

Смольский И.И. Одномерная
теория несжимаемого вязкого
течения в вихревой камере//
Журнал Технической Физики.
-1994. -т.64. - В.11. - С.8-18.

03

©1994 г.

ОДНОМЕРНАЯ ТЕОРИЯ НЕСЖИМАЕМОГО ВЯЗКОГО ТЕЧЕНИЯ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

И.И.Смольский

Институт криосферы Земли РАН,
625000, Тюмень, Россия
(Поступило в Редакцию 17 ноября 1992 г.
В окончательной редакции 21 февраля 1994 г.)

В отличие от большинства исследований здесь рассмотрено решение уравнений Навье–Стокса без допущений об их возможном виде. Поставлены физические граничные условия и введено упрощение уравнений, допускаемое экспериментом. Это позволило получить однозначные решения.

Постановка задачи

Можно выделить три типа моделей течения в вихревой камере: интегральные модели [1]; одномерные модели с тангенциальной скоростью, зависящей от радиуса r [2]; модели течения с тангенциальной скоростью, зависящей от r и осевой координаты z [3]. Рассматриваются как ламинарный, так и турбулентный режимы течения [4]. Как правило, в интегральных моделях определяется радиус вихря в зависимости от степени закрутки. При этом принимаются следующие гипотезы (принципы): принцип максимума расхода [1], минимума потока кинетической энергии [5] и др. При решении задач в одномерной или двумерной постановке требуется задание большего количества граничных условий, чем следует из физической постановки задачи. Поэтому разные исследователи стремились найти решение в классе заранее заданных функций. Это приводит к тому, что полученные решения не соответствуют течению в вихревой камере, либо решение отсутствует, либо такая модель имеет несколько решений [2]. Поэтому целесообразно идти на упрощение уравнений, но при этом получать решение без дополнительных предположений об их возможном виде. Одним из таких упрощений является одномерная модель, в которой тангенциальная скорость зависит только от радиуса $v = v(r)$. Это свойство вихревых камер хорошо известно из эксперимента [6].

При $v = v(r)$ из уравнения Навье–Стокса для тангенциального направления следует, что радиальная скорость $u = u(r)$, а осевая скорость w , как следует из уравнения неразрывности, линейна по осевой координате z . Поэтому $\partial^2 w / \partial z^2 = 0$. Тогда уравнения движения осесимметричного течения вязкой несжимаемой жидкости примут вид

$$u \frac{du}{dr} - \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d(rv)}{dr} \right); \quad (1)$$

$$\frac{u}{r} \frac{d(rv)}{dr} = \nu \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d(rv)}{dr} \right); \quad (2)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} \right); \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d(rv)}{dr} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Согласно рис. 1, могут быть заданы следующие граничные условия:

$$\text{при } r = R_2 \quad u = u_2, \quad v = v_2, \quad w = 0; \quad (5)$$

$$\text{при } z = 0 \quad w(r) = 0; \quad (6)$$

$$\text{при } z = L, \quad R_1 \leq r \leq R_2 \quad w(r) = 0; \quad (7)$$

$$\text{при } r = 0 \quad u = v = 0. \quad (8)$$

Следует отметить, что в реальной вихревой камере структура течения определяется завихрителем и осесимметричные течения с параметрами (5) формируются на радиусе R_2 , меньшем радиуса камеры R_k . На торцах камеры скорости равны нулю. Поэтому задача рассматривается вне торцевого пограничного слоя, толщина которого для камер с гладкими крышками равна 1–2 мм [7].

Соотношениями (5)–(8) определено 7 граничных условий. В работе [7] показано, что для решения задачи (1)–(8) необходимо задать не менее 10 граничных условий, т.е. задача недоопределена. Все исследователи сталкиваются с этой проблемой. Ее преодолевают, решая задачу при произвольных константах интегрирования, либо используя какие-либо гипотезы. Однако, чтобы получить решения, соответствующие действительности, граничные условия должны в максимальной степени описывать физическую обстановку задачи. В дальнейшем при анализе полученных решений мы еще раз вернемся к проблеме граничных условий.

Перейдем к безразмерным переменным

$$\varphi = \frac{vr}{v_1 R_1}, \quad f = \frac{ur}{u_1 R_1}, \quad \bar{p} = \frac{p}{0.5 \rho u_1^2}, \quad y = \left(\frac{r}{R_1} \right)^2, \quad \xi = \frac{z}{L},$$

где u_1, v_1 — значения скоростей на границе выходного отверстия при $r = R_1$.

Интегрирование уравнения неразрывности (4) в новых переменных дает

$$w = (2\nu F_1 / R_1^2) z f' = w_{cp} f' z / L, \quad (9)$$

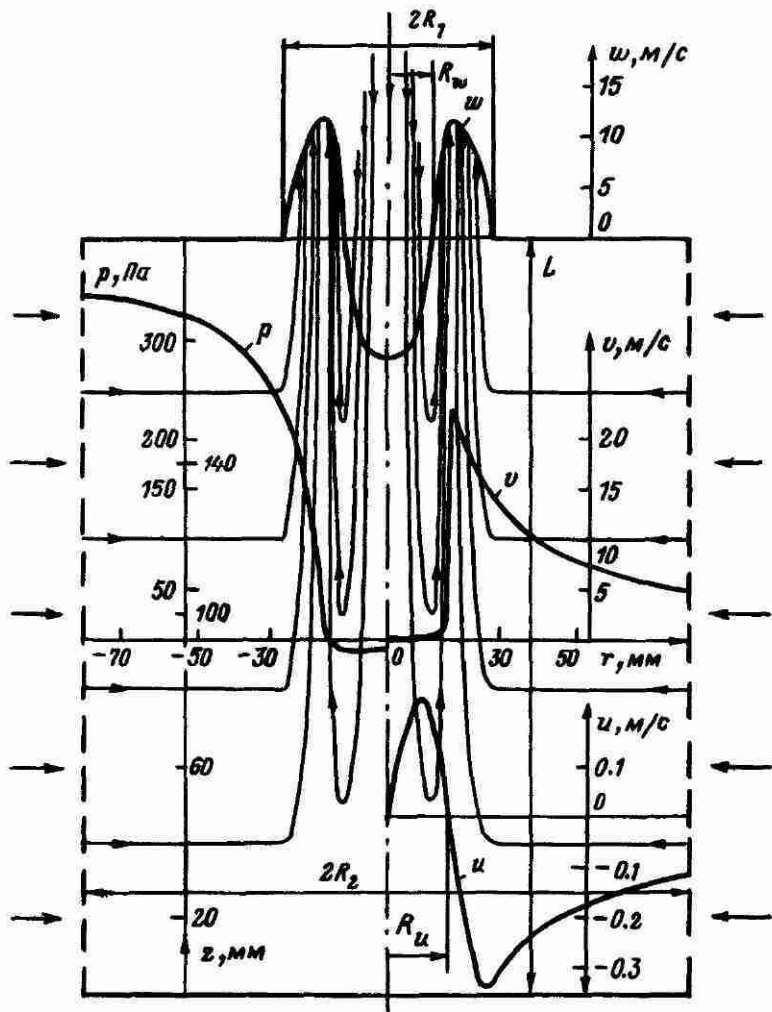


Схема вихревой камеры и результаты расчета профилей скорости, давления и линий тока при расходе воздуха $G=14.4$ г/с; $R_2=R_K=80$ мм, $L=200$ мм, $R_1=27.5$ мм, $f_{вх}=16.38$ см², $\psi_{вх}=45^\circ$, $m_a=0.335$, $m=2.42$.

где

$$F_1 = -u_1 R_1 / \nu = \frac{Q}{2\pi L \nu}$$

— радиальное число Рейнольдса, $f' = df/dy$, $w_{cp} = Q / (\pi R_1^2)$.

После перехода к новым переменным, как показано в работе [7], уравнения (1)–(3) примут вид

$$f''' = \frac{F_1}{2y} \left[(f')^2 - f'' \left(f + \frac{2}{F_1} \right) - C \right], \quad (10)$$

$$\varphi'' = -F_1 f \varphi' / 2y, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = \left(\frac{f}{y}\right)^2 - \frac{2ff'}{y} - \frac{4f''}{F_1} + K_1^2 \left(\frac{\varphi}{y}\right)^2, \quad (12)$$

где $K_1 = v_1/|u_1|$ — степень закрутки потока,

$$C = AR_1^4 / (4\nu^2 F_1^2), \quad (13)$$

$$A = -\frac{1}{\rho z} \frac{\partial p}{\partial z} = \text{const.} \quad (14)$$

Уравнение (14) после интегрирования по z в безразмерных переменных запишется в виде

$$\bar{p}(y, \xi) = -\frac{AL^2}{u_1^2} \xi^2 + \bar{p}, \quad (15)$$

где \bar{p} — составляющая давления, зависящая только от y .

Уравнение (12) для радиальной составляющей давления можно частично проинтегрировать

$$\bar{p} = \bar{p}_\alpha - \left(\frac{f^2}{y} - \frac{f_\alpha^2}{\alpha}\right) - \frac{4}{F_1} (f' - f'_\alpha) + K_1^2 \int_\alpha^y \left(\frac{\varphi}{y}\right)^2 dy, \quad (16)$$

где $\bar{p}_\alpha, f_\alpha, f'_\alpha$ — значения функций в некоторой точке $y = \alpha$.

Как видим, задача свелась к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (10), (11) и интегральному выражению (16). Уравнение для движения в меридиональной плоскости (10) явно не зависит от тангенциальной скорости v . Однако на профили скорости через константу C оказывает влияние параметр A , который, согласно (14), связан с профилем давления. Поэтому с помощью параметра A движение в меридиональной плоскости (скорости u и w) связаны с давлением и, согласно (16), через φ с тангенциальной скоростью v . Следует отметить, что это свойство многими исследователями не учитывается.

Решение для периферийной области камеры

Подставив граничное условие на верхней крышке (7) в (9), получаем $f' = 0$, после интегрирования которого при граничном условии $u(R_1) = u_1$ функция f в периферийной области камеры запишется так:

$$f = 1 \quad \text{при} \quad 1 \leq y \leq y_2, \quad (17)$$

где $y_2 = (R_2/R_1)^2$.

При условии (17) из уравнения (10) следует $C = 0$, а следовательно, и $A = 0$. Поэтому, как следует из (14), в периферийной области камеры давление постоянно по высоте и изменяется только по радиусу камеры. При постоянном φ уравнение (11) интегрируется

$$\varphi' = \varphi'_1 y^{-0.5 F_1}, \quad (18)$$

где φ'_1 — значение производной при $y = 1$.

После повторного интегрирования (18) относительная циркуляция φ на периферии камеры запишется в виде

$$\text{при } F_1 \neq 2 \quad \varphi = \varphi_2 - \frac{\varphi'_1}{1 - 0.5F_1} \left(y_2^{1-0.5F_1} - y^{1-0.5F_1} \right), \quad (19)$$

$$\text{при } F_1 = 2 \quad \varphi = \varphi_2 + \varphi'_1 \ln(y/y_2), \quad (20)$$

где $\varphi_2 = \varphi(R_2) = v_2 R_2 / v_1 R_1$ — значение относительной циркуляции на периферии камеры.

Величины φ_2 и φ'_1 в дальнейшем определяются при сшивании решений для центральной и периферийной областей.

После подстановки в (16) f , f' и значения φ согласно (19) и отнесения всех величин к значениям в точке $y = \alpha = 1$ профиль давления на периферии камеры получаем в виде

$$\bar{p} = \bar{p}_1 + 1 - \frac{1}{y} + K_1^2 \int_1^y \left(\frac{a}{y} + by^{-0.5F_1} \right)^2 dy, \quad (21)$$

где

$$a = \varphi_2 - \frac{\varphi'_1 y_2^{1-0.5F_1}}{1 - 0.5F_1}; \quad b = \frac{\varphi'_1}{1 - 0.5F_1}.$$

Интегрируя (21), при $F_1 \neq 1$ получаем

$$\bar{p} = \bar{p}_1 + 1 - \frac{1}{y} + K_1^2 a^2 \left(1 - \frac{1}{y} \right) + \frac{2abK_1^2}{0.5F_1} (1 - y^{-0.5F_1}) + \frac{K_1^2 b^2}{F_1 - 1} (1 - y^{1-F_1}). \quad (22)$$

Так как в практических случаях представляют интерес решения при $F_1 \gg 1$, то решения при $F_1 = 1$ и $F_1 = 2$ здесь приводить не будем.

Полученные выражения (17), (19) и (22) определяют компоненты скорости u , w , v и давления p в периферийной области в зависимости от значений параметров на границе отверстия. Для определения последних необходимо решить задачу в центральной области $0 \leq y \leq 1$. С учетом (5)–(8) граничные условия в этой области будут

$$\text{при } y = 1 \quad f = 1, f' = 0, \varphi = 1; \quad \text{при } y = 0 \quad f = 0, \varphi = 0. \quad (23)$$

Уравнения (10), (11) с граничными условиями (23) представляют краевую задачу для системы двух обыкновенных уравнений. В работе [7] она решена численно. Здесь рассмотрим аналитические решения.

Течения в меридиональном сечении

Рассмотрим решение уравнения (10) при новой переменной

$$\psi = (f + 2/F_1)/(1 + 2/F_1), \quad (24)$$

которая при $F_1 \gg 1$ совпадает с функцией f . Уравнение (10) будет

$$\psi''\psi - (\psi')^2 + m^2 + 2y\psi''/(F_1 + 2) = 0, \quad (25)$$

где

$$m = \frac{\sqrt{AR_1^2}}{2\nu(F_1 + 2)}. \quad (26)$$

Из анализа численных решений установлено, что на промежутке $0 \leq y \leq 1$ в некоторой точке $y = y_u$ функция $\psi = 0$. Кроме того, величина $2yf'''/(F_1 + 2)$ значительно меньше других слагаемых в уравнении (25). Последнее также следует из свойства решений жесткого уравнения. Поэтому член $2yf'''/(F_1 + 2)$ на участках $y_u \leq y \leq 1$ и $0 \leq y \leq y_u$ можно усреднить и считать постоянным. Тогда уравнение (25) запишется в виде обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка

$$\psi''\psi - (\psi')^2 + \beta_1^2 = 0, \quad (27)$$

где

$$\beta_1^2 = m^2 + 2(\overline{y\psi''''})/(F_1 + 2), \quad (28)$$

а граничные условия в соответствии с (23) и (24) для области $y_u \leq y \leq 1$ будут

$$\psi'(1) = 0, \quad \psi(1) = 1. \quad (29)$$

Уравнение (27) легко интегрируется и при граничных условиях (29) его решение будет

$$\psi = \cos[\beta_1(1 - y)]. \quad (30)$$

Из условия $\psi = 0$ граница области $y = y_u$ будет

$$y_u = 1 - \pi/(2\beta_1). \quad (31)$$

Для нахождения β_1 определим третью производную от ψ из решения (30) и усредним

$$(\overline{y\psi''''}) = -\beta_1^3 \int_1^{y_u} \frac{y \sin[\beta_1(1 - y)]}{1 - y_u} dy =$$

$$= -\frac{\beta_1}{1 - y_u} \left\{ -\beta_1 \cos[\beta_1(1 - y)] + \beta_1(1 - y) \cos[\beta_1(1 - y)] - \sin[\beta_1(1 - y)] \right\} \Big|_1^{y_u}.$$

Откуда с учетом (28) получаем

$$\beta_1^2 = m^2 - \frac{4\beta_1^2(\beta_1 - 1)}{\pi(F_1 + 2)}.$$

При больших F_1 можно считать $\beta_1 \approx m$, и с учетом (24) решение (30) будет

$$f = \cos[m(1 - y)] \quad \text{при} \quad 1 \leq y \leq y_u. \quad (32)$$

В этой области величина $f > 0$, и поэтому $u_1 < 0$, т.е. радиальная скорость отрицательна. Это область радиального прямого тока жидкости из камеры. На границе области $y = y_u$ величина f изменяет знак на обратный, и в осевой области $y_u < y \leq 0$ радиальная скорость положительна. Это область радиального противотока, в которой движется жидкость, засасываемая из окружающей среды в осевую область камеры. С уменьшением y_u величина области радиального противотока

уменьшается и при некотором параметре $\beta_{1 \min}$, как это следует из (31) при $y_u = 0$,

$$\beta_{1 \min} = \arccos[2/(F_1 + 2)] \quad (33)$$

противоток отсутствует. При $F_1 \gg 1$ минимальное значение

$$m_{\min} = \beta_{1 \min} = \pi/2. \quad (34)$$

На участке радиального противотока $0 \leq y \leq y_u$ течение жидкости будет описываться теми же соотношениями (27) и (28), но вместо β_1 введем β_2 . Граничные условия здесь при $F_1 \gg 1$ будут

$$\psi(0) = \frac{2}{F_1 + 2} \approx 0, \quad \psi(y_u) = \frac{2}{F_1 + 2} \approx 0. \quad (35)$$

После интегрирования (27) при граничных условиях (35) получаем решение в области противотока

$$\psi = -\frac{\beta_2 y_u}{\pi} \sin(\pi y/y_u). \quad (36)$$

С помощью (36), определив среднее значение

$$(\overline{y\psi''}) = \frac{\pi^2 \beta_2}{y_u^2} \int_{y_u}^0 \frac{y \cos(\pi y/y_u)}{y_u} dy = \frac{4\pi \beta_2}{y_u^2}$$

согласно (28), после упрощения получаем

$$\beta_2 = m \left(1 + \frac{2\pi}{m y_u^2 (F_1 + 2)} \right). \quad (37)$$

При больших F_1 можно принять $\beta_2 = m$ и решение (36) для области противотока принимает вид

$$f = -\frac{m y_u}{\pi} \sin(\pi y/y_u) \quad \text{при} \quad 0 \leq y \leq y_u. \quad (38)$$

Сопоставление полученных решений (32) и (38) с численными при $F_1 = 41.5$ и разных m показало, что различие между ними не превышает 5%.

Решение для тангенциальной скорости

Рассмотрим приближенное аналитическое решение для тангенциальной скорости в области прямого тока $y_u \leq y < 1$. Здесь функция f положительна. В уравнении (11) используем усредненное значение этой функции, которое, согласно (32), можно записать так:

$$f' = \frac{1}{1 - y_u} \int_{y_u}^1 \cos[m(1 - y)] dy = \frac{2}{\pi} \quad \text{при} \quad y_u \leq y \leq 1. \quad (39)$$

Решения уравнения (11) при постоянном f уже получены ранее в виде выражений (18) и (19). Тогда решения в области прямого тока с учетом того, что $\varphi(1) = 1$, запишутся так:

$$\varphi' = \varphi'_1 y^{-0.5F_3}, \quad (40)$$

$$\varphi = 1 - \frac{\varphi'_1}{0.5F_3 - 1} (y^{1-0.5F_3} - 1), \quad (41)$$

$$F_3 = F_1 \cdot \bar{f} = 2F_1/\pi. \quad (42)$$

В области противотока величина f отрицательна и, согласно (38), ее среднее значение на участке $0 \leq y \leq y_u$ будет

$$\bar{f} = -\frac{1}{y_u} \int_0^{y_u} \frac{my_u}{\pi} \sin(\pi y/y_u) dy = -\frac{2my_u}{\pi^2}.$$

Интегрируя уравнение (11), при постоянном f получаем $\varphi' = C'y^{0.5F_4}$, где

$$F_4 = -F_1 \bar{f} = 2my_u F_1/\pi^2. \quad (43)$$

После "сшивания" при $y = y_u$ производной φ' на границе двух областей получаем

$$C = \varphi'_1 y_u^{-0.5(F_3+F_4)}.$$

Интегрируя φ' при граничном условии $\varphi(0) = 0$ получаем для области противотока

$$\varphi = \frac{\varphi'_1}{0.5F_4 + 1} y_u^{-0.5(F_3+F_4)} y^{0.5F_4+1}. \quad (44)$$

"Сшивая" функцию φ на границе противотока, в соответствии с выражениями (41) и (44) определяем значение производной φ'_1 на границе выходного отверстия в аналитическом виде

$$\varphi'_1 = 1 / \left(\frac{y_u^{1-0.5F_4} - 1}{0.5F_3 - 1} + \frac{y_u^{1-0.5F_3}}{0.5F_4 + 1} \right). \quad (45)$$

Выражения (19), (41), (44) и (45) определяют профиль тангенциальной скорости во всей области камеры. С учетом того, что относительная тангенциальная скорость $\bar{v} = v/v_1$ будет $\bar{v} = \varphi/\bar{r}$, где $\bar{r} = r/R_1$, после нахождения экстремума выражения (44) относительная координата максимума тангенциальной скорости запишется в виде

$$y_v = \left[\frac{\varphi'_1(F_3 - 1)}{0.5F_3 - 1 + \varphi'_1} \right]^{1/(0.5F_3 - 1)}. \quad (46)$$

Аналитические решения для тангенциальной скорости отличаются от численных более существенно, чем аналитические решения для f от численных. Например, рассчитанные по (44) и (46) при $F_1 = 41.5$ и $m = 2.91$ величины равны $y_v = 0.54$ и $\bar{v}_{\max} = 1.29$, в то время как численные решения дали $y_v = 0.67$ и $\bar{v}_{\max} = 1.2$.

На участке прямого тока выражение (16) с учетом (41) запишется в виде

$$\bar{p} = \bar{p}_1 + 1 - \frac{f^2}{y} - \frac{4f'}{F_1} + K_1^2 \int_1^y \left(\frac{a}{y} - \frac{\varphi_1' y^{-0.5F_3}}{0.5F_3 - 1} \right) dy,$$

где $a = 1 + \varphi_1' / (0.5F_3 - 1)$, а нижний предел интегрирования в соотношении (16) взят при $y = 1$.

Тогда после подстановки f и f' согласно (32) и интегрирования профиль давления для \bar{p} в области $y_u \leq y \leq 1$ будет

$$\begin{aligned} \bar{p} = \bar{p}_1 + 1 - \frac{\cos^2 m(1-y)}{y} - \frac{4m}{F_1} \sin[m(1-y)] - a^2 K_1^2 \left(\frac{1}{y} - 1 \right) - \\ - \frac{\varphi_1' K_1^2}{0.5F_3 - 1} \left[\frac{\varphi_1'}{(F_3 - 1)(0.5F_3 - 1)} (y^{-F_3+1} - 1) - \frac{4a}{F_3} (y^{-0.5F_3} - 1) \right]. \end{aligned} \quad (47)$$

В зоне противотока $0 \leq y \leq y_u$ после подстановки f и f' согласно (38) в выражении (18) с учетом (44) получаем

$$\begin{aligned} \bar{p} = \bar{p}_u - \frac{m^2 y_u^2}{\pi^2} \frac{\sin^2(\pi y / y_u)}{y_u} + \frac{4m}{F_1} [1 + \cos(\pi y / y_u)] - \\ - \frac{K_1^2 b^2}{F_4 + 1} (y_u^{F_4+1} - y^{F_4+1}), \end{aligned} \quad (48)$$

где

$$b = \frac{\varphi_1'}{0.5F_4 + 1} y_u^{-0.5(F_3 + F_4)},$$

$\bar{p}_u = \bar{p}(y_u)$ — давление в точке $y = y_u$.

Для нахождения \bar{p}_u необходимо использовать граничное условие для давления. Будем считать, что давление на выходе камеры при $z = L$ сравнивается с атмосферным \bar{p}_a в точке $y = y_u$. Именно внутри границы радиального противотока движется засасываемый в камеру атмосферный воздух. Поэтому, полагая $\bar{p}(y_u, L) = \bar{p}_a$ в соотношении для давления (15), с учетом (26) запишем

$$\bar{p}_u = \bar{p}_a + 4m^2 (L/R_1)^2. \quad (49)$$

Выражение (48) совместно с (49) определяют поле давления в области противотока. Для определения профилей давления в периферийных областях необходимо найти \bar{p}_1 . В результате "сшивания" профилей давления в точке y_u с учетом (47) и (49) получаем

$$\begin{aligned} \bar{p}_1 = \bar{p}_a + 4m^2 (L/R_1)^2 - 1 + \frac{4m}{F_1} + a^2 K_1^2 \left(\frac{1}{y_u} - 1 \right) + \\ + \frac{\varphi_1' K_1^2}{0.5F_3 - 1} \left[\frac{\varphi_1' (y_u^{-F_3+1} - 1)}{(F_3 - 1)(0.5F_3 - 1)} - \frac{4a}{F_3} (y_u^{0.5F_3} - 1) \right]. \end{aligned} \quad (50)$$

С нахождением \bar{p}_1 в аналитическом виде определились поле давления и профили скорости в вихревой камере. Отличие аналитических решений (22), (47) и (48) от численных составляет большую величину. Так, при $F_1 = 41.5$, $m = 2.9$ и $K_1 = 172$ по аналитическим решениям получено $\Delta\bar{p}_0 = \bar{p}(R_2) - \bar{p}(0) = 3.4 \cdot 10^4$, а в результате численных $\Delta\bar{p}_0 = 2.8 \cdot 10^4$.

Полученные аналитические решения краевой задачи для уравнения Навье–Стокса (1)–(8) зависят от параметра m или A , который, согласно (14), зависит от осевого градиента давления, а следовательно, от тангенциальной скорости. Для определения этой зависимости воспользуемся результатом работы [1] для радиуса максимума тангенциальной скорости, полученным на основании принципа максимума расхода. Сопоставляя его значение с рассчитанным, согласно настоящей теории [7], получаем следующую зависимость:

$$\frac{\pi^3}{8\sqrt{2}(m^3 - \pi^2 m/4)} = m_a, \quad (51)$$

где $m_a = w_{cp}/v_1 \approx f_{вх}/(\pi R_1 R_k \sin \psi_{вр})$ — конструктивный параметр, характеризующий степень закрутки потока в центральной области камеры; R_k — радиус камеры; $f_{вх}$ — входное сечение завихрителя; $\psi_{вх}$ — входной угол каналов завихрителя; $\psi_{вх} = 90^\circ$ — вход по касательной ($\psi_{вх} = 0$ — вход без закрутки).

Соотношение (51) можно рассматривать как граничное условие, позволяющее полностью определить рассматриваемую задачу.

Сопоставление с экспериментом

По полученным соотношениям разработана программа для ЭВМ, реализованная на персональном компьютере. Исходными данными являются геометрические размеры вихревой камеры, свойства среды и ее расход. Рассчитываются профили скорости и давления. Результаты расчета представлены на рисунке. Здесь также приведены линии тока $z = \psi_c/ur$, где $\psi_c = \text{const}$ — функция тока.

Рассчитанные поля скорости и давления качественно подобны экспериментальным и отражают характерные особенности движения среды в вихревых камерах, а именно наличие радиального и осевого противотоков, достижение максимума тангенциальной скорости внутри выходного отверстия, характерную форму кривой изменения давления по радиусу. Из картины линии тока наглядно видно, что жидкость из вихревой камеры выходит в области $R_u \leq r \leq R_1$ и не попадает в центральную область $r < R_u$. В последней области движется среда, которая засасывается в камеру извне.

Количественные различия теоретических профилей u , v , w и p от экспериментальных имеют различный характер в разных камерах. Наименьшее отличие теории от эксперимента наблюдается в камерах с $R_1 = R_2$. При малых радиусах выходного отверстия в торцевом пограничном слое у нижней крышки происходит усиленное течение, которое переносит момент количества движения в центральную область. Поэтому в таких камерах (см. рисунок) измеренная тангенциальная скорость в центральной области больше расчетной и линейна по r . Больше также разрежение в центре. Торцевой пограничный слой подавляет

также противоток, поэтому измеренная величина противотока меньше теоретической. Однако даже в этом случае теория позволяет определить границы противотока, давление на периферии P_k , максимальную тангенциальную скорость v_{\max} . Например, рассчитанные и измеренные [7] величины находятся в следующем соотношении: $p_k = 340$ Па, $p_{k0} = 290$ Па, $v_{\max} = 23$ м/с, $v_{\max 0} = 20$ м/с. В вихревых камерах больших габаритов [8] влияние пограничного слоя менее существенно, и для них поведение тангенциальной скорости и давления в центральной области согласуется с теоретическим.

Следует отметить, что при истечении жидкости из вихревой камеры в газовую среду или в атмосферу в центральную область будет засасываться атмосферный воздух, т.е. будет образовываться воздушная воронка. В этом случае движение жидкости в вихревой камере будет отличаться от движения газа. В такой вихревой камере при малых радиусах выходного отверстия R_1 влияние торцевого пограничного слоя будет меньше. Поэтому для них профили давления и тангенциальной скорости в центральной области будут лучше соответствовать рассчитанным.

Торцевые пограничные слои нарушают также постоянство профилей радиальной скорости по высоте камеры, т.е. основное условие одномерной модели. Поэтому все наблюдаемые различия эксперимента от результатов теории обусловлены отличием одномерной модели с $v = v(r)$ от реального течения.

Для незакрученного течения $v_1 = 0$ и согласно (51) $m_a \rightarrow \infty$, а $m = \pi/2$. При $R_1 = R_2$ решения (9), (32) и (47) описывают профили скорости и давления в пористой трубе с одним заглушенным торцом. Сопоставление этих результатов с экспериментальными данными [9] показало [7], что теория хорошо согласуется с экспериментом для пористой трубы.

Список литературы

- [1] *Абрамович Г.Н.* Теория центробежной форсунки. М., 1944. С 18–26.
- [2] *Donaldson C.P., Sullivan R.D.* // Proc. of the 1960 Heat Transfer and Fluid Mechanic Institutien. Stanjord, 1960. P. 16–30.
- [3] *Lewellen W.S.* // J. Fluid. 1962. Vol. 14. N 3. P. 420–432.
- [4] *Жигула В.А., Коваль В.П.* // Прикладная механика. 1975. Т. 11. № 9. С. 65–67.
- [5] *Гольдштик М.А., Лебедев А.В., Правдина М.А.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 3 С. 49–55.
- [6] *Волчков Э.П., Смутьский И.И.* // ТОХТ. 1983. Т. 17. № 2 С. 214–219.
- [7] *Смутьский И.И.* Аэродинамика и процессы в вихревых камерах. Новосибирск. Наука, 1992. 301. с.
- [8] *Назанетян Е.А.* // Теплоэнергетика. 1954. № 9. С. 11–16.
- [9] *Леонтьев А.И., Фафурин А.В., Никитин П.В.* // ПМТФ. 1970. № 4. С. 56–59.