

ТЕПЛОЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СТОЛБЕ ГАЗА С ОБЪЕМНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА И БИФИЛЯРНЫМ ТОКОМ

С. В. Никонов, Ю. В. Саночкин

(Москва)

В [1] рассчитаны параметры теплового слоя, возникающего при продольном обдуве безграничным потоком цилиндрического столба газа с произвольными распределенными источниками тепла.

Цель данной работы — расчет теплового пограничного слоя для более сложного случая, когда наряду с цилиндрической областью теплоподвода имеется распределенный бифилярный электрический ток. Ток одного направления течет по объему тепловыделения, обратный ток, равный прямому по величине, — в токовом слое (части теплового слоя) в соответствии с распределением проводимости газа. Вне токового слоя магнитное поле исчезает, внутри взаимодействие токов и индуцированного ими магнитного поля приводит к появлению поперечных сил. Течение в этом случае в отличие от [1] уже не является, вообще говоря, изобарическим. Наличие тока приводит к появлению джоулева нагрева — дополнительного объемного источника тепла, который охватывает весь токовый слой и может играть важную роль в энергетическом балансе. Рассматривается стационарная задача в предположении, что основным механизмом отвода тепла является теплопроводность. В системе отсчета, связанной со свободным потоком, задачу можно сформулировать следующим образом: определить структуру теплового и токового пограничных слоев, образующихся при прямолинейном движении в газе распределенных источников тепла и бифилярного тока.

1. Расположение осей цилиндрической системы координат и сечения теплового и токового слоев показаны на фиг. 1. Прямой ток величины I с плотностью $\mathbf{j}_0 = (0, 0, j_0)$, сосредоточенный в столбе радиуса a , создает азимутальное магнитное поле $\mathbf{B}_0 = (0, B_0, 0)$. Обратный ток с плотностью $\mathbf{j} = (j_r, 0, -j_z)$ — встречное поле $\mathbf{B}' = (0, -B', 0)$. Компонента j_r обратного тока сосредоточена в основном в небольшой окрестности начального сечения. Полное магнитное поле $\mathbf{B} = (0, B, 0)$ можно записать в виде

$$B = B_0 - B' = \mu/2\pi r(J_0 - J),$$

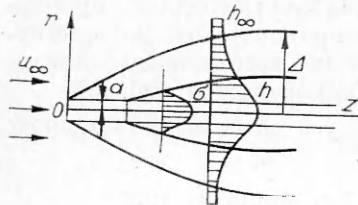
где

$$(1.1) \quad J_0 = \int_0^r 2\pi r j_0 dr, \quad J = \int_0^r 2\pi r j_z dr,$$

μ — магнитная проницаемость. Мощность внешних источников тепла

$$q = b\rho, \quad b = \begin{cases} b = \text{const}, & (r \leq a), \\ 0, & (r > a). \end{cases}$$

Проведенное ниже рассмотрение непосредственно переносится на случай произвольной зависимости $q(\rho, h)$. Принятый закон энергоснабжения



Ф и г. 1

имеет место, в частности, при ионизационном торможении потока заряженных частиц в веществе [2]. Электрическое поле обеспечивает прохождение обратного тока. Предполагается, что распределение токов может быть описано в рамках скалярной проводимости

$$(1.2) \quad \mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

где $\mathbf{v} = (v, 0, u)$ — скорость газа. Для совершенного невязкого газа в отсутствие закрутки потока исходная система уравнений имеет вид

$$(1.3) \quad \partial(r\rho v)/\partial r + \partial(r\rho u)/\partial z = 0;$$

$$(1.4) \quad \rho(v \partial u/\partial r + u \partial u/\partial z) = -\partial p/\partial z + j_r B;$$

$$(1.5) \quad \rho(v \partial v/\partial r + u \partial v/\partial z) = -\partial p/\partial r + j_z B;$$

$$(1.6) \quad \rho(v \partial h / \partial r + u \partial h / \partial z) = v \partial p / \partial r + u \partial p / \partial z + \\ + \operatorname{div}((\lambda / c_p) \nabla h) + q + j^2 / \sigma;$$

$$(1.7) \quad p = ((\gamma - 1) / \gamma) \rho h.$$

Здесь p — давление; h — удельная энтальпия; λ — коэффициент теплопроводности; c_p — теплоемкость; γ — показатель адиабаты. В (1.4), (1.5) опущен член $\mathbf{j}_0 \times \mathbf{B}$, и в уравнении энергии учитывается только омическая диссипация обратного тока. Указанные допущения справедливы, например, когда прямой ток переносится потоком релятивистских электронов.

2. Система уравнений (1.2)–(1.7) может быть существенно упрощена для рассматриваемой модели. Поскольку j_r мало всюду, кроме окрестности начала координат, существенное изменение осевой скорости и давления по z может произойти только в пределах указанной области. Предположим, что далее внутри теплового слоя давление будет слабо зависеть от z . (Результаты расчета во всем диапазоне рассмотренных условий подтвердили это — давление практически не изменяется вдоль оси теплового слоя.) Тогда из (1.4) видно, что в первом приближении можно не учитывать изменения осевой скорости потока и положить

$$(2.1) \quad u \simeq \text{const.}$$

Интеграл (2.1) является точным в отсутствие поперечных сил и указан в [3] для электрической дуги. В [3, 4] приводятся оценки приращения продольной скорости и его изменения с z . Изменением осевой скорости заведомо можно пренебречь, если $\mu I^2 / (8\pi^2 \rho_\infty u_\infty^2 a^2) \ll 1$, однако на практике указанная область значительно шире. Допустимо положить $u \simeq u_\infty$, так как влияние допущенной в начале слоя неточности исчезает с ростом z .

Уравнение (1.5) в приближении пограничного слоя представляет условие радиального равновесия $\partial p / \partial r = j_z B$, или в интегральном виде

$$(2.2) \quad p = p_\infty - \frac{\mu}{2\pi} \int_r^\infty \frac{dr}{r} j_z (J_0 - J).$$

Исключив из (1.2) электрическое поле и проинтегрировав полученное уравнение по r в пределах теплового слоя, получим

$$(2.3) \quad E_z|_{r=\Delta} - E_z|_{r=0} = -u_\infty \frac{d}{dz} \int_0^\Delta B dr \sim \frac{\Delta}{l}.$$

Вследствие малости v в (1.2) для j_z можно пренебречь индуцированным током и записать закон Ома в виде

$$(2.4) \quad j_z = \sigma E_z$$

или в интегральной форме с учетом бифилярности тока

$$(2.5) \quad I = E_z \int_0^\Delta 2\pi r \sigma dr.$$

Уравнение энергии (1.6) в приближении пограничного слоя имеет вид

$$(2.6) \quad \rho v \frac{\partial h}{\partial r} + \rho u \frac{\partial h}{\partial z} = v \frac{\partial p}{\partial r} + u \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + q + j_z E_z.$$

Граничные условия:

$$v|_{r>0} = 0, \quad h|_{z=0} = h_\infty, \quad h|_{r \rightarrow \infty} = h_\infty, \quad \partial h / \partial r|_{r=0} = 0, \quad v|_{z=0} = 0, \\ dh / \partial r|_{r \rightarrow \infty} = 0, \quad \partial \rho / \partial r|_{r=0} = 0, \quad \rho|_{z=0} = \rho_\infty, \quad \rho|_{r \rightarrow \infty} = \rho_\infty.$$

3. Для решения задачи, следуя [3, 4], применим приближенный метод, аналогичный интегральному методу Кармана — Польгаузена. Про-

интегрировав (1.3), (2.6) по r в пределах теплового слоя и исключив $v(\Delta, z)$, получим

$$(3.1) \quad \frac{d}{dz} \Delta h^2 = Q_p + \frac{IE_z}{\pi u_\infty \rho_\infty h_\infty} + \frac{ba^2 \rho_m}{\rho_\infty h_\infty^2},$$

$$\text{где } Q_p = \frac{2}{u_\infty \rho_\infty h_\infty} \int_0^\Delta r \left(v \frac{\partial P}{\partial r} + u_\infty \frac{\partial P}{\partial z} \right) dr;$$

$$(3.2) \quad \Delta h^2 = 2 \int_0^\Delta \frac{\rho}{\rho_\infty} \left(\frac{h}{h_\infty} - 1 \right) r dr = 2\Delta^2 \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_\infty} \left(\frac{h}{h_\infty} - 1 \right) \eta d\eta = k \left(\frac{h_m}{h_\infty} - 1 \right) \frac{\rho_m}{\rho_\infty} \Delta^2.$$

Здесь Δh есть толщина слоя приобретения энтальпии, Q_p представляет источник тепла, связанный с изменением давления газа, $\eta = r/\Delta$, индекс m указывает значения переменных на оси. Тепло, возникающее вследствие трения и сжатия газа при обтекании твердой непроницаемой поверхности, существенно, если скорость потока настолько велика, что повышение температуры вследствие адиабатического сжатия порядка разности температур тела и газа на бесконечности [5]. В рассматриваемом случае проницаемой преграды эффект сжатия проявляется, естественно, значительно слабее (например, изменения давления вообще не происходит, если отсутствуют электромагнитные эффекты [1]). Кроме того, с ростом z перепад температур в пределах теплового слоя значительно превосходит уровень температуры в свободном потоке. Поэтому в дальнейшем величиной Q_p будем пренебрегать. В этом случае для решения задачи достаточно использовать однопараметрическую аппроксимацию профиля энтальпии

$$h = h_\infty + (h_m - h_\infty) f(\eta),$$

где функция $f(\eta)$ удовлетворяет условиям

$$(3.3) \quad f(0) = 1, f'(0) = 0, f(1) = 0, f'(1) = 0, f''(1) = 0, \dots$$

Условию (3.3) удовлетворяет полином

$$f(\eta) = (1 - \eta)^N (1 + N\eta).$$

В данной работе использовался полином 4-й степени ($N = 3$). Коэффициент k в (3.2) является функцией ρ_m :

$$(3.4) \quad k = \int_0^1 2 \frac{\rho}{\rho_m} f(\eta) \eta d\eta \geq k_1 = \int_0^1 2f(\eta) \eta d\eta.$$

Согласно (3.4), при $N = 3$ $k_1 = 0,2$; для больших прорежений, когда средняя плотность $\bar{\rho} \gg \rho_m$, справедлива оценка $k < 1$. Приближенно можно считать k константой ($k \leq 1$), ибо влияние допущенной на начальном участке неточности должно исчезать с удалением от начала слоя. Уравнения (2.6), (2.2) на оси имеют вид

$$(3.5) \quad \rho_m u_\infty \frac{dh_m}{dz} = b\rho_m + \sigma_m E_z^2 - \frac{2N(N+1)}{\Delta^2} \frac{\lambda_m}{c_{pm}} (h_m - h_\infty);$$

$$(3.6) \quad p_m = p_\infty - \frac{\mu E_z^2}{2\pi} \int_0^\Delta \frac{dr}{r} \sigma(J_0 - J).$$

Система уравнений (1.7), (2.5), (3.1), (3.5), (3.6) позволяет определить Δh , h_m , ρ_m , p_m , E_z . Примем следующие аппроксимации свойств среды [4]:

$$(3.7) \quad \frac{\lambda_m}{c_{pm}} = \frac{\lambda_\infty}{c_{p\infty}} \sqrt{\frac{h_m}{h_\infty}}, \quad \sigma(h) = \sigma_0 \sqrt{\frac{h}{h_\infty}} \exp\left(-\frac{ah_\infty}{h}\right).$$

Формула (3.7) для проводимости удовлетворительно описывает переход от холодного к слабоионизованному газу. Для воздуха при нормальных

условиях $\sigma_0 = 430$ мо/м, $\alpha = 187$. Удобно в явном виде выделить радиальную зависимость σ :

$$\sigma = \sigma_m(h_m)\sigma'(z, \eta), \quad \sigma' \leq 1,$$

$$\text{где } \sigma' = \sqrt{f + \frac{h_\infty}{h_m}(1-f)} \exp\left\{-\frac{\alpha h_\infty}{h_m} \frac{(h_m - h_\infty)(1-f)}{h_\infty + (h_m - h_\infty)f}\right\}.$$

Обозначив $\omega(\eta) = \int_0^\eta \eta \sigma' d\eta$, $\omega_1 = \omega(1)$, выражения (1.1), (2.5) можно записать в виде

$$(3.8) \quad J = 2\pi\omega\sigma_mE_z\Delta^2, \quad I = 2\pi\omega_1\sigma_mE_z\Delta^2$$

соответственно. Принимая для определенности, что $j_0 = \text{const}$, из (1.1) находим

$$(3.9) \quad J_0 = Ii_0(\eta),$$

$$\text{где } i_0(\eta) = \begin{cases} (\Delta^2/a^2)\eta^2, & (\eta < a/\Delta), \\ 1, & (\eta \geq a/\Delta). \end{cases}$$

Введем безразмерные переменные

$$x = bz/h_\infty u_\infty, \quad \psi = \Delta^2/a^2, \quad g = h_m/h_\infty, \quad \bar{p} = p_m/p_\infty, \\ \bar{\rho} = \rho_m/\rho_\infty, \quad \bar{\sigma} = \sigma_m/\sigma_0, \quad \varepsilon = 4\pi a^2 \sigma_0 E_z / kI$$

(черта над буквой в дальнейшем опускается). Система уравнений примет вид

$$(3.10) \quad d\psi/dx = \rho + G\varepsilon;$$

$$(3.11) \quad dg/dx = 1 + (k/4)G\sigma\varepsilon^2/\rho - \Lambda(g-1)^2\sqrt{g}/\psi;$$

$$(3.12) \quad \varepsilon = 2(g-1)\rho/(\sigma\psi\omega_1);$$

$$(3.13) \quad p = 1 - \mathcal{P} \frac{2(g-1)\rho}{\psi\omega_1} \int_0^1 \frac{d\eta}{\eta} \sigma' \left(i_0 - \frac{\omega}{\omega_1} \right);$$

$$(3.14) \quad p = \rho g,$$

где $G = kI^2/(4\pi^2 a^4 \sigma_0 b \rho_\infty)$; $\mathcal{P} = k\mu I^2/(8\pi^2 a^2 p_\infty)$, $\Lambda = 2N(N+1)k\lambda_\infty h_\infty / (a^2 c_{p\infty} b \rho_\infty)$. Задача содержит три критерия подобия G , \mathcal{P} , Λ вместо одного Λ в [1]; G представляет отношение джоулева нагрева к нагреву от внешних объемных источников тепла; \mathcal{P} — отношение магнитного к газодинамическому давлению. Граничные условия $\psi(0) = 0$, $g(0) = 1$, $\rho(0) = 1$, $p(0) = 1$.

4. Характерная особенность данной задачи аналогична особенности задач типа пограничного слоя и состоит в постановке начальных условий при $x = 0$ (в особой точке задачи). Если считать, что тепловой слой при $x = 0$ имеет толщину $\sim a$, то на расстояниях порядка нескольких a вблизи начального сечения решение неверно, ибо в указанной области уравнения типа пограничного слоя недействительны. В окрестности начального сечения не выполняются также условия малости j_* , оценка для электрического поля (2.3) и, следовательно, выражение для закона Ома (2.4) и некоторые аппроксимации, например (3.9). Поскольку в начале слоя $\sigma \rightarrow 0$ (фиг. 1), то, согласно (3.8), $E_z \rightarrow \infty$, если $I = \text{const}$. Чтобы обойти эту трудность при численном решении задачи, величина тока на начальном участке полагалась изменяющейся согласно формуле

$$I(1 - e^{-\kappa x}) \quad (\kappa > 0).$$

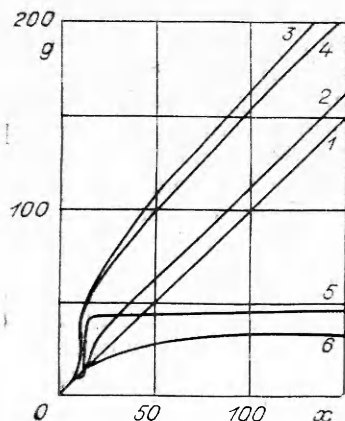
В рассмотренной широкой области значений параметров типичным оказалось следующее соотношение: для $\kappa = 10^3 - 10^4$ ток «включается» при $x \approx 10$, для $\kappa = 10^8$ — при $x \approx 4 - 5$. В области включения тока решения являются быстро изменяющимися функциями координаты и для разных κ , естественно, различаются. Однако можно ожидать, что с удалением от на-

чала слоя влияние начальной зоны будет ослабевать и решения при различных аппроксимациях вблизи нуля будут сближаться. Расчеты подтвердили это обстоятельство. Например, кривые $g(x)$ с различными κ , отличающимися на 3–5 порядков, с ростом x сливаются, различаясь при $x \sim 10^2$ в пределах 2–3%.

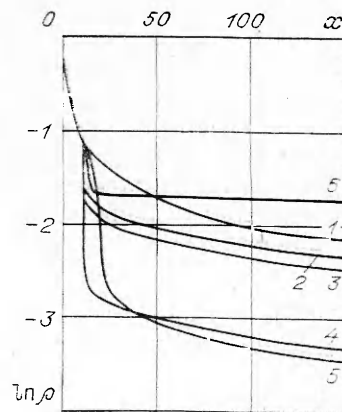
При $\mathcal{P} = G = 0$ уравнения (3.10)–(3.14) переходят в систему, исследованную в [1]. В частности, в указанной работе подробно рассмотрена асимптотика решений при $x \rightarrow 0$, $x \rightarrow \infty$, $\Lambda \rightarrow 0$. Можно получить аналогичные разложения и для системы уравнений (3.10)–(3.14) в случае $\mathcal{P} = 0$. Они оказываются весьма громоздкими и не приводятся. Отметим лишь, что особенности в правых частях (3.10)–(3.13) при $x = 0$ оказываются устранимыми. В общем случае при произвольных значениях критериев подобия \mathcal{P} , G , Λ система уравнений (3.10)–(3.14) интегрировалась численно, основная часть расчетов выполнена при $\kappa = 10^3$ – 10^4 .

5. Рассчитанные профили энтальпии приведены на фиг. 2 ($1 - \mathcal{P} = 0$, $G = 0$, $\Lambda = 0$; $2 - \mathcal{P} = 0$, $G = 10^{-4}$, $\Lambda = 0$; $3 - \mathcal{P} = 0$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 0$; $4 - \mathcal{P} = 1$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 0$; $5 - \mathcal{P} = 1$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 10^{-3}$; $6 - \mathcal{P} = 0$, $G = 0$, $\Lambda = 10^{-3}$). Кривая 1 описывается формулой $g = 1 + x$ и дает распределение энтальпии в отсутствие тока и теплоотвода. Сравнение кривых 1 , 2 , 3 указывает на существенное влияние омической диссипации обратного тока на нагрев газа. Высокий вначале темп роста кривых 2 , 3 , обусловленный включением тока, с увеличением x замедляется, и их наклон приближается к наклону кривой 1 . Это означает, что роль джоулева нагрева по мере прогресса канала и увеличения проводимости падает. (Разность ординат кривых 2 , 1 при фиксированном x дает величину энтальпии, обусловленную диссипацией тока.) Эффект изменения давления в слое относительно слабо сказывается на величине энтальпии (кривые 3 , 4). Этот вывод коррелирует со сделанным ранее предположением о пренебрежении Q_p . Знак воздействия имеет ясный физический смысл: уменьшение давления приводит к охлаждению газа. Наконец, сравнение кривых 1 , 6 и 4 , 5 подтверждает важную роль и необходимость учета теплоотвода для правильной оценки значений энтальпии на оси канала.

Большой интерес представляет определение прорежения газа внутри теплового слоя. На фиг. 3 представлены рассчитанные зависимости плотности от координаты ($1 - \mathcal{P} = 0$, $G = 0$, $\Lambda = 0$; $2 - \mathcal{P} = 0$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 0$; $3 - \mathcal{P} = 0,1$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 0$; $4 - \mathcal{P} = 1$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 0$; $5 - \mathcal{P} = 1$, $G = 0$, $\Lambda = 0$; $6 - \mathcal{P} = 0$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 10^{-3}$). Кривая 1 описывается уравнением $\rho = (1 + x)^{-1}$ и дает распределение плотности в отсутствие тока и теплоотвода. Эффект джоулева нагрева относительно слабо влияет на изменение плотности газа (кривые 1 , 2). Напротив, уменьшение давления в пограничном слое приводит к значительному изменению плотности газа (кривые 2 , 3 ; 3 , 4 ; 1 , 5). Прорежение может увеличиться на порядок и более. Сравнивая воздействия джоулева нагрева и изменения давления



Ф и г. 2



Ф и г. 3

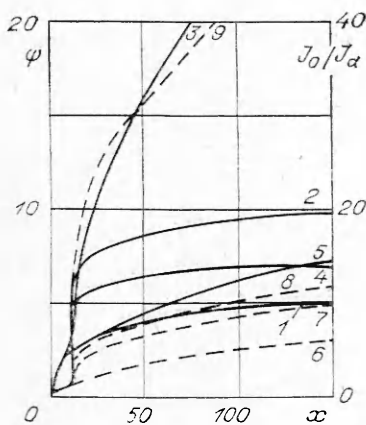
в слое, можно сказать, что первый эффект обуславливает преимущественно изменение энтальпии, а второй — плотности. Теплоотвод, существенно уменьшая g , приводит к увеличению плотности в слое и должен учитываться.

По зависимости давления на оси от координаты $p(x)$ можно проконтролировать полученное решение. Указанная зависимость имеет следующий вид: при достижении обратным током максимального значения давление уменьшается до p_{\min} и очень слабо нарастает затем с ростом x . Зависимость значений p_{\min} от величины параметров задачи иллюстрируется таблицей.

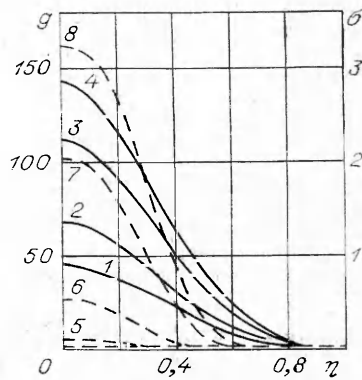
\mathcal{P}	G	Λ	p_{\min}	\mathcal{P}	G	Λ	p_{\min}
0,1	10^{-2}	0	0,738	1	0	0	0,0478
1	10^{-2}	0	0,102	1	10^{-2}	10^{-3}	0,138

На фиг. 4 показано изменение толщины слоя приобретения энтальпии в зависимости от координаты для разных значений критериев подобия (сплошные линии, 1 — $\mathcal{P} = 0, G = 0, \Lambda = 0$; 2 — $\mathcal{P} = 0, G = 10^{-2}, \Lambda = 0$; 3 — $\mathcal{P} = 0, G = 10^{-2}, \Lambda = 10^{-3}$; 4 — $\mathcal{P} = 1, G = 10^{-2}, \Lambda = 0$; 5 — $\mathcal{P} = 0, G = 0, \Lambda = 10^{-3}$). Кривая 1 описывается формулой $\psi = \ln(1+x)$ и представляет величину слоя в отсутствие тока и теплоотвода. Наличие джоулева нагрева приводит к заметному увеличению толщины слоя (кривые 1, 2). Теплоотвод также приводит к увеличению толщины слоя (кривые 2, 3; 1, 5), причем, когда указанные воздействия складываются, эффект расширения слоя становится особенно значительным (кривая 3). Напротив, эффект изменения давления в слое приводит к уменьшению толщины слоя (кривые 2, 4).

Штриховыми линиями 6—9 на фиг. 4 показано также перераспределение обратного тока по сечению токового слоя с ростом его толщины (6 — $\mathcal{P} = 0, G = 10^{-1}, \Lambda = 0$; 7 — $\mathcal{P} = 0, G = 10^{-2}, \Lambda = 0$; 8 — $\mathcal{P} = 0,1, G = 10^{-2}, \Lambda = 0$; 9 — $\mathcal{P} = 1, G = 10^{-2}, \Lambda = 0$). По оси ординат отложено отношение доли обратного тока J_0 , текущего вне трубки тока с радиусом a , к величине обратного тока J_a , протекающего при $r < a$. Сила магнитного давления стремится вытеснить обратный ток от оси к периферии, однако величина токового слоя и распределение тока в нем определяются профилем проводимости. Из графиков видно, что доля периферийного тока с ростом x монотонно увеличивается. Джоулев нагрев и уменьшение давления в слое действуют в сторону увеличения отношения токов J_0/J_a , тогда как интенсивность теплоотвода практически не влияет на его величину.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Наконец, на фиг. 5 показаны типичные распределения энтальпии (сплошные линии 1—4) и проводимости (штриховые линии 5—8) поперек теплового слоя для различных значений x ($\mathcal{P} = 1$, $G = 10^{-2}$, $\Lambda = 0$, кривым 1, 5 соответствует $x = 13,5$; 2, 6 — $x = 24,7$; 3, 7 — $x = 61,7$; 4, 8 — $x = 87,7$). Толщина токового слоя составляет приблизительно половину толщины теплового слоя, несколько увеличиваясь с ростом x . Из графиков виден быстрый по сравнению с энтальпией рост проводимости на начальном участке и вытягивание ее профиля, характерные для слабоионизованной плазмы.

В заключение остановимся кратко на характере изменения электромагнитных величин. Осевое электрическое поле максимально в начале слоя и монотонно убывает с ростом x . Его спад скоррелирован с ростом проводимости и толщины теплового слоя условием постоянства тока (3.12). Средние величины магнитного и радиального электрического полей уменьшаются в соответствии с ростом толщины токового слоя. Средняя плотность обратного тока убывает с ростом x быстрее, чем увеличивается толщина токового слоя.

Авторы благодарят М. А. Власова, С. И. Выборнова и А. В. Жаринова за обсуждения.

Поступила 16 VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Савочкин Ю. В. Тепловой пограничный слой на цилиндрическом столбе газа с распределенными источниками тепла. — ПМТФ, 1982, № 3.
2. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. М.: Наука, 1972.
3. Урюков Б. А. Продольно обдуваемая электрическая дуга в цилиндрическом канале. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1968, вып. 1, № 3.
4. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975.
5. Шлихтин Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.

УДК 532.529.5

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА СТЕНКЕ В ВОСХОДЯЩЕМ СНАРЯДНОМ ТЕЧЕНИИ

*О. Н. Кашинский, Б. К. Козьменко, С. С. Кутателадзе,
В. Е. Накоряков
(Новосибирск)*

Проведенные в последнее время подробные исследования локальных характеристик газожидкостного потока [1, 2] показали сильную зависимость распределения газосодержаний, скоростей жидкой и газовой фазы, интенсивности пульсаций скорости и т. д. от режима течения двухфазной смеси.

Наряду с осредненными по времени величинами для выяснения механизма течения представляет интерес измерение непосредственно поведения во времени гидродинамических характеристик в данной точке. Это особенно важно при изучении снарядного режима течения, структура которого в жидких перемычках и в газовых снарядах существенно различается. Использование для расчета снарядного режима простых моделей, не учитывающих реальной структуры потока, является весьма грубым приближением и не может обеспечить во всех случаях приемлемой точности определения характеристик течения.

В [3] проведено исследование напряжения трения на стенке и газосодержания в восходящем потоке в различных режимах течения. В задачу данной работы входило одновременное измерение мгновенных значений напряжения трения на стенке и скорости жидкости на оси при восходящем снарядном течении газожидкостного потока в вертикальной трубе. Эксперименты проводились на установке, описанной в [4].

Рабочим участком служила вертикальная труба внутренним диаметром 15 мм, длиной 4,5 м. Измерения проводились с помощью электрохимического метода [2, 3]. В качестве жидкости использовался электролит, содержащий раствор 0,005 N ферри- и ферроцианида