

УДК 533.6:536.461:537.31

© 2000 г. А.Б. ВАТАЖИН, К.Е. УЛЫБЫШЕВ

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА ВЫНОСА В КАНАЛАХ АВИАЦИОННЫХ РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Исследована одна из возможных причин формирования электрического тока, выносимого струями реактивных двигателей (и, следовательно, электризации летательного аппарата), обусловленная наличием электронов и ионов с концентрациями $10^7 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в потоке газа в канале двигателя. Электроны и ионы возникают в камере сгорания углеводородного топлива вследствие хемоионизационных реакций. Рассмотрены пристеночные области течения, в которых нарушается электрическая квазинейтральность среды, на поверхности возникает отличная от нуля нормальная компонента электрического тока, а в канале – продольный ток. С помощью теории подобия и размерностей получена общая функциональная зависимость тока выноса от основных безразмерных параметров. В рамках теории электрического диффузионного пограничного слоя сформулирована модельная задача о формировании максимально возможного тока выноса. Получена и исследована универсальная система уравнений и граничных условий, не содержащая ни одного безразмерного параметра. Дана количественная оценка тока выноса в реальных двигателях и проведено сопоставление результатов расчета с данными испытаний в аэродромных условиях.

Электризация летательных аппаратов вследствие работы их реактивных двигателей (двигательная электризация) исследовалась в основном в натуральных условиях, в течение нескольких десятилетий (например, [1, 2]). Было показано, что такая электризация может быть сопоставима, а в ряде случаев превосходить внешнюю электризацию летательного аппарата, возникающую в результате его обтекания внешним потоком. Основной характеристикой двигательной электризации является электрический ток выноса I , равный интегралу от нормальной составляющей плотности электрического тока в выходном сечении авиационного двигателя. Данные, полученные в результате аэродромных и летных испытаний, показывают, что величина I в большинстве случаев является положительной и возрастающей функцией от скорости истечения газа из двигателя [2]. При наличии тока I на поверхности накапливается заряд Q , знак которого противоположен знаку суммарного тока выноса. Этот заряд компенсируется работой самолетных разрядников, чаще всего расположенных на крыльях самолетов. Разрядники сбрасывают в окружающее пространство заряженные частицы противоположного знака по отношению к частицам, обуславливающим ток I .

В стационарных полетных условиях ток зарядки летательного аппарата равен току разрядников, а на поверхности аппарата сосредотачивается некоторый стационарный заряд Q , который зависит от величины I и характеристик разрядников. С повышением "качества" последних заряд Q уменьшается. Таким образом, сведения о токе I в первую очередь необходимы для правильного выбора характеристик разрядников, их числа и места расположения на летательном аппарате.

В последнее время вопросы двигательной электризации летательных аппаратов стали приобретать дополнительную актуальность в связи с проблемой экологии авиационных двигательных струй (физико-химические процессы в них, конденсация, генерация авиационных аэрозолей, влияние на озоновый слой и т.д.). Из обширной

литературы по этой проблеме укажем работы [3–5] и последний обзор [6]. Гетерофазные процессы в струях зависят от наличия в них заряженных компонент, концентрации которых определяются электрофизическими условиями течения газа в тракте двигателя, формирующими также электрический ток выноса. Поэтому вопросы электризации летательного аппарата и авиационной экологии оказываются взаимосвязанными. Все это требует более глубокого анализа внутренних процессов двигательной электризации летательных аппаратов.

Заряженными частицами в двигательных струях могут быть ионы и электроны, возникающие вследствие хемоионизационных процессов в камере сгорания [7–9], заряженные частицы сажи, а также заряженные частицы, образующиеся в результате механического повреждения или частичного разрушения элементов конструкции двигателя [10]. Каждая из указанных возможностей требует отдельного исследования.

В настоящей работе рассмотрен один из возможных механизмов формирования тока выноса в каналах, связанный с наличием в потоке газа электронов и ионов с характерными для двигательных условий относительно малыми концентрациями $10^7 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и развитием диффузионных процессов при учете собственных электрических полей.

Течения слабоионизированной плазмы в каналах (амбиполярная диффузия, пограничные слои и т.д.) рассматривались в многочисленных работах (например, [11]). Имеется большое число работ, в которых определяется ток выноса из различных двигательных и энергетических устройств (например, [2, 12, 13]). В данной же статье накопленный опыт используется для формулировки модельных задач, с помощью которых, а также с привлечением методов теории подобия и размерности [14] дается оценка величины формируемого в канале тока выноса.

1. Основные уравнения. Пусть в канале, установленном ниже по потоку от источника слабоионизированного газа (камеры сгорания), имеются области с положительными ионами и электронами, концентрации которых одинаковы ($n_i = n_e = n_0$). Непосредственно в зоне хемоионизационных реакций (в камере сгорания) концентрации заряженных компонент достигают $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [7, 8]. Величина n_0 в канале будет меньше этих значений на 1–2 порядка.

При указанных концентрациях компонент и отсутствии приложенных внешних электрических полей влияние электрических процессов на течение газа заведомо незначительно. Области слабоионизированного газа в потоке, которые будем обозначать W , в общем случае занимают только часть канала. Вследствие конвективного и диффузионного движения заряженных частиц область W деформируется в потоке газа. Процесс формирования тока выноса начинается лишь тогда, когда область W соприкасается со стенками канала или внутренними элементами двигателя (например, лопатками турбины).

В зависимости от граничных условий для заряженных компонент на поверхности, потока электронов и ионов на них оказываются различными, появляется суммарный отличный от нуля нормальный к поверхности электрический ток, что приводит к возникновению в канале отличного от нуля продольного тока выноса. На поверхностях на фоне газодинамических пограничных слоев развиваются диффузионные пограничные слои. Эти пограничные слои в общем случае состоят из внешней области, в которой $n_e \approx n_i$, $\mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i = 0$ ($\mathbf{j}_e, \mathbf{j}_i, \mathbf{j}$ – векторы плотности электронного, ионного и суммарного токов), и внутренней области, в которой $n_e \neq n_i$, $\mathbf{j} \neq 0$.

Помимо процессов конвекции и диффузии заряженных частиц и их дрейфа в собственном электрическом поле в общем случае необходимо рассматривать процессы рекомбинации ионов и электронов и прилипания электронов к нейтральным молекулам с образованием отрицательных ионов. Учет обоих этих процессов приводит к уменьшению тока выноса. Однако вследствие малых концентраций электронов и ионов и не слишком больших длин канала рекомбинацией частиц можно в первом приближении пренебречь. При высоких температурах также малоинтенсивен процесс прилипания электронов к атомам [7]. Поэтому в дальнейшем электрохимические

реакции учитываться не будут. Это тем более оправдано, если цель исследования состоит в определении максимальной величины тока выноса.

Для упрощения анализа также будем предполагать, что подвижности электронов и ионов b_e и b_i , а также их коэффициенты диффузии D_e и D_i постоянны (справедливо неравенство $b_e \gg b_i$, $D_e \gg D_i$).

При сделанных предположениях "электрические" уравнения приобретают вид

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_e = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{j}_i = 0 \quad (1.1)$$

$$\mathbf{j}_e = -e[n_e(\mathbf{v} - b_e \mathbf{E}) - D_e \nabla n_e], \quad eD_e = kTb_e \quad (1.2)$$

$$\mathbf{j}_i = e[n_i(\mathbf{v} + b_i \mathbf{E}) - D_i \nabla n_i], \quad eD_i = kTb_i \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e(n_i - n_e), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (1.4)$$

Здесь \mathbf{E} – электрическое поле, φ – электрический потенциал, \mathbf{v} – заданное распределение скорости газа, T – его температура (в данной работе полагаемая постоянной величиной), e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана. В (1.2)–(1.3) первые выражения – законы Ома для заряженных компонент, а вторые – соотношения Эйнштейна. Выражения (1.1) и (1.4) – уравнения неразрывности для электронной и ионной компонент и уравнения для определения индуцированного электрического поля.

Рассмотрим граничные условия. Во входном сечении канала задаются распределения концентраций n_e и n_i . Если эти распределения отличны от нуля вблизи стенки канала, то далее, на стенках, в зависимости от граничных условий для n_e и n_i , развиваются диффузионные пограничные слои. Если же n_e и n_i во входном сечении канала отличны от нуля только в его части, удаленной от стенок, то заряженные частицы могут взаимодействовать с поверхностями различных установленных в канале тел ниже по потоку.

Граничные условия для концентраций в выходном сечении канала формулируются с учетом особенностей его внутреннего устройства. При численном моделировании в выходном сечении канала в ряде случаев можно задавать "мягкие" граничные условия.

На поверхности канала и установленных внутри него тел задаются концентрации n_{ew} и n_{iw} (или более сложные условия, содержащие нормальные производные от концентраций).

Для определения потенциала φ внутри канала в общем случае задаются его распределения на границе области: во входном и выходном сечениях канала и на его внутренних поверхностях. На металлических (проводящих) участках поверхности выполняется условие $\varphi = \text{const}$, на непроводящих – условие $j_n = 0$.

В рассматриваемой задаче отсутствует внешняя (приложенная) разность потенциалов. Потенциал на двигателе (и самолете в целом) возникает в результате его электризации. В первом приближении потенциал можно считать постоянным на всей границе рассматриваемой области. При высоком качестве разрядных устройств он делается незначительным.

2. Общее выражение для тока выноса. Получим функциональную зависимость для продольного тока выноса I в произвольном сечении x канала. Для простоты рассмотрим плоский канал с размером z в перпендикулярном плоскости течения направлении. Так как нарушение квазинейтральности среды и возникновение тока \mathbf{j} происходит в узком слое вблизи поверхности, толщина которого много меньше поперечного размера канала, то последний размер можно исключить из системы определяющих параметров, которую обозначим посредством S . В случае достаточно длинного канала можно предположить, что условия в его выходном сечении не оказывают влияния на электрические процессы внутри канала и, следовательно, длину канала можно не включать в S .

$n_0, \text{см}^{-3}$	$r_d, \text{см}$	$en_0u_0r_d, \text{мкА/см}$	D_f/u_0r_d	D_e/u_0r_d	$u_0^2r_d / D_e, \text{см}$	$E_d = 4\pi en_0r_d, \text{В/см}$	$m = u_0/b_eE_d$
10^7	0,069	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-4}$	0,112	0,62	1,25	8,95
10^8	0,022	$3,47 \cdot 10^{-3}$	$0,35 \cdot 10^{-3}$	0,35	0,062	3,94	2,83
10^9	0,0069	0,011	$1,12 \cdot 10^{-3}$	1,12	0,0062	12,5	0,895
10^{10}	0,0022	0,0347	$0,35 \cdot 10^{-2}$	3,5	0,00062	39,4	0,283

Система S , согласно уравнениям (1.1)–(1.4) и с учетом сделанных замечаний включает определяющие параметры

$$x, u_0, n_0, en_{ew}, en_{iw}, D_e, D_i, kT/e \quad (2.1)$$

Здесь u_0, n_0, n_{ew}, n_{iw} – характерные скорость газа, концентрации заряженных частиц в начальном сечении и их концентрации на поверхностях.

В систему S входят также безразмерные параметры и постоянные, которые содержатся в безразмерных распределениях концентраций заряженных компонент в начальном сечении и на поверхностях, в распределении скорости газа, в функциях, описывающих внутреннюю геометрию канала.

Так как потенциал определяется с точностью до постоянной величины, то при задании постоянного и одинаково значения ϕ_w на всей границе области величина ϕ_w также не будет входить в систему S .

Используя теорию подобия и размерностей [14], на основе (2.1) получим

$$I = en_0r_d u_0 z f \left(\frac{x}{r_d}, \frac{n_{ew}}{n_0}, \frac{n_{iw}}{n_0}, \frac{D_e}{u_0r_d}, \frac{D_i}{u_0r_d} \right), \quad r_d^2 = \frac{kT}{4\pi e^2 n_0} \quad (2.2)$$

В функцию f входит также указанный выше дополнительный набор безразмерных параметров и постоянных. Току выноса соответствует значение $x = L$, где L – длина канала.

Величина r_d представляет собой дебаевский радиус экранирования. Величины en_0 и $r_d z$ – характерные значения плотности объемного электрического заряда и объема, в котором сосредоточен заряд. Размерный множитель перед функцией f представляет собой характерный конвективный осевой ток.

Два последних параметра в (2.2) представляют собой отношение скоростей диффузии электронов и ионов в дебаевском слое к газодинамической скорости. Оценим их величину при следующих газодинамических условиях: $u_0 = 100$ м/с, $T = 1000$ К, $p = 6,09$ атм. В камерах сгорания углеводородных топлив в основном возникают ионы H_3O^+ [7, 8]. Коэффициент диффузии таких ионов в воздухе при $T = 300$ К и $p = 1$ атм равен $7,71 \cdot 10^{-2}$ см²/с [15]. Так как выполняется соотношение $D_i \sim T^{3/2}/p$, то указанное значение коэффициента диффузии ионов оказывается справедливым и для исходных значений T и p . Величина D_e находится с помощью оценки $D_e/D_i = 10^3$. Рассмотренные значения параметров представлены в табл. 1, из которой следует, что $D_i/u_0r_d \ll 1$. Таким образом, этот параметр можно исключить из аргументов функции f (если она аналитична по этому параметру).

Рассмотрим ситуацию, для которой ток I максимален. С этой целью примем, что ионная компонента в заряженном слое "вморожена" в газодинамический поток ($D_i = b_i = 0$) и поверхность является идеально каталитической для электронной компо-

ненты ($n_{ew} = 0$). В этом случае из функции f исключаются второй и третий аргументы, и из (2.2) получаем выражение

$$I = en_0 r_d u_0 z f\left(\frac{x}{r_d}, \frac{D_e}{u_0 r_d}\right) \quad (2.3)$$

3. Уравнения для квазинейтральной области. Вне дебаевского слоя среда квазинейтральна. Соответствующие уравнения находятся известным путем. Полагается $n_i = n_e = n$, первое и второе уравнения в (1.1) умножаются на b_i и b_e соответственно и складываются (с учетом (1.2), (1.3)), далее первое и второе уравнения в (1.1) вычитаются одно из другого. В результате получаем соотношения

$$\text{div}(D_a \nabla n - n \mathbf{v}) = 0, \quad D_a = \frac{D_e b_i + D_i b_e}{b_e + b_i} \quad (3.1)$$

$$\text{div}(\chi \nabla n + n \mathbf{E}) = 0, \quad \chi = \frac{D_e - D_i}{b_e + b_i} \quad (3.2)$$

Здесь D_a – коэффициент амбиполярной диффузии. Эллиптическое диффузионное уравнение (3.1) служит для определения концентрации n , уравнение (3.2) – для определения \mathbf{E} . Возможным решением этого уравнения является соотношение

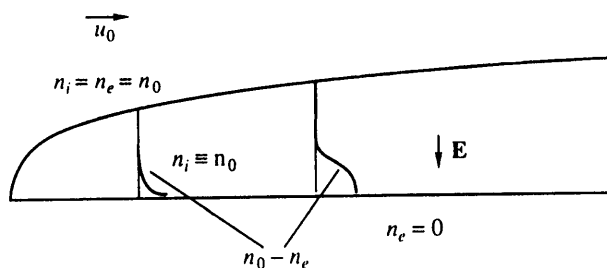
$$\mathbf{E} = -\chi \nabla \ln n \quad (3.3)$$

При выполнении (3.3) токи \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_i определяются формулами

$$\mathbf{j}_e = e(D_a \nabla n - n \mathbf{v}), \quad \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i = \mathbf{j} = 0 \quad (3.4)$$

Возможны ситуации, когда уравнение (3.1) и выражение (3.3) дают решение всей задачи. Рассмотрим, например, диффузию заряженных частиц в канале, когда электрический потенциал его стенок и входного и выходного сечений постоянен и одинаков, концентрации электронов и ионов во входном сечении удовлетворяют условию $n_i = n_e = n_0 = \text{const}$, а на его стенках выполняются условия $n_i = n_e = n_w = \text{const}$. В выходном сечении задаются мягкие граничные условия. Сформулированные условия позволяют определить концентрацию n во всем канале вплоть до его стенок с помощью уравнения (3.1). Электрическое поле, задаваемое решением (3.3), удовлетворяет граничному условию $E_s = -(\chi \partial n / \partial s) / n = 0$ на границе области. Во всем потоке среда квазинейтральна и функция f в (2.2) равна нулю.

Если же $n_i \neq n_e$ на границе области или же после нахождения n с помощью (3.1) решение не будет удовлетворять электрическим граничным условиям, то вблизи стенок возникает заряженный слой, в котором $\mathbf{j} \neq 0$ и появляется продольный электрический ток. Оценим величину электрического поля $E^{(e)}$ в квазинейтральной и $E^{(i)}$ в пристеночной областях соответственно. Используя (3.3), находим $E^{(e)} \sim \chi / \delta \sim D_e / b_e \delta = kT / e \delta$, где δ – характерная толщина диффузионного слоя. Из первого уравнения (1.4),



Фиг. 1. Схема течения в электрическом диффузионном пограничном слое

полагая $n_i - n_e \sim n_0 \neq 0$, получаем $E^{(d)} \sim E_d = 4\pi en_0 r_d$, где дебаевский радиус r_d приведен в (2.2). Отношение внешнего и внутреннего электрических полей по порядку величины равно r_d/δ . Характерные величины поля E_d приведены в табл. 1.

4. Эталонная задача для оценки тока выноса. Рассмотрим более подробно ситуацию, при которой было получено функциональное соотношение (2.3). Пусть в плоском канале постоянного сечения движется газ с однородной скоростью $\mathbf{v} = (u_0, 0, 0)$ и однородными термодинамическими параметрами. Во входном сечении задаются однородные распределения заряженных компонент: $n_i = n_e = n_0$. Ионы предполагаются замороженными в среду, так что во всем пространстве $n_i \equiv n_0$. Поверхность стенок по отношению к электронам предполагается идеально каталитической ($n_{ew} = 0$). Потенциал ϕ во входном и выходном сечениях канала и на его стенках полагается равным нулю. В силу симметрии задачи $E_y = 0$ на оси канала.

Формирование тока выноса происходит в пристеночном слое, толщина которого не должна заметно превышать дебаевский радиус r_d . В этом слое концентрация электронов уменьшается по направлению к стенке, и в слое сосредотачивается положительный электрический заряд, который конвективным путем выносятся из канала в продольном направлении x . Принимая, что характерные размеры изменения электрического поля в поперечном и продольном направлениях равны r_d и L , где $\varepsilon = r_d/L \ll 1$, с помощью уравнения $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ получаем оценку

$$E_x = \int_0^y \frac{\partial E_y}{\partial x} dy \sim E_y \varepsilon \quad (4.1)$$

С помощью (4.1) получаем

$$\frac{\partial n_e E_y}{\partial y} \sim \frac{n_0 E_y}{r_d}, \quad \frac{\partial n_e E_x}{\partial x} \sim \frac{n_0 E_y \varepsilon}{L}, \quad \frac{\partial n E_x}{\partial x} \sim \varepsilon^2 \frac{\partial n E_y}{\partial y}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} \sim \varepsilon^2 \frac{\partial E_y}{\partial y}, \quad \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} \sim \varepsilon^2 \frac{\partial^2 n_e}{\partial y^2}, \quad \mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$$

В этих оценках используются характерные значения соответствующих величин и их производных. С учетом сделанных выше предположений и оценок из общей системы уравнений (1.1)–(1.4) получаем следующие уравнения электрического диффузионного пограничного слоя:

$$u_0 \frac{\partial n_e}{\partial x} - b_e \frac{\partial E n_e}{\partial y} = D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial y^2}, \quad D_e = \frac{kT}{e} b_e$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} = 4\pi e(n_0 - n_e), \quad E \equiv E_y \quad x=0, y>0: n_e = n_0, E=0 \quad (4.2)$$

$$x>0, y=0: n_e=0; y=\infty: n_e = n_0, E=0 \quad (4.3)$$

Соответствующая схема течения показана на фиг. 1.

Перейдем в (4.2) и (4.3) к безразмерным переменным по формулам

$$x = r_d m x^\circ, \quad y = r_d y^\circ, \quad n_e = n_0 n^\circ, \quad E = E_d E^\circ, \quad m = u_0 / b_e E_d, \quad E_d = 4\pi en_0 r_d \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial n^\circ}{\partial x^\circ} - \frac{\partial E^\circ n^\circ}{\partial y^\circ} = \frac{\partial^2 n^\circ}{\partial y^{\circ 2}}, \quad \frac{\partial E^\circ}{\partial y^\circ} = 1 - n^\circ \quad (4.5)$$

$$x^\circ = 0, \quad y^\circ > 0: n^\circ = 1, \quad E^\circ = 0$$

$$x^\circ > 0, \quad y^\circ = 0: n^\circ = 0; \quad y^\circ = \infty: n^\circ = 1, \quad E^\circ = 0 \quad (4.6)$$

Существенно, что в уравнения и граничные условия (4.5)–(4.6) не входят никакие безразмерные параметры – эта система универсальна.

Получим выражение для тока выноса I в сечении x канала. Учитывая, что в рассматриваемом приближении не учитывается продольное электрическое поле и производные от концентрации n_c по x , получаем

$$I = z \int_0^{\infty} e(n_0 - n_c)u_0 dy = en_0 r_d u_0 z f(x^\circ) \quad (4.7)$$

$$f(x^\circ) = \int_0^{\infty} (1 - n^\circ) dy^\circ, \quad x^\circ = \frac{x D_e}{u_0 r_d^2}$$

Таким образом, f в формулах (2.3) зависит только от одной переменной x° , представляющей собой произведение аргументов x/r_d и $D_e/u_0 r_d$.

Используя второе уравнение в (4.5) для E_w , находим

$$f(x^\circ) = -E_w^\circ, \quad I = -z u_0 \sigma, \quad E_w = 4\pi \sigma \quad (4.8)$$

Здесь $\sigma = \sigma(x)$ – поверхностный заряд на идеально проводящей стенке, E_w – значение E_y на стенке. При этом $E_w < 0$ и $\sigma < 0$.

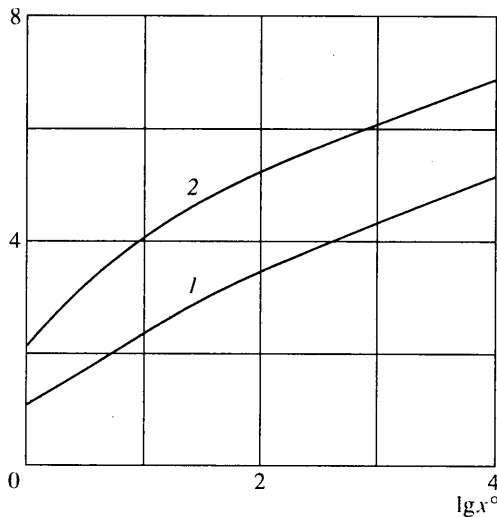
Определим поведение $f(x^\circ)$ при $x^\circ \rightarrow 0$. В малой окрестности этой точки можно пренебречь дрейфом электронов, и распределение концентрации n° описывается классическим диффузионным уравнением $\partial n^\circ / \partial x^\circ = \partial^2 n^\circ / \partial y^{\circ 2}$ с граничными условиями (4.6). Его решение имеет вид

$$f(x^\circ) = 2\sqrt{\frac{x^\circ}{\pi}}, \quad I = en_0 u_0 z \sqrt{\frac{4x D_e}{\pi u_0}} \quad (4.9)$$

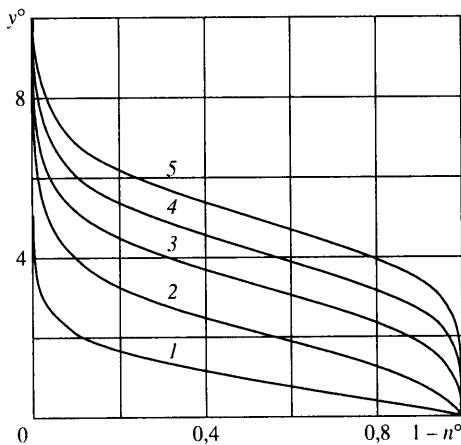
$$n^\circ = \Phi(\eta), \quad \Phi(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta e^{-\eta^2} d\eta, \quad \eta = \frac{y^\circ}{2\sqrt{x^\circ}} \quad (4.10)$$

Возникновение индуцированного электрического поля и, соответственно, электрического дрейфа электронов, уменьшает величину тока выноса, определенного формулой (4.10) и рассчитанного с учетом только диффузии и конвекции электронов.

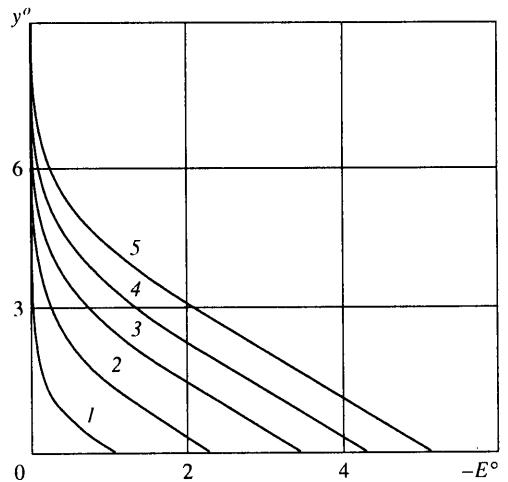
Приведем результаты численного интегрирования уравнений (4.5)–(4.6). На фиг. 2



Фиг. 2. Зависимость безразмерного тока (кривая 1) и безразмерной толщины электрического пограничного слоя, определенной по значению концентрации $n^\circ = 0,9$, (кривая 2), от безразмерной продольной координаты



Фиг. 3. Профили безразмерной плотности объемного электрического заряда (величины $1 - n^0$) в сечениях: $x^0 = 1, 10, 100, 1000, 10\ 000$ (кривые 1-5)



Фиг. 4. Профили безразмерного электрического поля в тех же сечениях, что и на фиг. 3

представлены зависимость толщины пограничного слоя от продольной координаты и функция $f(x^0)$. При $x^0 > 50$ она с достаточной точностью аппроксимируется зависимостью $f \approx 0,851 \lg x^0 + 1,8$.

Развитие профилей плотности электрического заряда $1 - n^0$ и электрического поля E^0 в пограничном слое показаны на фиг. 3 и 4 соответственно.

С помощью эталонной задачи в качестве примера определим величину тока выноса из элемента двигателя. Пусть этот элемент представляет собой кольцевой канал длиной 10 см, который состоит из N подканалов, образованных N поверхностями (например, тонкими лопатками рабочей ступени). Поперечное сечение такого канала показано на фиг. 5. Электрические пограничные слои развиваются на цилиндрических поверхностях кольцевого канала и с двух сторон каждой из N поверхностей. Размер z дает выражением $z = 2\pi(R_1 + R_2) + 2(R_2 - R_1)N$. Согласно формуле (4.7) и данным табл. 2, безразмерные длины кольцевого канала x^0 равны 160 и 1600 при $n_0 = 10^8$ и 10^9 см⁻³. Из фиг. 2 следует, что при этом $f(x^0) \approx 3,6$ и 4,5. Соответствующая величина комплекса $i = en_0 r_d u_0$ приведена в табл. 1.

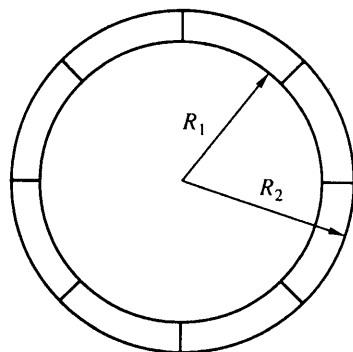
Пусть $R_1 = 50$ см, $R_2 = 60$ см, $N = 30$. В этом случае $z = 1291$ см и ток выноса, сформировавшийся на длине $L = 10$ см, равен 16,3 мкА при $n_0 = 10^8$ см⁻³ и 63,9 мкА при $n_0 = 10^9$ см⁻³.

Существенно, что дальнейшее увеличение длины L приводит к незначительному возрастанию тока I , что связано со слабой (близкой к логарифмической) асимптотикой функции f при $x^0 \rightarrow \infty$.

Таблица 2

$n_0, \text{см}^{-3}$	$r_{dm}, \text{см}$	$r_{dm} \cdot 40, \text{см}$	$r_{dm} \cdot 10^3, \text{см}$	$x^0 = 10/r_{dm}$
10^7	0,62	25	620	16
10^8	0,062	2,5	62	160
10^9	$6,2 \cdot 10^{-3}$	0,25	6,2	1600
10^{10}	$6,2 \cdot 10^{-4}$	0,025	0,62	16000

Фиг. 5. Схема кольцевого канала авиационного реактивного двигателя



Найденные значения тока выноса соответствуют данным аэродромных испытаний [2].

Заключение. Рассмотрена одна из возможностей формирования электрического тока выноса из авиационного реактивного двигателя, обусловленная наличием в тракте двигателя электронной и ионной компонент и развитием диффузионных электрических процессов на внутренних поверхностях двигателя и на поверхностях его внутренних элементов. Концентрация электронов и ионов, возникающих в камере сгорания двигателя вследствие хемоионизационных реакций, мала, чтобы оказывать влияние на газодинамическое течение, но вполне достаточна для формирования электрического тока выноса.

С помощью теории подобия и размерностей получено функциональное выражение для тока выноса. Для условий, когда ионная компонента "вморожена" в газодинамический поток, поверхность идеально каталитическая для электронов и скорость газа однородна, получена универсальная система уравнений и граничных условий, не содержащая ни одного безразмерного параметра. Проведен теоретический и численный анализ этой системы уравнений и на его основе сделана оценка тока выноса из реального авиационного двигателя, которая согласуется с данными аэродромных и летных испытаний.

Развитая теория также воспроизводит основные особенности экспериментальных данных по току выноса из реактивных двигателей самолетов: согласно теории, ток выноса оказывается положительным и растет с увеличением скорости истечения газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Имянитов И.М.* Электризация самолетов в облаках и осадках. Л.: Гидрометеоздат, 1970. 211 с.
2. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
3. *Ватажин А.Б., Сорокин А.А.* Атмосферные аэрозоли авиационного происхождения и экологические проблемы // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 6. С. 57–72.
4. Турбулентные струйные течения с конденсационными и электрофизическими эффектами / Сб. статей под ред. А.Б. Ватажина. Тр. ЦИАМ. 1991. № 1288. 176 с.
5. *Vatazhin A., Lebedev A., Likhner V., Shulgin V., Sorokin A.* Turbulent air-steam jet with a condensed dispersed phase: Theory, experiment, numerical modeling // J. Aerosol. Sci. 1995. V. 26. № 1. P. 71–93.
6. *Поповичева О.Б., Старик А.М., Фаворский О.Н.* Влияние авиации на атмосферу. Проблемы и перспективы исследований: Препринт № 8–427. М.: ОИВТАН, 1998. 78 с.
7. *Лаутон Дж., Вайнберг Ф.* Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 296 с.
8. *Улыбышев К.Е.* Электрическая структура фронта горения однородной метановоздушной смеси // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 1. С. 3–7.
9. *Кидин Н.И., Махвиладзе Г.М.* Электрическое поле ламинарного пламени с большой степенью ионизации // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12. № 6. С. 865–871.

10. Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Электрические аспекты разрушения тел в газодинамическом потоке // Изв. РАН МЖГ. 1999. № 4. С. 74–80.
11. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М.: Мир. 1968. 492 с.
12. Черный Л.Т. Электризация частиц суспензии при соударениях с граничными поверхностями. Предельные случаи: идеально проводящие и непроводящие частицы // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 4. С. 80–87.
13. Прибылов В.Н. Электризация стенок плоского канала потоком аэрозоля, содержащего твердые заряженные частицы // Вестн. МГУ. Сер. Математика, механика. 1997. № 5. С. 37–41.
14. Седов Л.И. Методы подобия и размерностей в механике. М.: Наука, 1965. 386 с.
15. Физические величины / Справочник под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.IX.1999