

УДК 532.525.5:537.2:621.45

© 2001 г. А.Б. ВАТАЖИН, К.Е. УЛЫБЫШЕВ

ДИФфуЗИОННЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ И В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ОБТЕКАЕМОГО ТЕЛА

Исследована проблема формирования электрического тока в канале авиационного реактивного двигателя вследствие образования диффузионных электрических пограничных слоев на поверхностях канала и внутренних элементов двигателя. Анализ выполнен в предположении, что внешний поток, содержащий электроны и положительные ионы, является квазинейтральным, а нарушение квазинейтральности в пристеночной области (и возникновение электрического тока выноса) происходит вследствие различия коэффициентов диффузии электронов и ионов. Сформулирована и решена задача о развитии на плоской поверхности диффузионного электрического пограничного слоя внутри турбулентного газодинамического пограничного слоя. Найдено распределение тока выноса вдоль канала при различных значениях коэффициента турбулентной вязкости на границе газодинамического пограничного слоя, влияющих на точку перехода ламинарного течения в турбулентное.

Изучены диффузионные электрические процессы при натекании электрически квазинейтрального гидродинамического потока на плоскую поверхность (моделирование течения в окрестности критической точки). В этом случае уравнения Навье–Стокса имеют автомодельное решение. Показано, что система электрогидродинамических уравнений также имеет автомодельное решение, на основе которого были определены поля электрических параметров и найден ток выноса.

Одной из причин двигательной электризации летательных аппаратов является наличие в тракте двигателя заряженных частиц – электронов и ионов, возникающих в камере сгорания, и их диффузии к поверхностям внутренних элементов двигателя.

В [1] была разработана теория электрических диффузионных процессов внутри двигателя, в основе которой лежат следующие физические эффекты.

Вследствие того что концентрация ионов и электронов на внутренних поверхностях двигателя меньше их концентрации в ядре потока, происходит их диффузия к этим поверхностям (стенкам канала, внутренним элементам). Так как коэффициент диффузии электронов значительно больше, чем ионов ($D_e \gg D_i$), то электронный диффузионный поток превосходит ионный поток. Однако этот процесс лимитирован возникающим при разделении зарядов электрическим полем, которое препятствует их дальнейшему разделению. В результате в большей части канала развивается амбиполярная диффузия в квазинейтральной среде. Ток выноса при этом не генерируется. Однако в пристеночной области, толщина которой по порядку величины равна дебаевскому радиусу r_d , появляется возможность образования объемного электрического заряда, который выносится потоком из двигателя в окружающее пространство – возникает ток выноса I .

Для определения суммарного тока, выносимого из двигателя, необходимо рассмотреть две ситуации. Первая – развитие диффузионного электрического пограничного слоя на стенках канала. Вторая – электрические процессы вблизи поверхностей внутренних элементов двигателя (турбинных лопаток), которые обтекаются

электрически квазинейтральным гидродинамическим потоком, содержащим электронную и ионную компоненты.

Первая задача в упрощенной постановке, когда ионная компонента предполагалась "вмороженной" в гидродинамический однородный поток, была решена в [1]. Однако электрический пограничный слой в реальных условиях развивается внутри ламинарного или турбулентного гидродинамического пограничного слоя и эти эффекты могут оказывать значительное влияние на локальные и интегральные газодинамические характеристики.

Вторую ситуацию на первом этапе исследования можно моделировать задачей о натекании несжимаемой вязкой жидкости, несущей электронную и ионную компоненты, на плоскую поверхность.

Ниже дается постановка и проводится теоретический и численный анализ сформулированных двух задач.

1. Уравнения диффузионного электрического пограничного слоя на плоской пластине. Рассмотрим обтекание плоской пластины потоком квазинейтральной плазмы с концентрацией n_0 ионов и электронов. Предполагается, что параметр электрогидродинамического взаимодействия мал, несущая среда несжимаемая, ее температура T постоянна. На пластине развиваются ламинарный или турбулентный гидродинамический пограничный слой и диффузионный электрический пограничный слой, толщина которого, как правило, меньше толщины гидродинамического слоя [1].

В указанной постановке динамические уравнения для турбулентного пограничного слоя в рамках модели [2] имеют вид

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (v + \varepsilon) \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.2)$$

$$u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (v + \chi \varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \alpha \varepsilon \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| - \frac{\gamma \varepsilon (\beta \varepsilon + v)}{y^2} \quad (1.3)$$

$$\alpha = 0,28 \left(\frac{\varepsilon}{7v} \right)^{0,71}, \quad \frac{\varepsilon}{7v} \leq 1; \quad \alpha = 0,28, \quad \frac{\varepsilon}{7v} > 1; \quad \beta = 0,34; \quad \gamma = 12; \quad \chi = 2 \quad (1.4)$$

Здесь x, y – продольная и поперечная координаты, u, v – горизонтальная и вертикальная компоненты скорости, v, ε – коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости, $\alpha, \beta, \gamma, \chi$ – эмпирические постоянные. Модель [2] позволяет правильно описывать переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Уравнения для распределений концентраций ионов и электронов, а также поперечной составляющей электрического поля в диффузионном электрическом пограничном слое записываются в следующем виде:

$$u \frac{\partial n_i}{\partial x} + v \frac{\partial n_i}{\partial y} + b_i \frac{\partial E n_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (D_i + \varepsilon) \frac{\partial n_i}{\partial y} \quad (1.5)$$

$$u \frac{\partial n_e}{\partial x} + v \frac{\partial n_e}{\partial y} - b_e \frac{\partial E n_e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (D_e + \varepsilon) \frac{\partial n_e}{\partial y} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e); \quad D = b \frac{kT}{e} \quad (1.7)$$

Здесь n_i и n_e – концентрации ионов и электронов, b_i, b_e и D_i, D_e – их подвижности и коэффициенты молекулярной диффузии, E – поперечная составляющая электрического поля, e – заряд электрона, ε_0 – электрическая постоянная, k – постоянная Больцмана.

Граничными условиями для решения гидродинамических и электрических уравнений являются соотношения

$$\begin{aligned} x = 0, \quad 0 < y < \infty: \quad n_e = n_i = n_0, \quad u = u_0, \quad \varepsilon = \varepsilon^{(0)} \\ y = 0, \quad x > 0: \quad n_e = n_i = 0, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad \varepsilon = 0 \\ y = \infty, \quad x > 0: \quad n_e = n_i = n_0, \quad u = u_0, \quad E = 0, \quad \varepsilon = \varepsilon^{(0)} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Здесь $\varepsilon^{(0)}$, n_0 и u_0 – значения турбулентной вязкости, концентрации заряженных частиц и скорости на границе пограничного слоя. Равенство нулю концентраций заряженных частиц на стенке является модельным граничным условием на металлической поверхности.

Системы уравнений (1.1)–(1.4) и (1.5)–(1.7) решаются последовательно.

2. Численное моделирование диффузионного электрического пограничного слоя в турбулентном потоке. Интегрирование уравнений (1.1)–(1.8) производилось в безразмерных переменных, вводимых следующим образом:

$$\xi = \frac{x}{r_d}, \quad \eta = y \sqrt{\frac{u_0}{\nu x}}, \quad u = u_0 u^\circ(\xi, \eta), \quad v = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu u_0}{\xi r_d}} v^\circ(\xi, \eta) \quad (2.1)$$

$$n_i = n_0 n_i^\circ(\xi, \eta), \quad n_e = n_0 n_e^\circ(\xi, \eta), \quad E = E_d E^\circ \quad (2.2)$$

$$r_d^2 = \frac{\varepsilon_0 k T}{e^2 n_0}, \quad E_d = \frac{e}{\varepsilon_0} r_d n_0 \quad (2.3)$$

Здесь r_d – дебаевский радиус, E_d – характерное электрическое поле, определенное по размеру r_d .

Электрические процессы характеризуются следующими безразмерными параметрами:

$$\kappa^2 = \frac{u_0 r_d}{\nu}, \quad \lambda_i = \frac{2b_i E_d}{u_0} \kappa, \quad \lambda_e = \frac{2b_e E_d}{u_0} \kappa \quad (2.4)$$

Параметр κ^2 представляет собой определенное по дебаевскому радиусу число Рейнольдса, а параметры λ_i и λ_e равны умноженным на 2κ отношениям дрейфовых скоростей ионов и электронов к скорости внешнего потока. Отношения коэффициентов диффузии электронов и ионов к величине ν выражаются через три ранее введенных параметра.

Для интегрирования безразмерных гидродинамических и электрических уравнений использовалась конечно-разностная схема второго порядка точности по y первого по x .

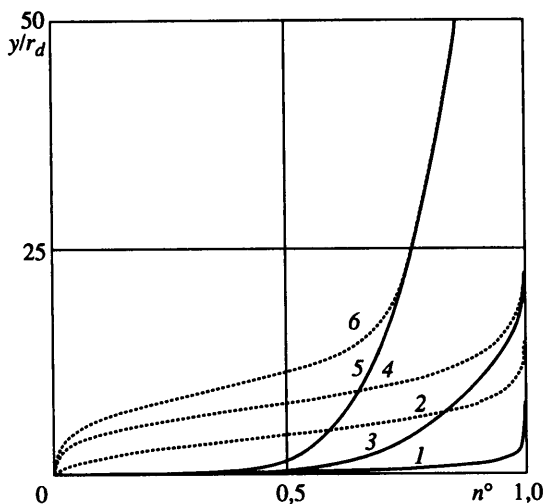
Расчет проводился при следующих параметрах:

$$\begin{aligned} u_0 = 100 \text{ м/с}, \quad n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}, \quad D_i = 0,77 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}, \quad D_e = 10^3 D_i, \quad T = 1000 \text{ К}, \\ \nu = 1,5 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}; \quad \lambda_i = 2,73 \cdot 10^{-2}; \quad \lambda_e = 27,3; \quad \kappa = 38,3 \end{aligned} \quad (2.5)$$

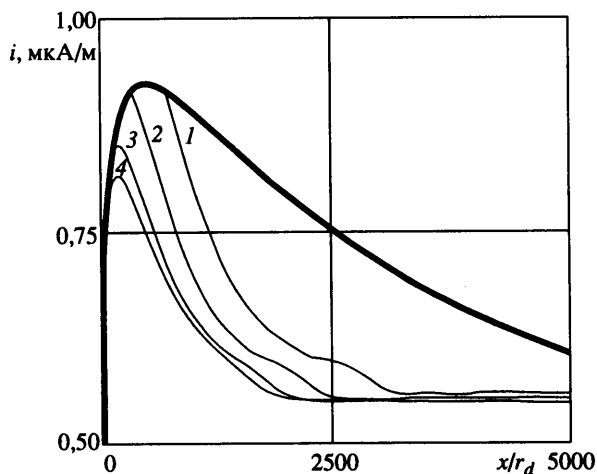
Приведем некоторые результаты расчетов. На фиг. 1 представлены распределения концентраций заряженных частиц в случае $\varepsilon^{(0)}/\nu = 1$. Профили ионов более наполнены, чем профили электронов, что свидетельствует об образовании положительно заряженного пристеночного слоя. Толщина электрического пограничного слоя составляет при $x = 1$ см около десяти, а при $x = 1$ м – более 50 дебаевских радиусов.

На фиг. 2 показано распределение тока выноса $i(x)$ по длине канала для ламинарного (жирная линия) и турбулентного пограничных слоев, где

$$i(x) = \int_0^\infty e u (n_i - n_e) dy$$



Фиг. 1. Распределения концентраций электронов и положительных ионов в различных сечениях турбулентного пограничного слоя. Кривые 1-2, 3-4, 5-6 - соответственно распределения концентраций ионов и электронов при $x = 1$ см, 10 см, 1 м



Фиг. 2. Зависимости электрического тока выноса от продольной координаты для турбулентного и ламинарного пограничных слоев. Кривые 1-4 соответствуют значениям турбулентной вязкости во внешнем потоке $\epsilon^{(0)}/\nu = 0,5; 1; 3; 7$

Динамический пограничный слой вблизи начала пластины является ламинарным и диффузионный электрический пограничный слой развивается в ламинарном потоке. Далее, согласно используемой модели для турбулентной вязкости (1.3)–(1.4), происходит переход ламинарного течения в турбулентное и диффузионный пограничный слой продолжает развиваться уже в турбулентном потоке. С увеличением параметра $\epsilon^{(0)}/\nu$ переход происходит ближе к началу пластины, зависимости $i(x)$ для полностью ламинарного течения и течения с переходом начинают отличаться друг от друга при меньших значениях x .

В случае перехода ламинарного течения в турбулентное ток выноса меньше, чем для полностью ламинарного течения (фиг. 2). Это связано с тем, что при турбулентном течении коэффициент диффузии электронов и ионов содержит молекулярную и турбулентную составляющие, причем последняя одинакова для обоих сортов заряженных частиц. Большая величина коэффициента турбулентной диффузии может нивелировать эффект различия коэффициентов молекулярной диффузии электронов и ионов, которым, как показано выше, и обуславливается возникновение электрического тока выноса. Однако, как показывают расчеты, наличие турбулентности приводит к не очень большому (порядка 25%) снижению тока выноса. Это объясняется тем, что толщина пристеночной электрически заряженной области незначительно превосходит толщину ламинарного подслоя. Подтвердим этот вывод с помощью следующего качественного анализа.

Для оценок параметров турбулентного пограничного слоя на плоской пластине воспользуемся полуэмпирическими соотношениями [3, 4]

$$\delta_l = 30x \operatorname{Re}_x^{-0,9}, \quad \delta(x) = 0,37x \operatorname{Re}_x^{-1/5}, \quad \frac{u_*^2}{u_0^2} = 0,03 \operatorname{Re}_x^{-1/5}$$

$$\frac{\varepsilon(y)}{u_* \delta} = F\left(\frac{u_* y}{\nu}, \operatorname{Re}_\delta\right), \quad \frac{\delta u_*}{\nu} = 0,064 \operatorname{Re}_x^{0,7} \quad (2.6)$$

$$\tau_w = \rho u_*^2, \quad \operatorname{Re}_\delta = \frac{u_0 \delta}{\nu}, \quad \operatorname{Re}_x = \frac{u_0 x}{\nu}$$

Здесь δ и δ_l – толщины пограничного слоя и его ламинарного подслоя, τ_w и u_* – напряжение трения на стенке и "динамическая скорость", Re_x и Re_δ – числа Рейнольдса, определенные по размерам x и δ , $\varepsilon(y)$ – поперечное распределение турбулентной вязкости. Функция F приведена в [3]. При малых значениях аргумента она аппроксимируется квадратичной параболой. При больших значениях аргумента функцию F целесообразно трансформировать в функцию $F = \Phi(y/\delta, \operatorname{Re}_\delta)$. Эта функция имеет максимум. При $\operatorname{Re}_\delta = 8 \cdot 10^4$ этот максимум достигается в точке $y/\delta = 0,3$ и равен 0,085.

Результаты расчетов для сечений пограничного слоя с $\operatorname{Re}_x = 10^6$ и 10^7 по формулам (2.6) с использованием данных [3] о функции F представлены ниже:

Re_x	R_d , см	Re_δ	$R = r_d u_* / \nu$	$\delta u_* / \nu$	$\Phi(r_d \delta, \operatorname{Re}_\delta)$	$\varepsilon(r_d) / \nu$
10^6	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^4$	64	$1,0 \cdot 10^3$	0,011	11
10^7	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^5$	51	$5,1 \cdot 10^3$	0,007	36

Согласно приведенным данным, граница дебаевского (электрически заряженного) слоя лежит внутри зоны полностью развитого турбулентного течения в пристеночной области. Однако отношение коэффициентов турбулентной и молекулярной вязкости на этой границе не слишком велико. Так как отношение ламинарных коэффициентов диффузии $D_e/D_i \sim 10^3 \gg 1$ и $D_i \sim \nu$, то отношение суммарных коэффициентов диффузии электронов и ионов в турбулентном потоке остается достаточно большим.

3. Диффузионные электрические процессы в окрестности критической точки обтекаемого тела. Автомодельные уравнения. Рассмотрим задачу о натекании потока слабоионизированной квазинейтральной плазмы на тело. Система уравнений Навье–Стокса, описывающая течение в малой окрестности передней критической точки, имеет известное автомодельное решение [4]

$$u = \alpha x \Phi(\eta), \quad v = -\sqrt{\alpha \nu} \Phi(\eta), \quad p = \frac{\rho \alpha^2 x^2}{2} + \rho \nu \alpha P(\eta), \quad \eta = y \sqrt{\frac{\alpha}{\nu}} \quad (3.1)$$

$$\Phi''' + \Phi \Phi'' = \Phi'^2 - 1, \quad \Phi(0) = \Phi'(0) = 0, \quad \Phi'(\infty) = 1; \quad P = -(\Phi' + \frac{1}{2} \Phi^2) \quad (3.2)$$

Здесь x, y – продольная и поперечная координаты в окрестности критической точки, $\alpha = \text{const}$.

При $\eta \rightarrow \infty$ компоненты скорости газа определяются выражениями $u = \alpha x, v = -\alpha y$, представляющими собой решение уравнений для невязкой среды в окрестности критической точки.

Решение общей системы электрических уравнений имеет структуру

$$\mathbf{E} = (0, E(y), 0), \quad n_e = n_e(y), \quad n_i = n_i(y) \quad (3.3)$$

Подставляя (3.3) в общую систему электрических уравнений, находим

$$v \frac{dn_i}{dy} + b_i \frac{dEn_i}{dy} = D_i \frac{d^2 n_i}{dy^2}, \quad D_e = b_e \frac{kT}{e} \quad (3.4)$$

$$v \frac{dn_e}{dy} - b_e \frac{dEn_e}{dy} = D_e \frac{d^2 n_e}{dy^2}, \quad D_i = b_i \frac{kT}{e} \quad (3.5)$$

$$\frac{dE}{dy} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3.6)$$

Граничные условия формулируются так же, как в разд. 2

$$y = 0: \quad n_i = n_e = 0, \quad y = \infty: \quad n_i = n_e = n_0, \quad E = 0 \quad (3.7)$$

Ток выноса дается выражением

$$I = z \int_0^{\infty} e(n_i - n_e) u dy = xze(D_e n_e'(0) - D_i n_i'(0)) \quad (3.8)$$

Здесь x и z – продольный и перпендикулярный к плоскости течения размеры области в окрестности критической точки.

Перейдем к безразмерным переменным по формулам

$$n_i = n_0 n_i^{\circ}, \quad n_e = n_0 n_e^{\circ}, \quad y = y^{\circ} r_d, \quad E = E_d E^{\circ} \quad (3.9)$$

Тогда уравнения (3.4)–(3.6), граничные условия и ток выноса запишутся в виде

$$-\theta_i \Phi_1(y^{\circ}) \frac{dn_i^{\circ}}{dy^{\circ}} + \frac{dE^{\circ} n_i^{\circ}}{dy^{\circ}} = \frac{d^2 n_i^{\circ}}{dy^{\circ 2}} \quad (3.10)$$

$$-\theta_e \Phi_1(y^{\circ}) \frac{dn_e^{\circ}}{dy^{\circ}} + \frac{dE^{\circ} n_e^{\circ}}{dy^{\circ}} = \frac{d^2 n_e^{\circ}}{dy^{\circ 2}} \quad (3.11)$$

$$\frac{dE^{\circ}}{dy^{\circ}} = n_i^{\circ} - n_e^{\circ} \quad (3.12)$$

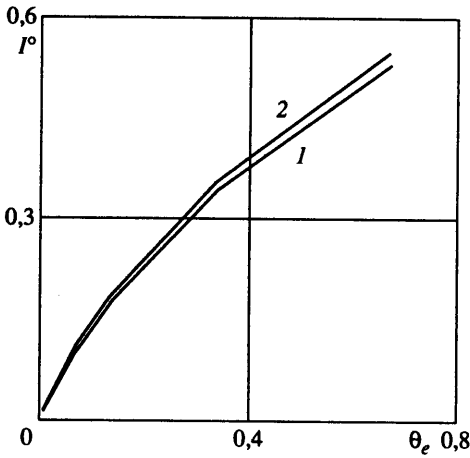
$$\Phi_1(y^{\circ}) = \theta_v^{-1/2} \Phi(y^{\circ} \sqrt{\theta_v}), \quad \theta_v = \frac{\alpha r_d^2}{v}, \quad \theta_{\beta} = \frac{\alpha r_d^2}{D_{\beta}}, \quad \beta = i, e \quad (3.13)$$

$$y = 0: \quad n_i^{\circ} = n_e^{\circ} = 0 \quad (3.14)$$

$$y = \infty: \quad n_i^{\circ} = n_e^{\circ} = 1, \quad E^{\circ} = 0$$

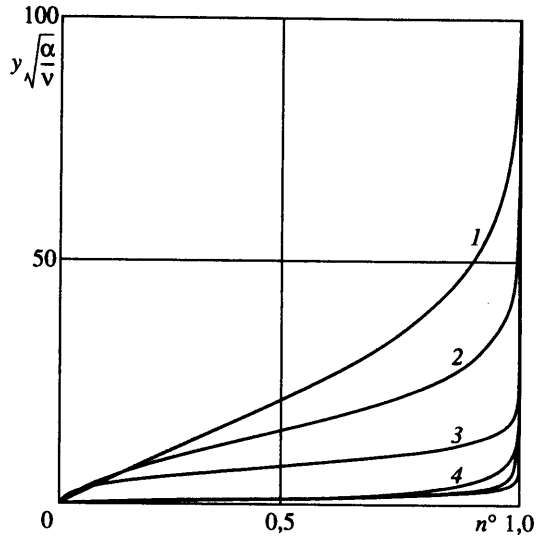
$$I = \frac{eD_e n_0 x z}{r_d} I^{\circ}, \quad I^{\circ} = \left(\frac{dn_e^{\circ}}{dy^{\circ}} - \frac{D_i}{D_e} \frac{dn_i^{\circ}}{dy^{\circ}} \right) \Big|_{y^{\circ}=0} \quad (3.15)$$

В систему (3.10)–(3.14) входят три безразмерных параметра: θ_v, θ_i и θ_e . Принимая,



Фиг. 3

Фиг. 3. Зависимость безразмерного тока выноса от безразмерного параметра задачи для пограничного слоя в окрестности передней критической точки обтекаемого тела



Фиг. 4

Фиг. 4. Зависимости ионной (4) и электронной (1, 2, 3) концентраций от поперечной координаты для электрического пограничного слоя в окрестности критической точки при различных значениях концентрации заряженных частиц во внешнем потоке ($n_0 = 10^7, 10^8, 10^9 \text{ см}^{-3}$)

что $\alpha \sim u_0/R$, где R – характерный радиус кривизны поверхности обтекаемого тела в окрестности его критической точки, находим

$$\theta_v \sim \left(\frac{r_d}{R}\right)^2 \frac{u_0 R}{v}, \quad \theta_i = \theta_v \frac{v}{D_i}, \quad \theta_e = \theta_v \frac{v}{D_e}$$

При фиксированных отношениях v/D_i и v/D_e (эти отношения в дальнейшем выбирались согласно (2.5)) решение зависит только от одного параметра, в качестве которого выбиралась величина θ_e .

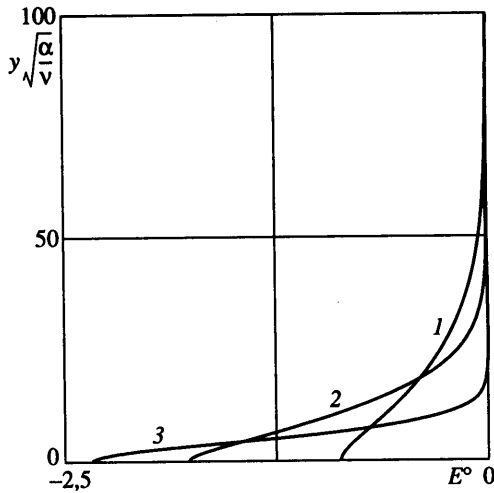
Расчетная зависимость I° от θ_e приведена на фиг. 3. Кривая 1 решения уравнений (3.10)–(3.14) и кривая 2 решения этих же уравнений при использовании невязкого приближения для поля динамической скорости отличаются незначительно. Это объясняется тем, что в рассматриваемых условиях толщина δ вязкого динамического пограничного слоя меньше дебаевского радиуса. Действительно, $r_d = 2,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ при $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $T = 1000 \text{ К}$. Толщина δ по порядку величины равна $\sqrt{v/\alpha}$ и при $v = 1,5 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}$, $\alpha = 10^4 \text{ с}^{-1}$ составляет $3,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

Зависимости (1) и (2) в указанном диапазоне изменения θ_e близки к линейным. Тогда, используя (3.15), находим приближенное выражение для тока выноса

$$I \sim \frac{eD_e n_0 x z}{r_d} \theta_e \sim e n_0 \alpha r_d x z$$

При обтекании кругового цилиндра имеем: $\alpha = 2u_0/R$, $x = \psi R$, где R – радиус цилиндра, ψ – угол дуги окружности вблизи критической точки. Ток выноса определяется следующей асимптотической формулой: $I \sim 2u_0 \psi z e n_0 r_d$.

Приведем теперь расчетные поперечные распределения концентраций электронов и ионов и электрического поля. Зависимости безразмерной концентрации электронов



Фиг. 5. Зависимости безразмерного электрического поля от поперечной координаты для пограничного слоя в окрестности критической точки при различных значениях концентрации заряженных частиц во внешнем потоке ($n_0 = 10^7, 10^8, 10^9 \text{ см}^{-3}$)

n_e^0 и ионов n_i^0 от безразмерной вертикальной координаты y/δ , где $\delta = \sqrt{v/\alpha}$, $\alpha = 10^4$, показаны на фиг. 4. Распределения ионной концентрации при различных n_0 различаются незначительно.

На фиг. 5 показаны поперечные распределения безразмерного электрического поля при таких же, как на фиг. 4, значениях концентраций n_0 . На поверхности образуется поверхностный заряд, который возрастает с увеличением концентрации заряженных частиц в набегающем потоке.

Заключение. Изучен процесс нарушения электрической квазинейтральности и возникновения электрического тока (тока выноса) в содержащем электроны и ионы потоке газа, движущемся вдоль плоской поверхности или обтекающего затупленное тело.

Исследовано развитие электрического диффузионного пограничного слоя внутри гидродинамического ламинарного или турбулентного пограничного слоя, а также внутри пограничного слоя с переходом ламинарного течения в турбулентное. Так как нарушение квазинейтральности среды в ламинарном пристеночном слое происходит вследствие существенного различия коэффициентов молекулярной диффузии электронов и ионов, то можно было бы ожидать, что в турбулентном потоке, когда суммарные коэффициенты электронов и ионов содержат молекулярные и одинаковые большие турбулентные составляющие, эффект нарушения квазинейтральности среды будет значительно ослаблен. Однако, как показали теоретические оценки и численные расчеты, ослабление эффекта по току выноса не превышает 20%. Это объясняется тем, что в реальных условиях толщина пристеночного дебаевского слоя (в котором в основном сосредоточен объемный электрический заряд) не очень сильно превосходит толщину ламинарного подслоя.

Изучен электрический диффузионный пограничный слой в окрестности критической точки затупленного тела, обтекаемого квазинейтральной средой. Показано, что полная система электрических уравнений имеет автомодельное решение, на основе которого найдены электрические локальные и интегральные характеристики в зоне нарушения квазинейтральности среды. В рассматриваемом течении толщина вязкого пограничного слоя значительно меньше толщины дебаевского слоя и поэтому

значения электрического тока выноса, рассчитанные при учете вязкости среды и в невязком приближении, практически совпадают.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, код проекта 99-01-00-983.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е.* Модель формирования электрического тока выноса в каналах авиационных реактивных двигателей // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 139–148.
2. *Холщевникова Е.К.* Изучение возможности использования дифференциальной модели турбулентной вязкости для расчета различных течений в пограничном слое // Тр. ЦИАМ. Москва, 1982. № 994. 14 с.
3. *Хинце И.О.* Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963. 680 с.
4. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.IX.2000