

6. Kovasznay L. S. G. Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1949, vol. 198, No. 1953.
7. Tritton D. I. Experiments on the flow part of a circular cylinder at low Reynolds numbers. J. Fluid Mech., 1959, vol. 6, pt 4.
8. Супруненко И. П. Устойчивость струйных течений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1965, № 4.
9. Секундов А. Н., Яковлевский О. В. Некоторые вопросы перехода канального течения в струйное. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
10. Schlichting H. Grenzschicht—theorie. Karlsruhe, Braun, 1951. (Рус. перев.: Теория пограничного слоя. М., Изд-во иностр. лит., 1963.)
11. Блюмина Л. Х., Федяевский К. К. О периодическом срыве вихрей с поверхности цилиндра и силах, вызванных этими вихрями, на закруженном режиме обтекания. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.

УДК 532.525.3

ПУЛЬСИРУЮЩИЙ ЖИДКОСТНЫЙ ЭЖЕКТОР

О. Э. ЦЫПКИНА

(Москва)

Рассматривается задача о перекачке жидкости при помощи нагнетания в канал высоконапорного потока жидкости переменного давления.

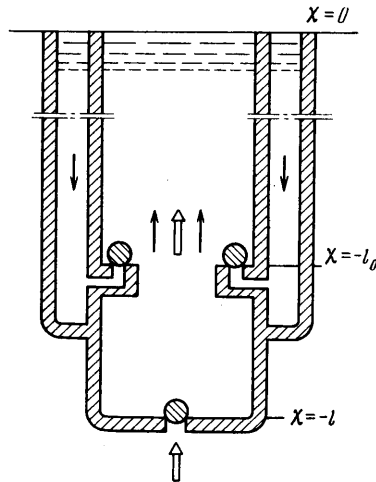
По физическому содержанию задача близка к исследованиям гидротаранов, гидроимпульсных насосов и т. п. [1-3]. Существенное отличие состоит здесь в рассмотрении режимов нелинейных вынужденных колебаний, в то время как при анализе работы гидротаранов и др. рассматриваются автоколебательные режимы.

Потери на перемешивание, пропорциональные квадратам скоростей, во внимание не принимаются.

В канале длины l движется вверх без трения тяжелая упругая жидкость (фиг. 1). В некотором промежуточном сечении канала помещен нагнетательный клапан, через который подается пульсирующий высоконапорный поток. На входе в канал имеется всасывающий клапан. И в устьевом и во входном сечениях внешнее давление принимается равным нулю. Клапаны считаются безынерционными и лишенными сопротивления.

Уравнения движения жидкости в канале записываются в виде

$$\frac{\partial^2 w_{1,2}}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 w_{1,2}}{\partial x^2} - g$$



Фиг. 1

Здесь w_1 — перемещение жидкости в области между нагнетательным клапаном и устьем канала, w_2 — в области между нагнетательным и всасывающим клапанами. Остальные обозначения очевидны.

На выходе из канала ($x = 0$) имеем условие для давления $p_1 = 0$ или $\rho a^2 \partial w_1 / \partial x = 0$.

На входе в канал ($x = -l$) при открытом всасывающем клапане давление равно нулю ($p_2 = 0$). При закрытом клапане равна нулю скорость жидкости ($\partial w_2 / \partial t = 0$).

В сечении нагнетательного клапана ($x = -l_1$) имеем следующие условия. Когда клапан открыт, давление равно заданному ($p_1 = f(t)$). Когда клапан закрыт, скорость в сечении клапана непрерывна ($\partial w_1 / \partial t = \partial w_2 / \partial t$).

Очевидно, и при открытом и при закрытом нагнетательном клапане давление жидкости в его сечении не терпит разрыва $p_1 = p_2$. Функцию $f(t)$ (давление высоко-

конапорной жидкости) зададим в виде

$$f(t) = p_* + p_0 \sin \omega t$$

Далее перейдем к безразмерным переменным, полагая

$$w = w / u_0, \quad \tau = \omega t, \quad x = x / l, \quad \mu = \omega l / a$$

$$\eta = \rho g l / p_0, \quad \pi_* = p_* / p_0, \quad \Delta = l_1 / l$$

$$(u_0 = p_0 / \rho l \omega)$$

Предполагая движение в канале периодическим с частотой вынуждающего давления ω , сформулируем задачу в виде

$$\frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2} = \frac{1}{\mu^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \eta \quad (1)$$

$$-\frac{1}{\mu^2} \frac{\partial w_1}{\partial x} = 0 \quad (x = 0) \quad (2)$$

$$-\frac{1}{\mu^2} \frac{\partial w_1}{\partial x} = \pi_* + \sin(\tau + \tau_1) \quad (0 < \tau < \theta), \quad \frac{\partial w_1}{\partial \tau} = \frac{\partial w_2}{\partial \tau} \quad (\theta < \tau < 2\pi)$$

$$-\frac{1}{\mu^2} \frac{\partial w_1}{\partial x} = -\frac{1}{\mu^2} \frac{\partial w_2}{\partial x} \quad (x = -\Delta) \quad (3)$$

$$-\frac{1}{\mu^2} \frac{\partial w_2}{\partial x} = 0 \quad (\tau_2 < \tau < \tau_2 + \phi), \quad \frac{\partial w_2}{\partial \tau} = 0 \quad (\tau_2 + \phi < \tau < \tau_2 + 2\pi) \quad (4)$$

при $x = -1$

Здесь τ_1 — фаза вынуждающего давления в момент открытия нагнетательного клапана, θ — часть цикла, в течение которой нагнетательный клапан открыт, τ_2 — момент открытия всасывающего клапана и ϕ — время открытого всасывающего клапана.

Сформулированная задача нелинейна [4], так как моменты τ_1 , τ_2 , а также времена θ и ϕ неизвестны заранее, они зависят от скорости и давления жидкости. Граничные условия (3) и (4) должны быть дополнены условиями «переключения» — условиями для определения четырех моментов смены режима. Придавая условиям переключения форму, аналогичную установленной в работе [4], получим

$$p - \frac{\partial(v_1 - v_2)}{\partial \tau} = \pi_* + \sin \tau_1, \quad P_1 - (v_1 - v_2) = 0 \quad (\tau = 0)$$

при $x = -\Delta$ $P_1 - (v_1 - v_2) = \cos \tau_1 - \cos(\tau_1 + \theta) + \pi_* \theta \quad (\tau = \theta) \quad (5)$

$$p_2 - \partial v_2 / \partial \tau = 0, \quad P_2 - v_2 = 0 \quad (\tau = \tau_2)$$

$$P_2 - v_2 = 0 \quad (\tau = \tau_2 + \phi) \quad \text{при } x = -1 \quad (6)$$

Здесь

$$p_{1,2} = -\frac{1}{\mu^2} \frac{\partial w_{1,2}}{\partial x}, \quad P_{1,2} = \int_0^\tau p_{1,2} d\tau, \quad v_{1,2} = \frac{\partial w_{1,2}}{\partial \tau}$$

Ограничиваясь в рядах Фурье первыми гармониками, запишем искомое решение в виде

$$\begin{aligned} w_1 &= C_1 \tau + \eta \mu^2 x^2 / 2 + \cos \mu x (A_1 \cos \tau + B_1 \sin \tau) \\ w_2 &= C_2 \tau + \eta \mu^2 (x + D)^2 / 2 + \cos \mu x (A_2 \cos \tau + \\ &+ B_2 \sin \tau) + \sin \mu x (A_2' \cos \tau + B_2' \sin \tau) \end{aligned} \quad (7)$$

Это решение удовлетворяет условию при $x = 0$. Члены $C_1 \tau$ и $C_2 \tau$ характеризуют наличие отличного от нуля среднего расхода жидкости.

Безразмерные коэффициенты расхода C_1 и C_2 представляют основной интерес в анализе. В связи с этим первое приближение (7) представляется достаточным для исследования зависимостей искомых величин от определяющих параметров. Оче-

видно, C_2 — коэффициент среднего расхода перекачиваемой (низконапорной) жидкости, C_1 — сумма коэффициентов средних расходов низконапорной и высоконапорной жидкостей.

Введем еще коэффициент эжекции $K = C_2 / (C_1 - C_2)$ — отношение средних расходов низконапорной и высоконапорной жидкостей.

Переходим к определению искомых величин. Из третьего соотношения (3) получаем

$$A_2' = (A_1 - A_2) \operatorname{tg} \mu \Delta, \quad B_2' = (B_1 - B_2) \operatorname{tg} \mu \Delta \quad (8)$$

С учетом (7) и (8) из двух первых соотношений (3) имеем

$$\begin{aligned} \eta \Delta - \mu^{-1} \sin \mu \Delta (A_1 \cos \tau + B_1 \sin \tau) &= \pi_* - \sin (\tau + \tau_1) \quad (0 < \tau < \theta) \\ C_1 - C_2 = \cos^{-1} \mu \Delta [(B_1 - B_2) \cos \tau - (A_1 - A_2) \sin \tau] &= 0 \quad (\theta < \tau < 2\pi) \end{aligned} \quad (9)$$

Первое из равенств (9) интегрируется в пределах от 0 до 1 с учетом условий при $\tau = 0$. Затем проводятся обычные операции по определению коэффициентов Фурье. После ряда необходимых преобразований получим

$$\frac{B_1 - B_2}{\cos \mu \Delta} = -\frac{\eta_* f_1(\theta)}{2\pi}, \quad \frac{A_1 - A_2}{\cos \mu \Delta} = -\frac{\eta_* f_2(\theta)}{2\pi}, \quad C_1 - C_2 = \frac{\eta_* \Phi(\theta)}{2\pi} \quad (10)$$

Из условий переключения (5) можно получить

$$A_1 \frac{\sin \mu \Delta}{\mu} - \frac{A_1 - A_2}{\cos \mu \Delta} = \eta_* - \sin \tau_1, \quad B_1 \frac{\sin \mu \Delta}{\mu} - \frac{B_1 - B_2}{\cos \mu \Delta} = \eta_* f(\theta) - \cos \tau_1 \quad (11)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \eta_* &= \eta \Delta - \pi_*, \quad f(\theta) = (\theta - \sin \theta) (1 - \cos \theta)^{-1} \\ f_1(\theta) &= (\theta - \sin \theta)^2 (1 - \cos \theta)^{-1} + \theta \sin \theta - 2(1 - \cos \theta) \\ f_2(\theta) &= 2(\theta - \sin \theta) + \theta \cos \theta - \sin \theta \\ \Phi(\theta) &= (\theta - \sin \theta)^2 (1 - \cos \theta)^{-1} + 1 - \cos \theta - 0.5\theta^2 \end{aligned} \quad (12)$$

Используем теперь граничные условия при $x = -1$. Имеем

$$\eta - \frac{\sin \mu}{\mu} (A_2 \cos \tau + B_2 \sin \tau) - \frac{\cos \mu}{\mu} (A_2' \cos \tau + B_2' \sin \tau) = 0 \quad (\tau_2 < \tau < \tau_2 + \theta)$$

$$C_2 + \cos \mu (B_2 \cos \tau - A_2 \sin \tau) - \sin \mu (B_2' \cos \tau - A_2' \sin \tau) = 0 \quad (\tau_2 + \theta < \tau < \tau_2 + 2\pi)$$

Проводя необходимые преобразования, получим отсюда

$$B_2 \cos \mu - B_2' \sin \mu = -\frac{\eta}{2\pi} [f_1(\theta) \cos \tau_2 + f_2(\theta) \sin \tau_2] \quad (13)$$

$$A_2 \cos \mu - A_2' \sin \mu = -\frac{\eta}{2\pi} [f_2(\theta) \cos \tau_2 - f_1(\theta) \sin \tau_2], \quad C_2 = \frac{\eta}{2\pi} \Phi(\theta)$$

Далее из условий переключения (6) можно получить

$$\begin{aligned} B_2 \Omega + B_2' \Omega_1 &= \eta [f(\theta) \cos \tau_2 + \sin \tau_2] \\ A_2 \Omega + A_2' \Omega_1 &= \eta [\cos \tau_2 - f(\theta) \sin \tau_2] \\ \Omega &= \mu^{-1} \sin \mu - \cos \mu, \quad \Omega_1 = \sin \mu + \mu^{-1} \cos \mu \end{aligned} \quad (14)$$

Из (13), (14), (10), (11) получается следующая система определяющих уравнений:

$$\begin{aligned} B_2 / \mu &= a \cos \tau_2 + b \sin \tau_2, & A_2 / \mu &= b \cos \tau_2 - a \sin \tau_2 \\ B_1 - B_2 &= a_1 \cos \tau_2 + b_1 \sin \tau_2, & A_1 - A_2 &= b_1 \cos \tau_2 - a_1 \sin \tau_2 \\ B_2 / \mu &= c - e \cos \tau_1, & A_2 / \mu &= d - e \sin \tau_1 \\ B_1 - B_2 &= c_1, & A_1 - A_2 &= d_1 \end{aligned} \quad (15)$$

$$C_2 = \frac{\eta \Phi(\theta)}{2\pi}, \quad C_1 - C_2 = \frac{\eta_* \Phi(\theta)}{2\pi}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 a &= -\frac{\eta}{2\pi} [\Omega_1 f_1(\theta) - 2\pi \sin \mu f(\theta)], & b &= -\frac{\eta}{2\pi} [\Omega_1 f_2(\theta) - 2\pi \sin \mu] \\
 a_1 &= \frac{\eta\mu}{2\pi \operatorname{tg} \mu\Delta} [\Omega f_1(\theta) + 2\pi f(\theta) \cos \mu], & b_1 &= \frac{\eta\mu}{2\pi \operatorname{tg} \mu\Delta} [\Omega f_2(\theta) + 2\pi \cos \mu] \\
 c &= \frac{\eta^*}{2\pi} \left[\frac{2\pi f(\theta)}{\sin \mu} - \Omega_2 f_1(\theta) \right], & d &= \frac{\eta^*}{2\pi} \left[\frac{2\pi}{\sin \mu} - \Omega_2 f_2(\theta) \right], & e &= \frac{1}{\sin \mu} \\
 c_1 &= -\frac{\eta^*}{2\pi} \cos \mu \Delta f_1(\theta), & d_1 &= -\frac{\eta^*}{2\pi} \cos \mu \Delta f_2(\theta), & \Omega_2 &= \frac{1}{\sin \mu} - \frac{\cos \mu}{\mu}
 \end{aligned} \quad (16)$$

Система (15) содержит 6 входящих линейно, неизвестных коэффициентов Фурье и четыре неизвестные временные величины $\tau_1, \tau_2, \theta, \theta$.

Параметрами системы будут η, η^* (силовые величины, характеризующие внешнее воздействие по отношению к весу столба жидкости), μ (безразмерная частота), Δ (место ввода в поток высоконапорной жидкости).

Исключая A_1, A_2, B_1, B_2 , получим из (15) систему четырех уравнений относительно моментов открытия и времен открытых клапанов

$$\begin{aligned}
 a \cos \tau_2 + b \sin \tau_2 &= c - e \cos \tau_1, & a_1 \cos \tau_2 + b_1 \sin \tau_2 &= c_1 \\
 b \cos \tau_2 - a \sin \tau_2 &= d - e \sin \tau_1, & b_1 \cos \tau_2 - a_1 \sin \tau_2 &= d_1
 \end{aligned} \quad (17)$$

Отсюда имеем

$$\begin{aligned}
 \cos \tau_2 &= \frac{b_1 d_1 + c_1 a_1}{a_1^2 + b_1^2}, & \sin \tau_2 &= \frac{b_1 c_1 - a_1 d_1}{a_1^2 + b_1^2}, & a_1^2 + b_1^2 &= c_1^2 + d_1^2 \\
 \cos \tau_1 &= \frac{c(a_1^2 + b_1^2) - a(b_1 d_1 + c_1 a_1) - b(b_1 c_1 - a_1 d_1)}{e(a_1^2 + b_1^2)} \\
 \sin \tau_1 &= \frac{d(a_1^2 + b_1^2) - b(b_1 d_1 + c_1 a_1) + a(b_1 c_1 - a_1 d_1)}{e(a_1^2 + b_1^2)}
 \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
 2[ac + bd](b_1 d_1 + a_1 c_1) + (bc - ad)(b_1 c_1 - a_1 d_1) &= (a^2 + b^2 + d^2 - e^2) \times \\
 &\times (a_1^2 + b_1^2)
 \end{aligned}$$

Третье и шестое соотношения (18) дают зависимости θ и θ и от определяющих параметров $\eta, \eta^*, \mu, \Delta$. Эти зависимости однозначно определяют коэффициенты расхода C_2 и $C_1 - C_2$ согласно двум последним соотношениям (15). Перепишем отдельно систему уравнений для определения θ и θ в виде

$$\begin{aligned}
 a_1^2 + b_1^2 &= c_1^2 + d_1^2, & a^2 + b^2 + c^2 + d^2 - \\
 -2 \left[(ab_1 - ba_1) \frac{cd_1 - dc_1}{c_1^2 + d_1^2} + (bb_1 + aa_1) \frac{cc_1 + dd_1}{c_1^2 + d_1^2} \right] &= e^2
 \end{aligned} \quad (19)$$

или, проводя некоторые преобразования

$$\left(\frac{\eta}{\eta^*} \right)^2 = \frac{\chi(\theta) \mu^{-2} \sin^2 \mu \Delta}{V(\theta) \cos^2 \mu + \chi(\theta) \mu^{-2} \sin^2 \mu + \psi(\theta) \mu^{-1} \sin 2\mu} \quad (20)$$

$$\eta = \frac{\pi_* \Delta L + \{e^2 [K + \Delta^2 L + 2(MP + RN)] - \pi_*^2 L [K + 2(MP + RN)]\}^{1/2}}{K + \Delta^2 L + 2(MP + RN)} \quad (21)$$

Здесь

$$\chi = f_1^2 + f_2^2, \quad V = (2\pi f - f_1)^2 + (2\pi - f_2)^2, \quad \psi = (2\pi f - f_1) f_1 + (2\pi - f_2) f_2,$$

$$F = (2\pi f - f_1) f_2 - (2\pi - f_2) f_1, \quad M = \frac{\sin^2 \mu}{\operatorname{tg} \mu \Delta} \frac{F(\theta)}{(2\pi)^2}$$

$$N = \frac{\mu}{(2\pi)^2 \operatorname{tg} \mu \Delta} \left[V(\theta) \sin \mu \cos \mu - \frac{\sin \mu \cos \mu}{\mu^2} \chi(\theta) - \frac{\cos^2 \mu}{u} \psi(\theta) \right]$$

$$\begin{aligned}
 K &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left[V(\theta) \sin^2 \mu + \chi(\theta) \frac{\cos^2 \mu}{\mu^2} - \psi(\theta) \frac{\sin^2 \mu}{\mu} \right] \\
 L &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left[\frac{V(\theta)}{\sin^2 \mu} + \chi(\theta) \frac{\cos^2 \mu}{\mu} + 2\psi(\theta) \frac{\cos \mu}{\mu \sin \mu} \right] \\
 P &= \frac{F(\theta)}{\sin \mu \cos \mu \Delta \chi(\theta)}, \quad R = \frac{\sin^{-1} \mu \psi(\theta) + \mu^{-1} \cos \mu \chi(\theta)}{\cos^2 \mu \Delta \chi(\theta)}
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

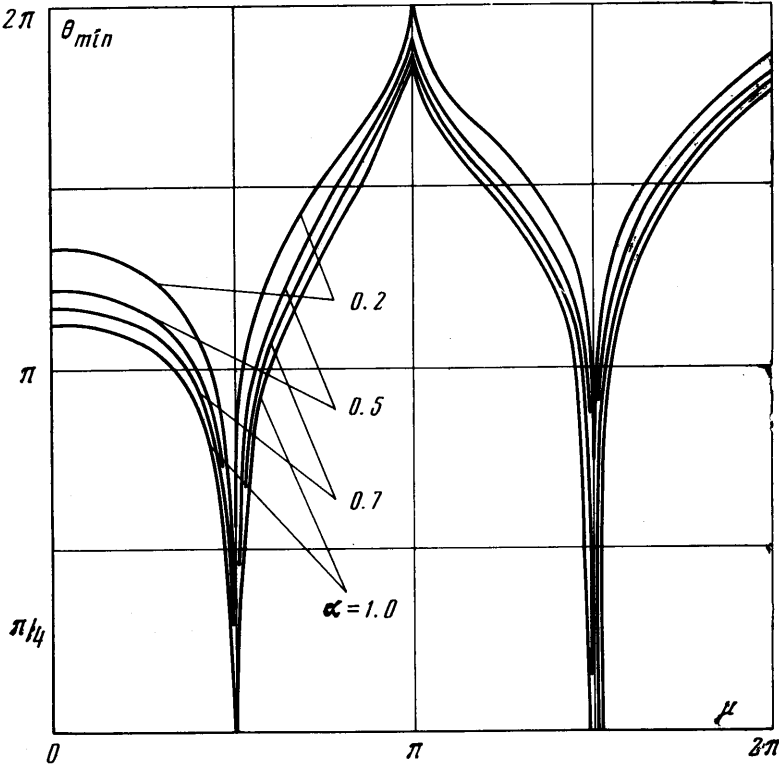
Примем $\Delta = 1$, т. е. нагнетание высоконапорной жидкости осуществляется во входном сечении канала. Положим в соотношении (20) $\theta = 0$. Получим

$$\frac{\eta_*^2 \mu^2 \cos^2 \mu}{\eta_*^2 \sin^2 \mu} = \chi(\theta)
 \tag{23}$$

На фиг. 2 представлены значения минимального времени нагнетания θ_{min} в зависимости от μ , вычисленные по формуле (23) для различных отношений

$$\alpha = \eta_* / \eta = (\rho g l - p_1) / \rho g l$$

Нетрудно видеть, что θ_{min} равно нулю только для $\mu = 1/2\pi(2n + 1)$ ($n = 0, 1, \dots$). При увеличении μ от $\pi/2$ до π θ_{min} возрастает от 0 до 2π .



Фиг. 2

Таким образом, на режиме $\mu = \pi/2$ низконапорная жидкость подсасывается при сколь угодно малых расходах высоконапорной. А при частоте $\mu = \pi$ для перекачки любого сколь угодно малого количества низконапорной жидкости нужен бесконечно большой расход высоконапорной жидкости (значению $\theta = 2\pi$ соответствует $\Phi(\theta) = \infty$ и $C_1 - C_2 = \infty$). С ростом η_* / η и μ величина θ_{min} вообще растет.

На фиг. 3 показаны зависимости Φ от θ для $\eta_* / \eta = 1$ при различных значениях μ . Для всех μ с ростом θ от θ_{min} до 2π время всасывания низконапорной жидкости Φ изменяется от 0 до 2π . Для $\mu = \pi/2$ имеем $\Phi = \theta$. Для $\mu = \pi$ имеем $\Phi = 0$ при всех θ , кроме $\theta = 2\pi$. Из вышеприведенного очевидны преимущества режимов с частотным параметром $\mu = \pi/2$, которые ниже рассматриваются подробнее.

Пусть $\mu = (2n + 1)\pi/2$ ($n = 0, 1, \dots$). Тогда из (20) имеем

$$(\eta_*/\eta)^2 = \chi(\theta) / \chi(\vartheta), \quad (24)$$

а из (21) получаем последовательно

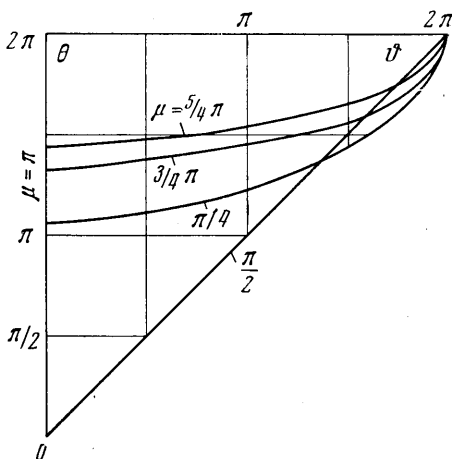
$$\eta = \frac{\pi_* V(\theta) + 2\pi \{V(\theta) + V(\vartheta) + Z(\theta, \vartheta)[1 - \pi_*^2 V(\theta)/4\pi^2]\}^{1/2}}{V(\theta) + V(\vartheta) + Z(\theta, \vartheta)} \quad (25)$$

$$\eta = 2\pi \left\{ \frac{Y(\theta, \vartheta)}{[Y - (1 - \alpha)V]^2 + VZ(1 - \alpha)^2} \right\}^{1/2}$$

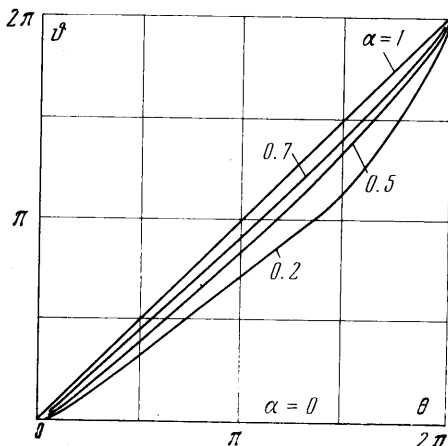
$$Y = V(\theta) + V(\vartheta) + Z(\theta, \vartheta),$$

$$Z = 2 [F(\theta)F(\vartheta) + \psi(\theta)\psi(\vartheta)] \chi^{-1}(\theta)$$

На фиг. 4 показаны зависимости ϑ от θ , рассчитанные по формуле (24), для разных $\alpha = \eta_*/\eta$.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 5 даны соответствующие зависимости параметра $\eta = \rho g l / \rho_0$ от θ , вычисленные на основании (25), (24). На фиг. 6 представлен в виде функции θ при различных α коэффициент эжекции

$$K = C_2 / (C_1 - C_2) = \eta \Phi(\vartheta) / \eta_* \Phi(\theta)$$

Для кривых $\vartheta(\theta)$ характерно, что все они идут из начала координат, т. е. перекачка жидкости начинается при сколь угодно малых расходах высоконапорной жидкости. В случае $\eta_*/\eta = 1$ $\vartheta = \theta$.

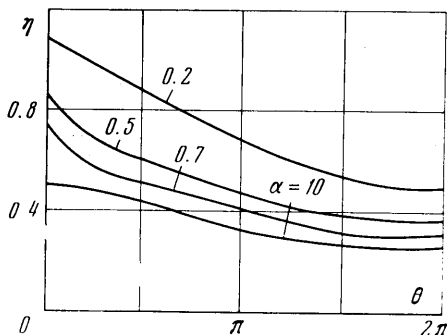
Для $\alpha < 1$ имеем $\vartheta < \theta$ при всех $0 < \theta < 2\pi$.

В случае $\alpha = 1$ параметр η получает простое выражение

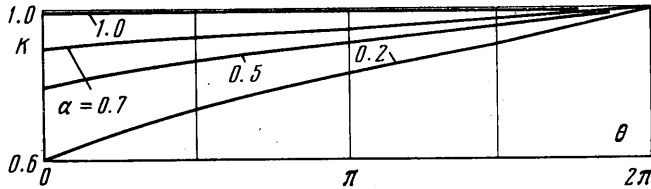
$$\eta = \pi \{ [2\pi f(\theta) - f_1(\theta)]^2 + [2\pi - f_2(\theta)]^2 \}^{-1/2} \quad (26)$$

Согласно (26) с ростом θ от 0 до 2π величина η падает от 0.5 до 0.25.

При уменьшении α максимальное и минимальное значения η увеличиваются. Так, для $\alpha = 0.5$ $\eta_{\max} = \eta(0) = 0.67$, а $\eta_{\min} = \eta(2\pi) = 0.33$.



Фиг. 5



Фиг. 6

Коэффициент эжекции K с ростом θ от 0 до 2π растет от величины

$$K_{\min} = \frac{\eta}{\eta_*} \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{\Phi(\theta)}{\Phi(\theta)} = \frac{\eta}{\eta_*} \lim_{\theta \rightarrow 0} \left[\frac{\chi(\theta)}{\chi(\theta)} \right]^{2/3} = \left(\frac{\eta_*}{\eta} \right)^{1/3}$$

до величины

$$K_{\max} = \frac{\eta}{\eta_*} \lim_{\theta \rightarrow 2\pi} \frac{\Phi(\theta)}{\Phi(\theta)} = \frac{\eta}{\eta_*} \left[\frac{\chi(\theta)}{\chi(\theta)} \right]^{1/2} = 1$$

При $\alpha = 1$ $K = 1$, т. е. расходы высоконапорной и низконапорной жидкости одинаковы.

Поступило 3 V 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуковский Н. Е. О гидравлическом ударе в водонапорных трубах. М.—Л., Гостехтеоретиздат, 1949.
2. Андронов А. А., Аронович Г. В. К теории гидравлического тарана. Инж. сб., т. 20, 1954, т. 20.
3. Натанзон М. С., Сухих В. А. Экспериментальные исследования вынужденных разрывных колебаний жидкости в трубопроводах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 1.
4. Цыпкина О. Э. О вибрационном подъеме жидкости. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 2.

УДК 533.6.013.122

К РАСЧЕТУ СРЫВНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО ОБТЕКАНИЯ ТОНКОГО ПРОФИЛЯ

С. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, М. И. НИШТ

(Москва)

В настоящее время проявляется интерес к моделированию и расчету срывных течений. Методы, основанные на схеме идеальной среды, содержат определенные возможности, границы которых могут быть уточнены в процессе численных экспериментов на современных ЦВМ. Попытки в этом направлении делались, например, в работах [1-3].

В работе [4] показана возможность расчета сворачивания свободных вихрей за крылом в концевые жгуты в рамках стационарной нелинейной теории. Методы, развитые для нелинейных стационарных задач [4] и линейных нестационарных задач [5], позволяют перейти к решению общей нестационарной нелинейной задачи о крыле.

В данной работе излагается численный метод расчета неустановившегося обтекания тонкого профиля несжимаемым потоком при наличии срыва с передней и задней кромок. Зависимость граничных условий от координат и времени может быть произвольной, а угол атаки профиля — большим. Идея метода состоит в переходе от непрерывных распределений и процессов к дискретным. Во-первых, заменяющий крыло и его след вихревой слой в расчетах моделируется системой дискретных вихрей, представляющих собой прямолинейные бесконечные нити с постоянной по дли-