

УДК 538.4:621.313.333

Б. Б. Волчек, Л. М. Дронник, С. Ю. Реуцкий, И. М. Толмач,
А. И. Элькин

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ИНДУКЦИОННЫХ НАСОСОВ ПРИ БОЛЬШИХ R_m

Авторы [1] впервые обратили внимание на возможность существования стационарных неоднородностей распределения осевой скорости и результирующей индукции по φ -той координате в коаксиальном канале цилиндрических индукционных насосов (появление языков и провалов в распределении указанных переменных). В той же работе дан критерий возникновения этой неоднородности, полученный в предположении, что уравнение движения жидкого металла в канале насоса является алгебраическим, т. е. в этом уравнении не учитывается член со второй производной скорости по φ -той координате и вязкостью, в общем случае турбулентной.

В [2] исследовался тот же критерий для ламинарного течения при наличии в уравнениях индукции и движения временных членов. Выявлено, что течение в коаксиальном канале неустойчиво по отношению к малым возмущениям, если магнитное число Рейнольдса (определенное с учетом скольжения) больше некоторого найденного значения. Для частного случая, не учитывающего трения, построены распределения осевой скорости.

В [3] на основании уравнений работы [2] построен временной переходный процесс возникновения и установления стационарных неоднородностей. Выявлено, что если даже исходное возмущение имеет несколько языков и провалов, то стационарное состояние имеет практически один язык и один провал в распределении осевой скорости.

Указанные явления были подтверждены и экспериментально, в частности, в [4] и [5].

В данной работе изучаются стационарные состояния течения в коаксиальном канале цилиндрического насоса с тем отличием от [1], что в уравнении движения учитывается член с турбулентной вязкостью, вследствие чего оно становится дифференциальным и имеет в относительных единицах для переменных следующий вид:

$$\frac{d}{d\bar{y}} \left[(\eta + \eta_T) \frac{d\bar{v}}{d\bar{y}} \right] - \frac{\lambda_{mp} v_s (\pi R)^2}{8\delta} \bar{v} |\bar{v}| = \frac{\mu \alpha H_m^2 (\pi R)^2}{2v_s} \bar{h}_a + \frac{dp}{dx} \frac{(\pi R)^2}{v_s}. \quad (1)$$

Кроме того, приводятся простые выражения для энергетических характеристик насоса через амплитуды гармоник локальных решений в широком диапазоне скольжений.

Использованные далее уравнения индукции таковы:

$$\frac{d^2 \bar{h}_a}{d\bar{y}^2} - \beta^2 \bar{h}_a = R_{m0} \beta^2 (1 - \bar{v}) (1 + \bar{h}_r); \quad \frac{d^2 \bar{h}_r}{d\bar{y}^2} - \beta^2 \bar{h}_r = -R_{m0} \beta^2 (1 - \bar{v}) \bar{h}_a. \quad (2), (3)$$

Здесь

$$\bar{h}_a = \frac{h_a}{H_m}; \quad \bar{h}_r = \frac{h_r}{H_m}; \quad \bar{v} = \frac{v}{v_s}; \quad \bar{y} = \frac{y}{\pi R},$$

где h_a , h_r , v , y — размерные переменные; H_m , v_s — амплитуда и скорость внешнего бегущего поля; R — средний радиус коаксиальной

камеры насоса; $\beta = \pi R \alpha$; $R_{m0} = \sigma \mu v_s / \alpha$; $\alpha = \pi / \tau$; τ — полюсное деление; 2δ — зазор коаксиального канала; dp/dx — градиент давления в канале (не зависит от \bar{y}); λ_m — коэффициент трения, предполагаемый постоянным; он может быть выбран с учетом влияния магнитного поля, например, по зависимости

$$\lambda_m = \lambda_0 + \frac{\text{Ha}^2}{\text{Re}} C, \quad (4)$$

\bar{y} — φ -тая координата. Течение допускается плоским в том смысле, что переменные считаются не зависящими от радиальной координаты. Переменные имеют период, равный $2\pi R$; $\eta + \eta_T$ — суммарная динамическая и турбулентная вязкость, допускаемая далее постоянной. Это предположение может быть оправдано отсутствием перегородок в азимутальном направлении [7] и, по-видимому, допустимо при проведении оценок степени влияния вязкости. Некоторые соображения по выбору указанной постоянной излагались в [6]. Заметим лишь, что по порядку величины η_T может в несколько тысяч раз превышать η и в этом случае влияние первого члена (1) оказывается существенным по сравнению со случаем ламинарного течения ($\eta_T = 0$) или неучета первого члена вообще (алгебраическое уравнение движения).

В целях упрощения записи переменных обозначим:

$$x = \bar{h}_a; \quad y = \bar{h}_r; \quad z = \bar{v}; \quad t = \bar{y}. \quad (5)$$

Введем аналогично [6] упрощение второго члена (1), допустив, что $\bar{v}|\bar{v}| \approx \bar{v}\bar{v}_H$ (\bar{v}_H — скорость в расчетном номинальном режиме в относительных единицах), и обозначим

$$A = \frac{dp}{dx} \frac{8\delta}{v_s^2 \bar{v}_H \lambda_m \rho}; \quad B = \frac{\mu \alpha H_m^2 4\delta}{v_s^2 \bar{v}_H \lambda_m \rho}; \quad \gamma^2 = \frac{8\delta(\eta + \eta_T)}{\lambda_m \rho v_s \bar{v}_H (\pi R)^2}. \quad (6)$$

При этом система (1) — (3) примет вид

$$x'' - \beta^2 x = R_{m0} \beta^2 (1 - z) (1 + y); \quad y'' - \beta^2 y = -R_{m0} \beta^2 (1 - z) x; \quad (7), (8)$$

$$\gamma^2 z'' - z = A + Bx. \quad (9)$$

Аналогично [1] представим переменные в виде рядов Фурье

$$\begin{aligned} x &= x_0 + x_1 \cos \pi t + x_2 \cos 2\pi t + x_3 \cos 3\pi t + \dots, \\ y &= y_0 + y_1 \cos \pi t + y_2 \cos 2\pi t + y_3 \cos 3\pi t + \dots, \\ z &= z_0 + z_1 \cos \pi t + z_2 \cos 2\pi t + z_3 \cos 3\pi t + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Отметим, что из физических соображений следует четность функций x , y , z относительно некоторой точки координаты t (выбрано $t=0$). При этом можно строго доказать, что для уравнений (7) — (9) фазы всех трех переменных совпадают, что и отражено в записи (10).

Вначале сделаем приближенную оценку режима, ограничив ряды (10) лишь двумя членами. Подставив для этого случая ряды (10) в исходную систему (7) — (9), сравнивая нулевые члены и члены с $\cos \pi t$, а также отбросив члены, содержащие $\cos 2\pi t$ (в этом состоит дополнительное допущение), получим систему шести нелинейных алгебраических уравнений с шестью неизвестными x_0 ; x_1 ; y_0 ; y_1 ; z_0 ; z_1 :

$$\begin{aligned} x_0 &= R_{m0} \left(z_0 + z_0 y_0 - y_0 - 1 + \frac{1}{2} y_1 z_1 \right); \\ x_1 &= \frac{R_{m0} \beta^2}{\pi^2 + \beta^2} (z_1 + y_0 z_1 + z_0 y_1 - y_1); \end{aligned} \quad (11)$$

$$y_0 = R_{m0} \left(x_0 - x_0 z_0 - \frac{1}{2} x_1 z_1 \right); \quad y_1 = \frac{R_{m0} \beta^2}{\pi^2 + \beta^2} (x_1 - x_0 z_1 - x_1 z_0);$$

$$z_0 = -A - B x_0; \quad z_1 = -\frac{B}{1 + \pi^2 \gamma^2} x_1.$$

При решении (11) удобно исключить все переменные, оставив лишь z_0 и выделив в явном виде A (градиент давления), что дает сразу $p(Q)$ -характеристику, так как z_0 — среднее значение z (скорости) по φ -той координате. Связь A и z_0 определяется из двух независимых уравнений для амплитуды z_1 , тождественно вытекающих из (11):

$$z_1^2 = \frac{2}{1 + \pi^2 \gamma^2} \left(\frac{\beta^2}{\pi^2 + \beta^2} + 1 \right) (1 - z_0) A + \left\{ \frac{2\beta^2}{\pi^2 + \beta^2} \left[\left(\frac{1}{1 + \pi^2 \gamma^2} + 1 \right) z_0 - 1 \right] + \frac{2}{1 + \pi^2 \gamma^2} z_0 \right\} (1 - z_0) - \frac{2B}{R_{m0}(1 + \pi^2 \gamma^2)} - \frac{2(\pi^2 + \beta^2)}{R_{m0}^2 \beta^2}; \quad (12)$$

$$z_1^2 = \frac{R_{m0}(1 - z_0) - \frac{R_{m0}^2}{B}(1 - z_0)^2 z_0 - \frac{z_0}{B} - \frac{R_{m0}^2(1 - z_0)^2 + 1}{B} A}{\frac{R_{m0}^2 \beta^2 A}{2B(\pi^2 + \beta^2)} - \frac{R_{m0}^2(1 + \pi^2 \gamma^2)}{2B}(1 - z_0) + \frac{R_{m0}^2 \beta^2}{2B(\pi^2 + \beta^2)}} \times \quad (13)$$

$$\times [(2 + \pi^2 \gamma^2) z_0 - (1 + \pi^2 \gamma^2)]$$

Приравнивая правые части (12) и (13), получаем квадратное уравнение для A при заданном z_0 (т. е. $p(Q)$ -характеристику), а затем по (12) находим z_1 и по (11) — x_1, y_1, x_0, y_0 . Для каждого из находимых значений A следует проверить по (12) или (13) (на $p(Q)$ -характеристике выражения (12) и (13) тождественны) вещественность z_1 . Если при некотором z_0 величина z_1 становится мнимой либо само A — комплексным числом, то такой режим не существует реально и следует допустить, что в этом случае имеется лишь тривиальное решение системы (7) — (9) в виде $x = x_{00} = \text{const}; y = y_{00} = \text{const}; z = z_{00} = \text{const}$. В этом случае из (7) — (9) следует

$$-x_{00} = R_{m0}(1 - z_{00})(1 + y_{00}); \quad y_{00} = R_{m0}(1 - z_{00})x_{00}; \quad -z_{00} = A + Bx_{00}, \quad (14)$$

откуда для «тривиальной» $p(Q)$ -характеристики получается зависимость

$$A = \frac{BR_{m0}(1 - z_{00})}{1 + R_{m0}^2(1 - z_{00})^2} - z_{00}. \quad (15)$$

Перейдем теперь к энергетическим соотношениям. В данном рассмотрении не учитываются джоулевы потери в металлической оболочке канала, меди и стали индуктора. Поэтому в данном случае

$$P_c = P_{эм}; \quad P_{эл} = P_{дж} - P_c; \quad P_r = P_v + P_{эл}; \quad (16)$$

здесь P_c — мощность, забираемая из сети (положительна в режиме насоса); $P_{эм}$ — электромагнитная мощность; $P_{эл}$ — электромеханическая мощность (отрицательная в насосном режиме); $P_{дж}$ — джоулевы потери в жидком металле; P_v — вязкие потери, P_r — полезная (гидравлическая) мощность насоса (отрицательна в насосном режиме).

Для получения выражения электромеханической мощности $P_{эл}$ следует умножить уравнение движения (1), переписанное в размерной записи, на скорость $v = v_0 + v_1 \cos \pi t$ и проинтегрировать по активному объему жидкого металла. При этом интегрирование первых двух членов (1) даст вязкие потери (с обратным знаком), третьего члена —

электромеханическую мощность и четвертого члена — гидравлическую мощность (с обратным знаком). Таким образом,

$$P_{эл} = \frac{\mu\alpha H_m}{2} L_A 2\delta \int_{-\pi R}^{\pi R} h_a v dy. \quad (17)$$

Здесь L_A — активная длина насоса.

Электромагнитная мощность (т. е. в данном случае — мощность, забираемая из сети) определяется умножением взятого с обратным знаком третьего члена (1) на v_s и интегрированием по объему $W = L_A \cdot 2\delta \cdot 2\pi R$, поскольку бегущее поле движется со скоростью v_s . Это дает

$$P_c = P_{эм} = - \frac{\mu\alpha H_m v_s}{2} L_A \cdot 2\delta \int_{-\pi R}^{\pi R} h_a dy. \quad (18)$$

Используя введенные ранее относительные единицы и учитывая, что $v_{ср} = z_0 = 1 - s$ (s — скольжение), из (17) и (18) путем тождественных преобразований можно получить

$$P_{эл} = \frac{\sigma v_{ср}^2 B_m^2}{2} W \left(- \frac{s}{1-s} \bar{k}_{ос} + C_H \right); \quad (19)$$

$$P_{эм} = \frac{\sigma v_{ср}^2 B_m^2}{2} W \frac{s}{(1-s)^2} \bar{k}_{ос}. \quad (20)$$

Здесь

$$\bar{k}_{ос} = - \frac{1}{R_{m0}s} \int_0^1 \bar{h}_a d\bar{y} = - \frac{x_0}{R_{m0}s} \quad (21)$$

— коэффициент ослабления. При отсутствии неоднородностей в переменных x, y, z коэффициент ослабления с учетом зависимостей, вытекающих из (14), равен

$$k_{ос} = - \frac{x_{00}}{R_{m0}s} = \frac{1}{1 + R_{m0}^2 (1 - z_{00})^2} = \frac{1}{1 + R_{m0}^2 s^2} \quad (22)$$

— обычному значению для бесконечной ширины течения. Параметр

$$C_H = \frac{1}{R_{m0}(1-s)^2} \int_0^1 h_a \Delta \bar{v} d\bar{y} \quad (23)$$

— добавочный член, существующий лишь при неоднородном распределении параметров. Здесь $\Delta \bar{v}$ — относительное (в долях v_s) отклонение скорости от среднего значения; в данном приближении $\Delta \bar{v} = z_1 \cos \pi t$; поэтому

$$C_H = \frac{x_1 z_1}{2 R_{m0} (1-s)^2}. \quad (24)$$

С использованием выражения для вектора Пойнтинга найдена формула для реактивной мощности насоса

$$P_p = \frac{\sigma v_{ср}^2 B_m^2}{2} W \frac{1 + R_{m0}s \bar{k}_p}{(1-s)^2 R_{m0}}, \quad (25)$$

где

$$\bar{k}_p = \frac{1}{R_{m0}s} \int_0^1 \bar{h}_r d\bar{y} = \frac{y_0}{R_{m0}s} \quad (26)$$

— реактивный коэффициент, учитывающий влияние гидродинамики.

При отсутствии неоднородностей эта величина становится равной

$$k_p = \frac{y_{00}}{R_{m0}s} = - \frac{R_{m0}s}{1 + R_{m0}^2 s^2}. \quad (27)$$

Коэффициент мощности и КПД

$$\eta_{\text{н}} = \frac{-P_{\Gamma}}{P_c} = \frac{v_{\text{ср}} 2\delta \cdot 2\pi R L_{\Delta} dp/dx}{P_{\text{эм}}}; \quad \cos \varphi = \frac{P_p}{\sqrt{P_p^2 + P_{\text{эм}}^2}}. \quad (28)$$

Введем аналогично [6] поправочные коэффициенты, характеризующие отличие коэффициентов ослабления $\tilde{k}_{\text{ос}}$ и \tilde{k}_p от таковых для случая (14) (твердое рабочее тело)

$$k_{\text{цш}} = \frac{\tilde{k}_{\text{ос}}}{k_{\text{ос}}} = - \frac{x_0(1 + R_{m0}^2 s^2)}{R_{m0}s}; \quad k_{\text{цшр}} = \frac{\tilde{k}_p}{k_p} = - \frac{y_0(1 + R_{m0}^2 s^2)}{R_{m0}^2 s^2}. \quad (29), (30)$$

Эти коэффициенты могут быть рассчитаны для широкого диапазона параметров цилиндрических насосов.

Тогда можно записать основные энергетические соотношения в виде простых зависимостей, присущих однородным решениям, но с введением поправочных коэффициентов (29) и (30), которые следует при расчетах брать из кривых, подобных построенным далее на рис. 3:

$$\begin{aligned} P_{\text{эл}} &= \frac{\sigma v_{\text{ср}}^2 B_m^2}{2} W \left(- \frac{s}{1-s} \frac{1}{1 + R_{m0}^2 s^2} k_{\text{цш}} + C_{\text{н}} \right); \\ P_{\text{эм}} &= \frac{\sigma v_{\text{ср}}^2 B_m^2}{2} W \frac{s}{(1-s)^2} \frac{1}{1 + R_{m0}^2 s^2} k_{\text{цш}}; \\ P_p &= \frac{\sigma v_{\text{ср}}^2 B_m^2}{2} W \frac{1 - k_{\text{цшр}} R_{m0}^2 s^2 / (1 + R_{m0}^2 s^2)}{(1-s)^2 R_{m0}}. \end{aligned} \quad (31)$$

Если увеличить число членов в рядах Фурье (10), скажем, до четырех, то возрастет число искоемых переменных в системе типа (11) до двенадцати:

$$\begin{aligned} x_0 &= R_{m0} \left(z_0 - 1 - y_0 + y_0 z_0 + \frac{1}{2} y_1 z_1 + \frac{1}{2} y_2 z_2 + \frac{1}{2} y_3 z_3 \right); \\ x_1 &= \frac{R_{m0} \beta^2}{\pi^2 + \beta^2} \left(z_1 - y_1 + y_0 z_1 + z_0 y_1 + \frac{1}{2} y_1 z_2 + \frac{1}{2} z_1 y_2 + \frac{1}{2} y_2 z_3 + \frac{1}{2} z_2 y_3 \right); \\ x_2 &= \frac{R_{m0} \beta^2}{(2\pi)^2 + \beta^2} \left(z_2 - y_2 + y_0 z_2 + y_2 z_0 + \frac{1}{2} y_1 z_1 + \frac{1}{2} y_1 z_3 + \frac{1}{2} y_3 z_1 \right); \\ x_3 &= \frac{R_{m0} \beta^2}{(3\pi)^2 + \beta^2} \left(z_3 - y_3 + y_0 z_3 + y_3 z_0 + \frac{1}{2} y_1 z_2 + \frac{1}{2} z_1 y_2 \right); \\ y_0 &= R_{m0} \left(x_0 - x_0 z_0 - \frac{1}{2} x_1 z_1 - \frac{1}{2} x_2 z_2 - \frac{1}{2} x_3 z_3 \right); \\ y_1 &= R_{m0} \frac{\beta^2}{\pi^2 + \beta^2} \left(x_1 - x_0 z_1 - z_0 x_1 - \frac{1}{2} x_1 z_2 - \frac{1}{2} x_2 z_1 - \frac{1}{2} x_2 z_3 - \frac{1}{2} x_3 z_2 \right); \\ y_2 &= R_{m0} \frac{\beta^2}{(2\pi)^2 + \beta^2} \left(x_2 - x_0 z_2 - x_2 z_0 - \frac{1}{2} x_1 z_1 - \frac{1}{2} x_1 z_3 - \frac{1}{2} x_3 z_1 \right); \end{aligned} \quad (32)$$

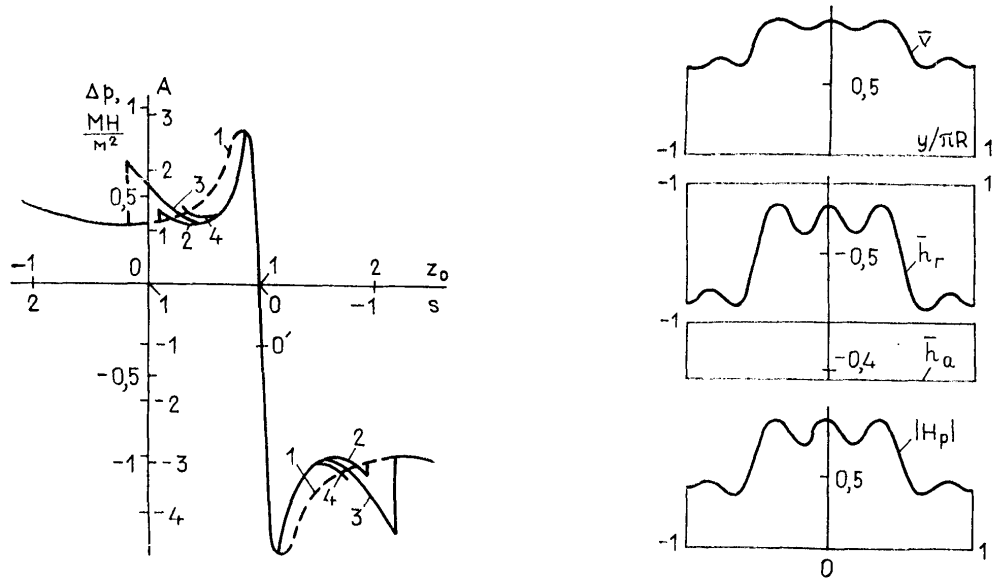


Рис. 1. Напор-расходная характеристика цилиндрического насоса для широкого диапазона скольжения.

Рис. 2. Распределения скорости и компонент амплитуды напряженности магнитного поля по азимутальной координате насоса.

$$y_3 = R_{m0} \frac{\beta^2}{(3\pi)^2 + \beta^2} \left(x_3 - x_0 z_3 - x_3 z_0 - \frac{1}{2} x_1 z_2 - \frac{1}{2} x_2 z_1 \right);$$

$$z_0 = -Bx_0 - A; \quad z_1 = -\frac{B}{\pi^2 \gamma^2 + 1} x_1; \quad z_2 = -\frac{B}{(2\pi\gamma)^2 + 1} x_2; \quad z_3 = \frac{B}{(3\pi\gamma)^2 + 1} x_3.$$

Эти 12 уравнений довольно быстро сводятся к системе четырех уравнений с четырьмя неизвестными (например, z_0, z_1, z_2, z_3). В этом случае остаются справедливыми все энергетические соотношения (17)–(31), но, в отличие от (24), здесь

$$C_H = \frac{x_1 z_1 + x_2 z_2 + x_3 z_3}{2R_{m0}(1-s)^2}. \quad (33)$$

В качестве примера рассчитаны характеристики цилиндрического насоса со следующими исходными параметрами: подача $20198 \text{ м}^3/\text{ч}$; давление $818 \text{ кН}/\text{м}^2$ (в номинальном режиме, натрий, 380°C); длина активной зоны $L_A = 3,144 \text{ м}$, градиент $dp/dx = 260 \text{ кН}/\text{м}^3$; $\tau = 209,6 \text{ мм}$; $\lambda_m = 0,051$; $m = 0,08$; $Na = 2385$; $Re = 4 \cdot 10^6$; зазор $2\delta = 48 \text{ мм}$; $R = 1,06 \text{ м}$; $k_{np} = 1,298$; $\sigma = 3,85 \text{ МСм}/\text{м}$; $v_H = 17,55 \text{ м}/\text{с}$; $v_s = 20,96 \text{ м}/\text{с}$; $H_m = 2,94 \cdot 10^5 \text{ А}/\text{м}$; $\eta + \eta_\pi = 0,36 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$; $\rho = 864 \text{ кг}/\text{м}^3$, отсюда $R_{m0} = 6,766$; $B = 7,45$; $\gamma^2 = 6,228 \cdot 10^{-6}$; $A = 2,38$ (в номинальном режиме).

Для указанных параметров на рис. 1 показаны для насосного и генераторного режимов следующие $p(Q)$ -характеристики (зависимости A от z_0): кривая 1 рассчитана по (15) — с учетом одного члена рядов (10); кривая 2 — с учетом двух членов; кривая 3 — четырех членов и кривая 4 — шести членов рядов. Как видно, кривые 2, 3, 4 в насосной области для значений скольжения от 0,849 (точка начала неустойчивости) до 0,5 практически совпадают. При увеличении числа членов рядов (10) существенно возрастает время счета на ЭВМ.

Отметим, что кривая 1, построенная без учета гармоник, существенно отличается от других кривых в том же диапазоне скольжений.

В генераторном режиме кривые аналогичны, так как характеристика в насосном и генераторном режимах обладает симметрией относительно точки $0'$ ($z_0 = 1$; $A = -1$).

На рис. 2 даны локальные характеристики для режима средней скорости $z_0 = 0,799$ ($s = 0,201$) при учете шести членов рядов Фурье (10).

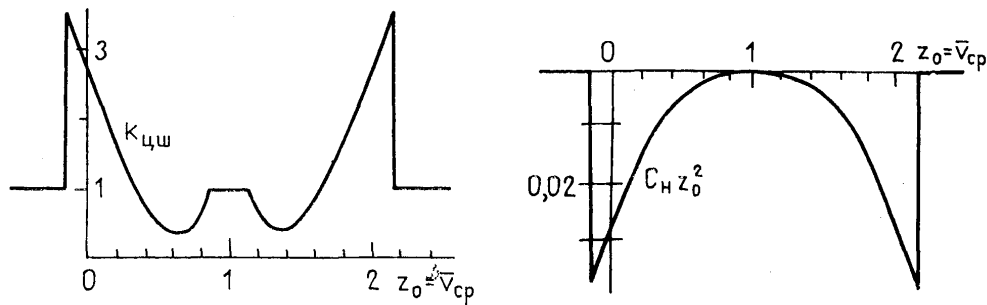


Рис. 3. Поправочные коэффициенты для формул (31).

Преобладающими являются постоянные члены и первые гармоники рядов; высшие гармоники меньше.

На рис. 3 даны поправочные коэффициенты $k_{цш}$ и $C_H (v_{ср}/v_s)^2$ в функции z_0 (т. е. $v_{ср}$) при учете четырех членов рядов. Множитель $(v_{ср}/v_s)^2$ фактически входит в энергетические выражения (31), поэтому при приближении к точке $s=1$ выражение $C_H (v_{ср}/v_s)^2$ не претерпевает разрыва. Везде, кроме участков неустойчивости, коэффициент $k_{цш}$ равен единице, а C_H — нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гайлитис А., Лиелаусис О. Неустойчивость однородного распределения скоростей в индукционной МГД-машине. — *Магнитная гидродинамика*, 1975, № 1, с. 87—101.
2. Волчек Б. Б., Гехт Г. М., Толмач И. М., Элькин А. И. О гидродинамической неустойчивости и вызванных ею стационарных течениях в коаксиальном канале индукционного МГД-насоса. — *Магнитная гидродинамика*, 1976, № 2, с. 62—70.
3. Волчек Б. Б., Элькин А. И. Развитие начальных возмущений в первоначально покоящейся электропроводной жидкости. — *Магнитная гидродинамика*, 1977, № 3, с. 57—62.
4. Клявиня А. П., Лиелаусис О. А., Риекстиньш В. А. Неоднородное течение в канале цилиндрического индукционного насоса. — В кн.: *Восьмое Рижское совещание по магнитной гидродинамике*. Рига: Зинатне, 1975, т. 2, с. 79—81.
5. Кириллов И. Р., Огородников А. П., Остапенко В. П. Экспериментальное исследование неоднородности течения в цилиндрическом линейном индукционном насосе. — *Магнитная гидродинамика*, 1980, № 2, с. 107—113.
6. Волчек Б. Б., Дронник Л. М., Реуцкий С. Ю., Толмач И. М. О поперечном краевом эффекте в плоских индукционных насосах с большой подачей. — *Магнитная гидродинамика*, 1981, № 4, с. 93—100.
7. Рейнольдс А. Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях. М.: Мир, 1979. 408 с.

Поступила 7 июля 1981 г.