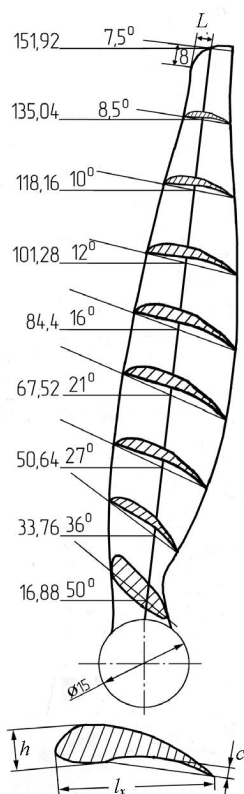


Рис. 1. Конструкция лопасти винта APC 12X6

работы воздушного винта как открытой системы с описанием всей динамики непосредственного взаимодействия работающего винта с окружающей атмосферой. Для решения поставленной цели необходимо обосновать следующие задачи:

- определить массу воздуха, с которой взаимодействует винт за один оборот с учетом поступательного и вращательного движения;
- установить механизм возникновения лобового сопротивления и тягового усилия работающего винта как открытой системы с учетом возникновения активной составляющей окружающей среды;
- выяснить условия, при которых реализуются минимальное лобовое сопротивление и максимальное тяговое усилие;
- разработать алгоритм и программное обеспечение для компьютерного моделирования аэродинамики обтекания работающего воздушного винта.

Для каждого типа беспилотного летательного аппарата (БЛА) используется воздушный винт своей конструкции со своей круткой и постоянным углом атаки. В качестве примера на рис. 1 приведены форма, размеры и величина крутки для винта APC 12X6, применяемого в БЛА. По мере удаления от оси вращения нижняя плоскость равномерно изгибается по потоку.

На рис. 2 показана схема взаимодействия одной лопасти воздушного винта с неподвижной средой. Систему координат определим следующим образом: ось  $X$  направим поперек лопасти винта, ось  $Y$  – вдоль ширины лопасти и ось  $Z$  – вдоль лопасти винта. Лобовую часть винта верхней плоскости можно аппроксимировать эллипсоидом вращения

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (3)$$

где  $a = (0,33-0,40)l_x$ ;  $b = \delta'$  – толщина винта.

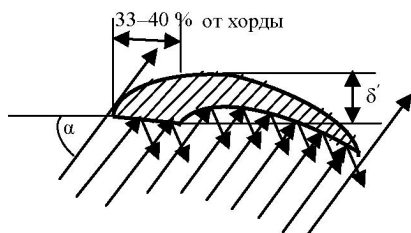


Рис. 2. Общая схема взаимодействия одного элемента лопасти винта с неподвижной средой

Из (3) следует функциональная зависимость

$$y = \delta' \sqrt{1 - \frac{x^2}{0,109l_x^2}}. \quad (4)$$

Для невращающихся лопастей винта угол атаки равен нулю, а угол крутки внутри отдельного элемента лопасти винта на удалении  $z_j$  в радианах  $\alpha(z_j) = \pi(\alpha_{i+1} - \alpha_i)z_j / 180\Delta L$ , где  $\alpha_i$  – угол крутки на  $i$ -м элементе лопасти винта в градусах;  $\Delta L$  – длина отдельного элемента лопасти винта. Критический угол, при котором можно не учитывать взаимодействие внешней эллипсоидальной формы винта с набегающим потоком, определится так:  $\alpha_0 = \text{arctg}(\delta'/0,33l_{x,0})$ ,  $l_{x,0}$  – начальная ширина лопасти винта. Угол крутки несколько больше критического в первой половине длины винта и меньше – во второй половине.

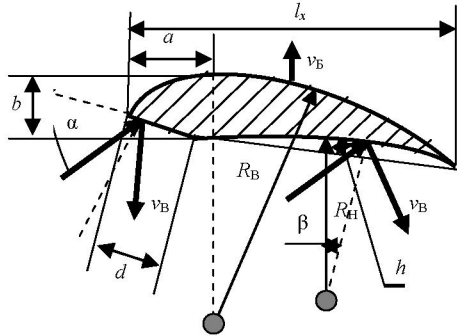


Рис. 3. Схема взаимодействия воздушного потока с нижней поверхностью лопасти винта

Взаимодействие с окружающей атмосферой определяется поверхностями как нижней, так и верхней частей винта. Схема взаимодействия воздушного потока с нижней поверхностью лопасти винта приведена на рис. 3.

За время  $\Delta t$  провзаимодействующая масса воздуха с элементом лопасти винта находится следующим образом:

$$dm = \rho dS(v_B + v_B)\Delta t. \quad (5)$$

Здесь  $dS = dzdy = dzdxtg[\alpha(z)]$ ;  $\rho$  – плотность воздуха окружающей среды;  $z$  – расстояние вдоль длины рабочей части лопасти  $L$ ;  $v_B(z) = 2\pi n(z + L_0)$  – линейная скорость вращения лопасти винта на удалении от оси вращения  $(z + L_0)$ ;  $L_0$  – расстояние от начала лопасти до оси вращения винта.

Зная массу воздуха, которая воздействует на отдельный элемент лопасти винта, рассмотрим, каким образом возникает взаимодействие со всей лопастью и в целом с винтом. На этой основе выясним, как формируются лобовое сопротивление и тяговые усилия винта при статистическом подходе, основанном на использовании молекулярно-кинетической теории, который был предложен в [8, 9] применительно к подъемной силе крыла самолета.

Для плоской поверхности размером  $d$  изменение скорости вдоль нормали

$$\Delta v_B = v_B(z)\sin[\alpha(z)]. \quad (6)$$

Такому изменению скорости соответствует изменение импульса

$$d\vec{P} = dm\Delta\vec{v}_B. \quad (7)$$

При упругом столкновении отдельных молекул воздуха сила действия на выделенную плоскую поверхность лопасти винта  $d$  на длине  $dz$  составит

$$dF(z) = \frac{dP_i}{dt} = 2d\rho_0(v_B + v_B)v_B \text{tg}[\alpha(z)]\sin[\alpha(z)]dz. \quad (8)$$

На основании (8) сила воздействия воздуха вдоль оси  $X$  определяет лобовое сопротивление, а вдоль оси  $Y$  – тяговую силу. Обе эти силы соответственно равны:

$$dF_{\text{лс}}(z) = 2d\rho_0(v_B + v_B)v_B \operatorname{tg}[\alpha(z)] \sin^2[\alpha(z)] dz; \quad (9)$$

$$dF_{\text{тс}}(z) = 2d\rho_0(v_B + v_B)v_B \operatorname{tg}[\alpha(z)] \sin[\alpha(z)] \cos[\alpha(z)] dz.$$

Вдоль плоской поверхности воздух движется со скоростью

$$\Delta v_{\tau} = v_B \cos[\alpha(z)]. \quad (10)$$

Такое движение воздуха вдоль плоской поверхности по нормали (рис. 3) в соответствии с законом Бернулли будет воздействовать с силой

$$dF_{\text{Б,н}} = 0,5\rho_0 \Delta v_{\tau}^2 d dz. \quad (11)$$

На основании (11) лобовое сопротивление и тяговую силу можно определить следующим образом:

$$dF_{\text{Б,лс}} = 0,5\rho_0 \Delta v_{\tau}^2 d \sin[\alpha(z)] dz; \quad (12)$$

$$dF_{\text{Б,тс}} = 0,5\rho_0 \Delta v_{\tau}^2 d \cos[\alpha(z)] dz.$$

В соответствии с рис. 3 в нижней плоскости имеется вогнутая поверхность, которую можно аппроксимировать цилиндрической поверхностью вдоль оси  $Z$  радиусом

$$R(z) = \frac{(l_x - d)_z^2}{8h(z)} + \frac{h(z)}{2}. \quad (13)$$

Критический угол при обтекании вогнутой поверхности

$$\alpha_{\text{кр}} = \operatorname{arctg} \left[ \frac{2h}{l_x - d} \right]. \quad (14)$$

Если угол крутки равен нулю, то воздух скользит мимо лопасти и не возмущается винтом. При  $\alpha < \alpha_{\text{кр}}$  лопасть винта частично возмущает окружающую среду, а при  $\alpha \geq 2\alpha_{\text{кр}}$  вся лопасть винта возмущает окружающую среду. Для винта АРС 12х6 последнее неравенство выполняется по всей длине лопасти винта. Учитывая это обстоятельство, интегрирование по оси  $X$  разбивается на две области: 1) от нуля до  $(l_x - d)/2$ ; 2) от  $(l_x - d)/2$  до  $l_x - d$ . В первом случае угол встречи с поверхностью винта равен  $\alpha + \beta$ , а во втором случае –  $\alpha - \beta$ , где угол  $\beta$  определяется путем взятия производной на удалении  $x$  от цилиндрической поверхности винта, который определяется следующим образом:

$$\beta = \operatorname{arctg} \left( \frac{x}{R(z)} \frac{1}{\sqrt{1 - x^2 / R^2(z)}} \right). \quad (15)$$

Масса воздуха, взаимодействующая с элементом цилиндрической поверхности, в общем виде равна

$$dm = \rho_0 dz dy \cos(\alpha \pm \beta) v_B dt = \rho_0 dz dx v_B \operatorname{tg} \beta \cos(\alpha \pm \beta) dt, \quad (16)$$

где  $dt = dl_x / \Delta v_\tau = dx / \Delta v_\tau \cos(\alpha \pm \beta)$ . Знак «+» соответствует первой области, а знак «-» – второй области интегрирования вдоль оси  $X$ .

Изменение скорости потока воздуха после взаимодействия с элементом цилиндрической поверхности по нормали для первой и второй областей соответственно составляет

$$\Delta v_n = v_B \sin(\alpha \pm \beta), \quad (17)$$

а вдоль поверхности скорость движения воздуха

$$\Delta v_\tau = v_B \cos(\alpha \pm \beta). \quad (18)$$

С учетом (15)–(18) ударное воздействие воздушного потока на элемент цилиндрической поверхности для первой и второй областей определяется по формуле

$$dF_{уд,n} = 2 \frac{dm \Delta v_n}{dt} = 2 \rho_0 v_B^2 dz \int_0^{l_x-d} \operatorname{tg} \beta \cos(\alpha \pm \beta) \sin(\alpha \pm \beta) dx. \quad (19)$$

Составляющая этой силы вдоль оси  $Y$  определяет силу тяги, а вдоль оси  $X$  – лобовое сопротивление винта, т. е.  $dF_{уд,x} = dF_{уд,n} \sin \alpha$  и  $dF_{уд,y} = dF_{уд,n} \cos \alpha$ .

Воздух вдоль элемента цилиндрической поверхности движется в первой и второй областях со скоростью соответственно

$$\Delta v_\tau = v_B \cos(\alpha + \beta); \quad \Delta v_\tau = v_B \cos(\alpha - \beta).$$

Время взаимодействия с элементом цилиндрической поверхности в первом и втором случаях определяется:

$$dt = dl / \Delta v_\tau = dx / [\Delta v_\tau \cos(\alpha + \beta)]; \quad dt = dx / [\Delta v_\tau \cos(\alpha - \beta)]. \quad (20)$$

На основании (15), (16), (19) и (20) для силового действия возникающего центробежного ускорения и закона Бернулли получаем следующие формулы нормально к поверхности:

$$\Delta F'_{и,n} = \frac{\rho_0 v_B^2}{R(z)} dz \left[ \int_0^{(l_x-d)/2} (y_1 - y_2) \cos(\alpha + \beta) dx + \int_{(l_x-d)/2}^{l_x} (y_1 - y_2) \cos(\alpha - \beta) dx \right];$$

$$\Delta F''_{Б,n} = 0,5 \rho_0 v_B^2 dz \left[ \int_0^{(l_x-d)/2} \cos(\alpha + \beta) dx + \int_{(l_x-d)/2}^{l_x} \cos(\alpha - \beta) dx \right]. \quad (21)$$

Составляющие этих сил вдоль осей  $X$  и  $Y$  равны соответственно:

$$\begin{aligned}\Delta F'_{ц,x} &= \Delta F_{ц,n} \sin \alpha; & \Delta F''_{Б,x} &= \Delta F_{Б,n} \sin \alpha; \\ \Delta F'_{ц,y} &= \Delta F_{ц,n} \cos \alpha; & \Delta F''_{Б,y} &= \Delta F_{Б,n} \cos \alpha.\end{aligned}\quad (22)$$

Все силы, действующие на нижнюю плоскость винта, направлены в одном направлении и взаимно усиливают лобовое сопротивление и тяговое усилие.

Схема взаимодействия воздушного потока с верхней плоскостью воздушного винта показана на рис. 4а, б.

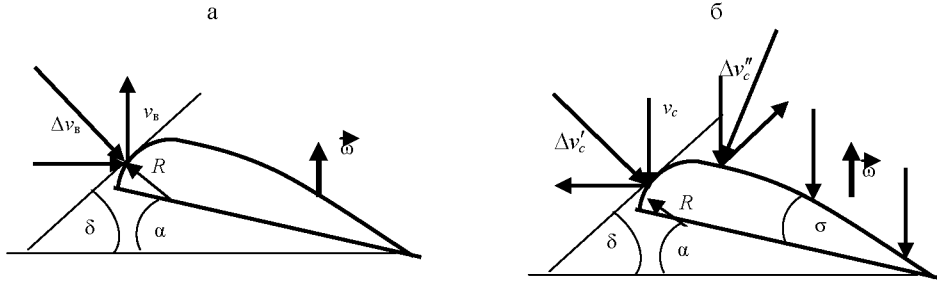


Рис. 4. Схема взаимодействия воздушного потока с верхней плоскостью гребного винта при движении БЛА: а – обтекание лобовой части; б – то же за областью срывного течения с учетом движения БЛА

Лобовая часть поверхности представляется эллипсом вида

$$y = b\sqrt{1 - x^2 / a^2}.\quad (23)$$

Здесь  $a$  – большая полуось эллипса, равная  $0,33 l_x$ ;  $b$  – малая полуось эллипса, равная толщине винта.

Угол наклона в каждой точке  $x$  находится путем взятия производной от функции (23)  $y'$ , т. е.  $\gamma = \arctg y'$ . Этот угол по отношению к углам (рис. 4) является внешним. Тогда

$$\gamma(x) = \delta(x) + \alpha,\quad (24)$$

где  $\delta(x)$  – угол, под которым окружающий воздух возмущается вращающимся винтом. Угол  $\alpha$  задается круткой винта.

После взаимодействия воздуха с лобовой частью верхней поверхности винта (рис. 4а) происходит изменение скорости каждой молекулы воздуха вдоль нормали к поверхности и вдоль самой поверхности. Изменение этих скоростей определяется следующим образом:

$$\Delta v_n = v_B \sin[\gamma(x) - \alpha]; \quad \Delta v_\tau = v_B \cos[\gamma(x) - \alpha].\quad (25)$$

Сила ударного действия воздушного потока на элемент лобовой поверхности винта  $dS$  вдоль осей  $X$  и  $Y$  составит:

$$\begin{aligned}dF_{удx} &= 2 \frac{dm}{dt} v_B(z) \sin^2[\gamma - \alpha(z)]; \\ dF_{удy} &= 2 \frac{dm}{dt} v_B(z) \sin[\gamma - \alpha(z)] \cos[\gamma - \alpha(z)].\end{aligned}\quad (26)$$

В определении сил по (26) учтено возникновение обратного потока воздуха после взаимодействия с лобовой поверхностью винта. Гидродинамическое давление такой силы увеличивает лобовое сопротивление при вращении винта.

При движении воздуха вдоль выпуклой части верхней поверхности каждая частица обладает центробежным ускорением, что приводит к оттоку воздуха по нормали к элементу лобовой поверхности винта и создает силу вдоль направления вращения, т. е. ослабляет лобовое сопротивление и увеличивает тягу винта. В этом случае:

$$\begin{aligned} dF'_{lx} &= dm \frac{v_B^2}{R_x} \cos^2[\gamma - \alpha(z)] \sin[\gamma - \alpha(z)]; \\ dF'_{ly} &= dm \frac{v_B^2}{R_x} \cos^3[\gamma - \alpha(z)], \end{aligned} \quad (27)$$

где радиус кривизны находится из равенства производных шаровой и эллипсоидальной поверхностей. Из этого равенства следует

$$R_x = \sqrt{a^4 / b^2 - (a^2 / b^2 - 1)x^2}. \quad (28)$$

Время взаимодействия с элементом длины лопасти винта  $dl$

$$dt = dl / [(v_B + v_B) \cos(\gamma - \alpha)] = dy / [\sin \gamma (v_B + v_B) \cos(\gamma - \alpha)]. \quad (29)$$

Тангенциальное движение воздуха вдоль выпуклой поверхности винта создает уменьшение давления вследствие действия закона Бернулли. Сила действия воздушного потока на элемент лобовой поверхности  $dS$  вдоль оси  $X$  и вдоль оси  $Y$  составит:

$$\begin{aligned} dF''_{Bx} &= 0,5 \rho_0 v_B^2 \cos^2[\gamma - \alpha(z)] \sin[\gamma - \alpha(z)] dS; \\ dF''_{By} &= 0,5 \rho_0 v_B^2 \cos^3[\gamma - \alpha(z)] dS. \end{aligned} \quad (30)$$

Полученные выражения для сил (26), (27) и (30) следует интегрировать по осям  $X$  и  $Z$ . По оси  $X$  интегрирование производится от 0 до  $x_{кр}$ . Значение  $x_{кр}$  находится из определения производной для эллипсоидальной траектории

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{bx_{кр}}{a^2} \frac{1}{\sqrt{1 - x_{кр}^2 / a^2}}.$$

Откуда

$$x_{кр} = \frac{a \operatorname{tg}(\alpha)}{\sqrt{b^2 / a^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha}}. \quad (31)$$

Важная составляющая лобового сопротивления и силы тяги винта возникает вследствие обтекания воздушным потоком верхней поверхности в областях  $x_{кр} \geq x \geq 0$  и  $0 < x \leq l_x$  в ламинарном режиме. В первом случае происходит ламинарное обтекание эллиптической поверхности, во вто-

ром – цилиндрической поверхности радиусом  $R$ , который задается конструкцией винта.

Ударное воздействие для активной составляющей в этом случае не реализуется. Возникают только центробежные силы и силы, обусловленные действием закона Бернулли. Для этих сил следует учитывать изменение плотности активной составляющей окружающей среды вследствие оттока воздуха перпендикулярно вектору движения БЛА. Учет изменения плотности поперек лопасти винта не представляет трудности, если известна скорость оттока воздуха. Такая скорость определяется путем взятия интеграла

$$v_n = 2 \int_{\chi_1}^{\chi_2} \frac{v_B}{R_x} \sin[\gamma(x) - \alpha] \cos[\gamma(x) - \alpha] dx. \quad (32)$$

Пределы интегрирования равны соответственно:  $\chi_1 = a$ ;  $\chi_2 = \frac{atg\alpha}{\sqrt{b^2/a^2 + tg^2\alpha}}$ .

Общая масса, которая взаимодействует с лобовой поверхностью верхней плоскости винта с элементом длины  $dz$ :

$$dm = \rho_0 dz \int_a^{x_{кр}} (y_2 - y_1) dx / \cos[\gamma(x) - \alpha]. \quad (33)$$

При ламинарном течении воздуха вдоль плоскости винта для центробежной силы и силы, обусловленной законом Бернулли, интегралы движения достаточно известны и нет необходимости их приводить.

При движении БЛА со скоростью  $v_B$  происходит обтекание верхней поверхности винта перпендикулярно плоскости его вращения в области  $[a, x_{кр}]$ . Схематично такое взаимодействие представлено на рис. 4б. Воздушный поток падает нормально к плоскости вращения. Поэтому этот участок винта определяет давление, которое оказывает окружающая среда в процессе полета БЛА. Взаимодействие воздушного потока происходит с наклонной поверхностью. Изменение скорости движения потока воздуха по нормали и вдоль наклонной плоскости:

$$\Delta v_n'' = v_B \cos[\gamma(x) - \alpha]; \quad \Delta v_\tau'' = v_B \sin[\gamma(x) - \alpha]. \quad (34)$$

где угол  $\gamma(x)$  определяется путем взятия производной от функции (23).

Масса воздуха, взаимодействующая с элементом поверхности  $dz dl \cos(\alpha + \gamma)$ :

$$dm = dz \rho_0 v_B dt dl \cos[\alpha + \gamma(x)]. \quad (35)$$

Сила ударного воздействия вдоль оси  $X$  на элемент верхней поверхности винта в области  $[a, x_{кр}]$  составит

$$dF_{уд.x} = 2\rho_0 v_B^2 dz \int_a^{x_{кр}} (y_2 - y_1) \sin[\gamma(x) - \alpha] \cos^2[\gamma(x) - \alpha] dx / \sin[\gamma(x)] / (a - x_{кр}). \quad (36)$$

Сила ударного воздействия вдоль оси  $Y$  на элемент верхней поверхности винта в области  $[a, x_{кр}]$  представляется в виде



$$dF_{уд,y} = 2\rho_0 v_B^2 dz \int_a^{x_{кр}} (y_2 - y_1) \cos^3[\gamma(x) - \alpha] / \sin[\gamma(x)] / (a - x_{кр}) dx. \quad (37)$$

Для центробежной силы вдоль оси  $X$  в области  $[a, x_{кр}]$  имеем

$$dF_{Ц,x} = \rho_0 v_B^2 dz \int_a^{x_{кр}} (y_2 - y_1)^2 \frac{\sin^2[\gamma(x) - \alpha] \cos[\gamma(x) - \alpha]}{R(x) \sin^2[\gamma(x)] (a - x_{кр})} dx. \quad (38)$$

Для центробежной силы вдоль оси  $Y$  для внешней поверхности лопасти винта в области  $[a, x_{кр}]$  получаем

$$dF_{Ц,y} = \rho_0 v_B^2 dz / \cos \alpha \int_a^{x_{кр}} (y_2 - y_1)^2 \frac{\sin[\gamma(x) - \alpha] \cos[\gamma(x) - \alpha]}{R(x) \sin[\gamma(x)]} dx. \quad (39)$$

Силы давления, обусловленные законом Бернулли, вдоль осей  $X$  и  $Y$  в области  $[a, x_{кр}]$  равны соответственно:

$$dF_{Б,x} = 0,5 \rho_0 v_B^2 dz \int_a^{x_{кр}} (y_2 - y_1) \frac{\sin^3[\gamma(x) - \alpha]}{\sin[\gamma(x)] (a - x_{кр})} dx;$$

$$dF_{Б,y} = 0,5 \rho_0 v_B^2 dz \int_a^{x_{кр}} (y_2 - y_1) \frac{\sin^2[\gamma(x) - \alpha] \cos[\gamma(x) - \alpha]}{\sin[\gamma(x)] (a - x_{кр})} dx. \quad (40)$$

Место крепления винта на БЛА закрыто осесимметричным обтекателем, радиус которого  $r_0$ . Обтекатель имеет форму эллипсоида вращения. Осесимметричный обтекатель обладает только лобовым сопротивлением, которым можно пренебречь вследствие его малого размера по сравнению с ометаемой поверхностью самого винта.

## ВЫВОД

Разработана статистическая теория работы воздушного винта БЛА на основе молекулярно-кинетического подхода. Проведены конкретные расчеты тяговых усилий и лобового сопротивления в зависимости от скорости движения БЛА, частоты вращения и конкретной конструкции винта как открытой системы, применяемого на БЛА. Разработанная теория воздушного винта позволяет осуществить компьютерное моделирование тягового усилия и лобового сопротивления гребного винта с целью оптимального выбора его конструкции для заданного типа БЛА.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В е т ч и н к и н, В. П. Гребные винты. Прочность самолета / В. П. Ветчинкин // Избр. тр. – М.: Изд-во АН СССР, 1959. – Т. 2. – 431 с.
2. Ж у к о в с к и й, Н. Е. Вихревая теория гребного винта / Н. Е. Жуковский // Избр. соч. – М.; Л.: ОГИЗ, 1948. – Т. 2. – 422 с.; Аэродинамика // Избр. соч. – М.; Л.: ОГИЗ, 1949. – Т. 4. – 652 с.
3. М х и т а р я н, А. М. Аэродинамика / А. М. Мхитарян. – М.: Машиностроение, 1976. – 448 с.

4. Стасенко, А. Л. Физические основы полета / А. Л. Стасенко. – М.: Бюро Квантум, 2005. – 256 с.
5. Радченко, И. В. Самолет АН-2 / И. В. Радченко, В. П. Крамчанинов, В. П. Дубринский. – М.: Транспорт, 1974. – 456 с.
6. Юрьев, Б. Н. Избранные труды. – Т. 2: Аэродинамика. История авиационной техники / Б. Н. Юрьев. – М.: Изд-во АН СССР, 1961. – 271 с.
7. Никитин, Г. А. Основы авиации / Г. А. Никитин, Е. А. Баканов. – М.: Транспорт, 1984. – 261 с.
8. Гречихин, Л. И. Аэродинамика дозвуковых летательных аппаратов / Л. И. Гречихин // Полет. – 2007. – № 6. – С. 18–24.
9. Гречихин, Л. И. Современная аэродинамика полета летательных аппаратов и возможности компьютерного моделирования / Л. И. Гречихин // АВИА-2007: материалы VIII междунар. конф., Киев, 25–27 апр. 2007 г. – Киев: Изд-во НАУ, 2007.

Представлена кафедрой организации  
упаковочного производства ФТУГ БНТУ

Поступила 10.03.2010

УДК 621.3.036

## **ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ НАГРЕВА ЗАГОТОВОК НА ОБЩЕЕ ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ САДКИ В ПЕЧИ И КАЧЕСТВО НАГРЕВА**

**Асп. КОВАЛЕВ С. С.**

*Белорусский национальный технический университет*

Как правило, интенсификация теплообмена в нагревательных печах выполняется за счет лучистой составляющей теплообмена. С этой целью подбирается футеровка с высокой степенью черноты (панельные горелки) или горелки, разогревающие такую футеровку до высокой температуры (горелки с плоским пламенем, к примеру типа ГПП). В таких случаях расчетная температура печи достигает величины порядка 1500–1550 °С, интенсифицируя тем самым лучистую составляющую коэффициента теплоотдачи до 450–500 Вт/(м<sup>2</sup>·К).

При нагревании низколегированной стали (например, 08КП) и условия, что в зоне выдержки не наблюдается ее перегрев, сокращается время пребывания садки в печи и, как следствие, происходит сокращение энергозатрат в теплотехнологияхковки, штамповки. Совершенно иная картина должна наблюдаться при нагревании легированных и высокоуглеродистых сталей (рис. 1).

Выполним сравнительный анализ эффективности нагревания низко(08КП и Ст20) и высокоуглеродистых, а также легированных сталей (к примеру, 1Х18Н9Т) при больших значениях коэффициента теплоотдачи к поверхности садки.