

УДК 533.6:536.461:537.31

© 2002 г. А.Б. ВАТАЖИН, К.Е. УЛЫБЫШЕВ

ТЕОРИЯ ИСЧЕЗНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СИГНАЛА ОТ СТРУИ АВИАЦИОННОГО РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ФОРСАЖНОМ РЕЖИМЕ

Рассмотрены электрические аспекты работы авиационного реактивного двигателя на форсажном режиме. Дано объяснение ранее экспериментально обнаруженного явления – исчезновения на форсажном режиме электрического тока выноса из двигателя и переменного электрического сигнала от двигательной струи. Показано, что в основе этого явления лежит эффект "отлипания" электронов от отрицательных ионов при повышении температуры газа в форсажной камере, который приводит к повышению эффективной проводимости газа, в результате чего ток выноса замыкается на внутренние стенки канала и электризация двигателя становится незначительной.

Сформулирована физико-математическая модель электрических процессов в форсажной камере и решены модельные задачи.

Ключевые слова: электризация, пограничный слой, распределение заряда, авиационный двигатель.

Электризация летательных аппаратов и устранение ее нежелательных последствий всегда были актуальной проблемой авиации. Так, несколько десятилетий назад в СССР и за рубежом были проведены исследования двигательной электризации летательных аппаратов в аэродромных и летных условиях [1, 2]. Основной измеряемой характеристикой был электрический ток выноса J из реактивного двигателя. Было показано, что ток J , как правило, является положительной величиной, монотонно возрастает с увеличением оборотов от малого газа до максимальных оборотов и резко уменьшается при переходе на форсажный режим (если у двигателя такой режим имеется). Эффект исчезновения J на форсаже объяснялся увеличением проводимости газа вследствие возрастания его температуры при подводе и сгорании топлива в форсажной камере. Однако не было ясно, что следует понимать под "проводимостью" газа в тракте двигателя и почему, например, ток выноса не только не исчезает, но и достигает наибольшей величины на максимальных оборотах, когда температура газа в области между основной камерой сгорания и турбиной также высока.

В конце прошлого века значительный практический интерес вызвали методы бесконтактной электростатической диагностики состояния авиационных двигателей. Первое упоминание о таких методах содержится в [3]. Теоретические основы метода заложены в [4]. В указанном диагностическом способе используется эффект генерации находящимися в двигательной струе заряженными частицами (ионами, микрочастицами) нестационарного электрического поля в струе и окружающем ее пространстве. Это поле регистрируется расположенными вне двигателя и струи специальными зондами-антеннами. Временная развертка электрического сигнала на антенне и ее спектр мощности названы авторами [4] "электрическим портретом" двигателя. Этот "портрет" дает информацию о режиме движения заряженных частиц в струе, который в свою очередь зависит от режима работы двигателя. Было обнаружено, что зависимость от оборотов двигателя максимальной амплитуды во временной развертке

и в спектре мощности электрического сигнала оказывается качественно такой же, как для тока выноса: амплитуда непрерывно растет при переходе от режима малого газа до максимальных оборотов двигателя и резко уменьшается до нуля при включении форсажного режима.

Указанный выше эффект резкого уменьшения тока выноса и электрического сигнала от двигательной струи при включении форсажного режима требует более детального рассмотрения. Этому посвящена данная статья.

1. Причинно-следственная связь эффектов. При горении топлива в камере сгорания авиационного двигателя наряду с многочисленными нейтральными компонентами образуются в результате хемоионизационных реакций электроны и положительные ионы. Их концентрация в зоне горения составляет 10^9 – 10^{12} см⁻³ [5–8]. Поэтому в высокотемпературном потоке газа между камерой сгорания и турбиной также имеются положительные ионы и электроны. Газ в ядре потока на этом участке тракта двигателя электрически нейтрален. Действительно, нарушение нейтральности газа могло бы произойти при наложении на поток внешнего электрического поля, которого в двигателе нет. Другим механизмом нарушения нейтральности газа являются электрические диффузионные процессы, протекающие вблизи поверхностей внутренних элементов двигателя. Но такие внутренние поверхности на участке между камерой сгорания и турбиной отсутствуют.

Сформировавшийся на участке тракта двигателя между камерой сгорания и турбиной высокотемпературный, электрически нейтральный поток газа, содержащий заряженные частицы (в основном в виде электронов и положительных ионов), входит в турбину и обтекает высокотемпературные лопатки направляющего аппарата и первой ступени турбины. На поверхностях лопаток на фоне газодинамического течения развиваются электрические диффузионные пограничные слои, из которых в газодинамические следы лопаток стекает положительный объемный электрический заряд (возникает положительный ток выноса с лопатки).

Напомним суть электрических диффузионных процессов на каталитических поверхностях. Вследствие того что концентрации заряженных частиц на каталитической металлической поверхности намного меньше, чем в ядре потока, возникают идущие к поверхности диффузионные потоки электронов и ионов. Так как коэффициент диффузии электронов на несколько порядков больше, чем ионов, то диффузионный поток электронов превышает ионный поток и в газе вблизи поверхности образуется избыток положительных ионов – возникает объемный заряд, который вместе с газом движется вдоль поверхности, что и приводит к появлению тока выноса. Указанный процесс нарушения электрической нейтральности среды лимитируется возникающим собственным электрическим полем, препятствующим движению электронов к поверхности. Электрические диффузионные пограничные слои, развивающиеся на фоне ламинарного и турбулентного газодинамических пограничных слоев, были изучены в [9–11]. По грубой оценке ток выноса J с пластины или внутреннего элемента двигателя (лопатки) равен [9]

$$J \sim env r_d Z \quad r_d^2 = \frac{\epsilon_0 k T}{e^2 n} \quad (1.1)$$

где e – заряд электрона, n – концентрация заряженных частиц в квазинейтральном потоке, v и T – скорость и температура газа, r_d – дебаевский радиус, Z – поперечный размер пластины или высота лопатки, ϵ_0 – электрическая постоянная, k – постоянная Больцмана. Так как суммарная величина Z для всех лопаток в лопаточном венце превосходит периметр поперечного сечения тракта двигателя, то основной вклад в ток выноса двигателя дают просуммированные индивидуальные токи выноса с лопаток турбины. Экспериментальное исследование генерации тока выноса на высокотемпературной турбинной лопатке проведено в [12].

Из сказанного следует, что для нарушения нейтральности потока достаточно выполнения двух условий: наличия внутренних каталитических поверхностей и носи-

телей электрического заряда с существенно отличающимися коэффициентами диффузии (ионов и электронов). В этой связи решающим становится то обстоятельство, что электроны существуют в газе только при достаточно высокой температуре газа ($T = 1500\text{--}2000\text{ K}$). Протекание при уменьшении температуры реакций "прилипания" электронов к нейтральным молекулам с образованием отрицательных ионов приводит к тому, что концентрация электронов уменьшается, а концентрация отрицательных ионов растет. При $T < 1000\text{ K}$ заряженные частицы в потоке газа существуют в основном в виде положительных и отрицательных ионов, обладающих примерно одинаковыми коэффициентами переноса.

Так как при движении газа по тракту турбины его температура уменьшается и концентрация электронов становится незначительной, то, в соответствии со сказанным выше, нарушение электрической нейтральности среды и дальнейшая генерация тока выноса на расположенных ниже по потоку лопатках прекращаются. В потоке газа на выходе из турбины концентрация электронов незначительна, и заряженные частицы содержатся в нем в основном в виде положительных и отрицательных ионов. При этом концентрация положительных ионов больше, чем отрицательных. Положительный объемный электрический заряд распределяется по всему сечению канала вследствие смешения с газодинамическим потоком электрически заряженных следов, сходящих с высокотемпературных лопаток. Уменьшение по тракту двигателя сформировавшегося в потоке электрического заряда вследствие действия собственного электрического поля незначительно из-за небольшой подвижности положительных и отрицательных ионов. Положительный объемный заряд движется с газодинамическим потоком и выносится из двигателя – возникает положительный ток выноса на бесфорсажном режиме. Равный ему по модулю отрицательный ток идет в тело лопаток, далее в диск лопаточного венца при хорошей металлизации элементов двигателя выходит на поверхность летательного аппарата и через самолетные разрядники стекает в окружающее пространство, где нейтрализует положительный ток выноса из двигателя, или же, в условиях аэродромных испытаний, этот отрицательный ток идет в землю через заземление летательного аппарата.

Ситуация резко меняется при включении форсажного режима. Повышение температуры газа сопровождается появлением в потоке электронов, возникших в результате их "отлипания" от отрицательных ионов. Концентрация отрицательных ионов становится малой, и распределенный в потоке объемный положительный заряд теперь в основном обусловлен разностью концентраций положительных ионов и электронов. Вследствие большой подвижности электронов уменьшение по тракту двигателя объемного электрического заряда происходит быстро. В стенки канала через формирующийся на них электрический диффузионный пограничный слой течет положительный ток, который нейтрализует отрицательный ток, идущий в корпус двигателя с лопаток турбины. В результате среда становится электрически нейтральной, а ток выноса из двигателя обращается в нуль. Заметим, что вследствие дальнейшего остывания газа вдоль тракта двигателя за форсажной камерой электроны прилипают к нейтральным частицам, а в потоке газа появляются отрицательные ионы с такой же, как у положительных ионов, концентрацией. Однако плотность объемного электрического заряда в каждой точке потока равна нулю. Электрическая нейтральность потока, вообще говоря, могла бы нарушиться вблизи стенок канала вследствие развития на них электрических диффузионных пограничных слоев по такой же схеме, как на турбинной лопатке. Но, во-первых, величина возникающего при этом тока выноса относительно невелика (соответствующая длина Z в формуле (1.1) для стенок канала меньше, чем для ансамблей лопаток), а во-вторых, температура газа в таком пограничном слое уже недостаточна для существования в пограничном слое свободных электронов, высокая подвижность которых обеспечивает нарушение электрической нейтральности потока.

Для большей наглядности приведем данные об изменении температуры в потоке от входа в первую ступень турбины до "сечения" форсажа для типичного двигателя. Тем-

пературы T_1 и T_2 на входе в турбинный аппарат и на выходе из него равны 1700 и 1100 К соответственно. Температура T_3 в некотором характерном сечении форсажной камеры при условии, что топливо не подается, равна 700 К (в другом варианте – 500 К). Температура T_4 в этом сечении при включении форсажа равна 2000 К. Примем $p = 2$ атм. Результаты расчетов величины $\alpha = n_-/n_e$, (n_- и n_e – концентрации отрицательных ионов и электронов), проведенных по приближенной теории [11], приведены ниже:

T, K	1700	1100	700	500	2000
α	0.28	2.64	80.4	$2.92 \cdot 10^3$	0.14

Ниже, на основе проведенного качественного описания процесса генерации двигательного тока выноса, предложена физико-математическая модель уменьшения объемного электрического заряда за форсажной камерой и исчезновения тока выноса из двигателя на форсажном режиме.

2. Физико-математическая модель. Рассмотрим плоский канал $0 < x < \infty$, по которому движется среда, содержащая положительные ионы и электроны, концентрации которых n_{i0} и n_{e0} заданы в начальном сечении $x = 0$. Интеграл от n_{i0} в начальном сечении превосходит соответствующий интеграл от n_{e0} , так что в начальном сечении имеется положительный объемный электрический заряд. Условия при $x = 0$ соответствуют некоторому выбранному сечению форсажной камеры, в котором имеется положительный объемный электрический заряд и вследствие высокой температуры концентрация отрицательных ионов незначительна. Предполагается, что уменьшение температуры газа по длине канала невелико, так что концентрация возникающих отрицательных ионов пренебрежимо мала во всем канале. Электрон-ионная рекомбинация не учитывается вследствие незначительной концентрации заряженных частиц (10^7 – 10^9 см $^{-3}$) и относительно небольших длин тракта двигателя.

Стенки канала $y = 0$ и $y = h$ предполагаются идеально каталитическими по отношению к ионам и электронам, и концентрации n_i и n_e на них равны нулю. Эти же стенки считаются идеально проводящими и электрически связанными без каких-либо переходных сопротивлений с одним и тем же проводящим объектом (корпусом самолета). Поэтому потенциал стенок одинаков и принимается равным нулю. Внешнее электрическое поле отсутствует. На больших расстояниях от входного сечения канала вырабатываются "мягкие" условия.

Задание граничного условия для электрического поля в начальном сечении канала вызывает известную трудность, так как это условие должно отражать особенности распределения электрических параметров в верхней по потоку от сечения $x = 0$ зоне. В данной работе принимается, что нормальная к сечению $x = 0$ компонента электрического поля $E_x = 0$.

При сделанных предположениях уравнения, описывающие электрические процессы в канале, имеют вид

$$(\mathbf{v} + b_i \mathbf{E}) \nabla n_i + n_i \operatorname{div}(\mathbf{v} + b_i \mathbf{E}) - \operatorname{div}((D_i + \varepsilon) \nabla n_i) = 0 \quad (2.1)$$

$$(\mathbf{v} - b_e \mathbf{E}) \nabla n_e + n_e \operatorname{div}(\mathbf{v} - b_e \mathbf{E}) - \operatorname{div}((D_e + \varepsilon) \nabla n_e) = 0 \quad (2.2)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (2.3)$$

$$eD_i = kTb_i, \quad eD_e = kTb_e \quad (2.4)$$

$$x = 0, \quad 0 < y < h: \quad n_i = n_{i0}(y), \quad n_e = n_{e0}(y), \quad E_x = 0$$

$$x > 0, \quad y = 0, \quad y = h: \quad n_i = 0, \quad n_e = 0, \quad \varphi = 0 \quad (2.5)$$

$$x = \infty, \quad 0 < y < h: \quad \partial n_i / \partial x = \partial n_e / \partial x = \partial \varphi / \partial x = 0$$

Здесь \mathbf{E} – вектор электрического поля, ϕ – электрический потенциал, \mathbf{v} и T – скорость и температура газа, b_i , b_e , D_i , D_e – подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов, ε – коэффициент турбулентной вязкости среды, k – постоянная Больцмана, ε_0 – электрическая постоянная, e – заряд электрона. Выражения (2.4) – соотношения Эйнштейна. Подвижности и диффузии являются заданными функциями термодинамических параметров. Распределения \mathbf{v} , T и ε находятся из уравнений газовой динамики и в данной постановке считаются известными. (Параметр электрогазодинамического взаимодействия практически во всех авиационных приложениях является малой величиной.) Уравнения (2.1)–(2.3) – эллиптического типа относительно n_i , n_e , ϕ . В них учтены диффузия заряженных частиц, а также их дрейф в собственном электрическом поле.

3. Приближенный анализ задачи. Так как диффузионные числа Пекле для электронов и ионов являются большими величинами, то вначале исследуется ядро течения (внешняя задача) без учета диффузионных процессов, а затем – электрический диффузионный пограничный слой, граничное условие для поля \mathbf{E} в котором формулируется на основе решения внешней задачи.

Рассмотрим ядро течения. Прежде всего оценим степень отклонения среды от квазинейтрального состояния в ядре потока вблизи сечения $x = 0$. Для этого оценим по порядку величины ток, выносимый потоком газа из турбины.

Согласно (1.1), ток выноса, стекающий с двух сторон лопатки высотой h в ее газодинамический след, $i \sim 2en_*v_r dh$, где n_* , v и r_d – характерные концентрации заряженных частиц, скорость и дебаевский радиус в межлопаточном канале соответственно. Суммарный выносимый ток $J = iN$, где N – число лопаток. В результате смешения электрических следов за лопатками в потоке за турбиной распределяется электрический заряд с объемной плотностью $e\Delta n$, где Δn – характерная разность концентраций положительных и отрицательных заряженных частиц. Ток выноса за турбиной по порядку величины равен $J \sim e\Delta nUS$, где S и U – площадь поперечного сечения канала и скорость потока за турбиной. Приравнивая два полученных выражения для J , находим

$$\frac{\Delta n}{n_*} = \frac{v}{U} \frac{2hr_d}{S} N \quad (3.1)$$

При характерных значениях $r_d = 0.02$ см, $h = 10$ см, $S = 10^4$ см², $N = 50$, $v/U \sim 1$ отношение $\Delta n/n_*$ оказывается порядка $2 \cdot 10^{-3}$. Ниже по потоку от сечения $x = 0$ это отношение становится еще меньше. Таким образом, отношение $\Delta n/n_*$ в ядре потока является малой величиной, и это позволяет искать решение задачи в виде

$$n_e = n_* + n'_e(x, y), \quad n_i = n_* + n'_i(x, y), \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}'(x, y), \quad \phi = \phi'(x, y) \quad (3.2)$$

Здесь параметры со штрихом в верхнем индексе считаются малыми величинами. (При записи соотношения (3.2) предполагалось, что характерные значения концентраций заряженных частиц в турбине и за ней одинаковы.)

Для получения аналитического решения задачи будем предполагать, что среда несжимаема и ее термодинамические параметры постоянны, и соответственно постоянны коэффициенты подвижности и диффузии заряженных частиц.

Линеаризуя в соответствии с (3.2) систему (2.1)–(2.5), записанную в бездиффузионном приближении ($D_i = D_e = \varepsilon = 0$), получаем уравнения

$$\mathbf{v} \nabla n'_i + b_i n_* \operatorname{div} \mathbf{E}' = 0 \quad (3.3)$$

$$\mathbf{v} \nabla n'_e - b_e n_* \operatorname{div} \mathbf{E}' = 0 \quad (3.4)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}' = \frac{e}{\varepsilon_0} (n'_i - n'_e), \quad \mathbf{E}' = -\nabla \phi' \quad (3.5)$$

$$x = 0, \quad 0 < y < h: \quad n_i = n'_{i0}(y), \quad n_e = n'_{e0}(y), \quad E'_x = 0$$

$$x > 0, \quad y = 0, \quad y = h: \quad n'_i = n'_e = \varphi' = 0 \quad (3.6)$$

$$x = \infty, \quad 0 < y < h: \quad \frac{\partial \varphi'}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial n'_i}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial n'_e}{\partial x} = 0$$

$$\int_0^h q_0(y) dy > 0, \quad q_0(y) = n'_{i0}(y) - n'_{e0}(y) \quad (3.7)$$

Распределения $n'_{i0}(y)$, $n'_{e0}(y)$ (и $q_0(y)$) являются заданными функциями, сформированными электрогазодинамическими процессами до сечения $x = 0$. Неравенство (3.7) отражает тот факт, что в канал входит поток с суммарным положительным зарядом.

Введем функцию $q(x, y) = n'_i(x, y) - n'_e(x, y)$. Составляя разность уравнений (3.3) и (3.4) и используя (3.5), находим релаксационное уравнение для электрического заряда

$$\frac{dq}{dt} + \lambda q = 0, \quad \lambda = \frac{en_*(b_i + b_e)}{\varepsilon_0}, \quad \left(\frac{dq}{dt} = \mathbf{v} \nabla q \right) \quad (3.8)$$

Здесь t – собственное время движения жидкой частицы вдоль газодинамической траектории. Решение этого уравнения имеет вид $q = q_0(y) \exp(-\lambda t)$. Таким образом, в рассматриваемом линейном приближении распределение объемного электрического заряда в канале находится без решения уравнения для электрического потенциала.

В дальнейшем рассматривается поток газа с вектором скорости $\mathbf{v} = (u_*, 0, 0)$, $u_* = \text{const}$. Распределение q в этом случае имеет вид

$$q = q_0(y) \exp(-mx), \quad m = \frac{en_*(b_i + b_e)}{u_* \varepsilon_0}$$

Распределения концентраций заряженных частиц n'_i, n'_e в ядре потока описывается уравнениями

$$\frac{\partial n'_e}{\partial x} - b_e q \frac{en_*}{\varepsilon_0 u_*} = 0, \quad \frac{\partial n'_i}{\partial x} + b_i q \frac{en_*}{\varepsilon_0 u_*} = 0 \quad (3.10)$$

с граничными условиями, указанными в (3.6). Решение этих уравнений имеет вид

$$n'_i = n'_{i0}(y) - \frac{b_i}{b_i + b_e} q_0(y) (1 - e^{-mx}) \quad (3.11)$$

$$n'_e = n'_{e0}(y) + \frac{b_e}{b_i + b_e} q_0(y) (1 - e^{-mx})$$

Учитывая, что $b_i \ll b_e$, из (3.11) получаем

$$n'_i = n'_{i0}(y), \quad n'_e = n'_{e0}(y) + q_0(y) (1 - e^{-mx}) \quad (3.12)$$

Таким образом, в рассматриваемом линейном приближении распределения концентраций электронов и ионов, и следовательно объемного электрического заряда в канале находятся без решения уравнения для электрического потенциала. В приближении (3.12) концентрация ионной компоненты практически не изменяется вдоль прямолинейной линии тока, оставаясь такой же, как и в начальном сечении, а концентрация электронной компоненты, "подстраиваясь" под ионную компоненту, обуславливает переход к квазинейтральному состоянию.

Оценим длину Δx участка релаксации электрического заряда, приблизительно равную m^{-1} . Пусть $u_* = 100$ м/с, $n_* = 10^7$ см⁻³, $b_i = 1$ см²/В/с, $b_e = 10^3 b_i$. При этих

условиях $\Delta x \sim 0.55$ см. При увеличении концентрации заряженных частиц длина зоны релаксации еще более сокращается. (Заметим, что если бы отрицательно заряженной компонентой были бы не электроны, а отрицательные ионы, то величина Δx была бы равна 275 см.)

Уравнение для электрического потенциала $\varphi'(x, y)$ приобретает вид

$$\frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial y^2} = -\frac{eq_0(y)e^{-mx}}{\epsilon_0}, \quad \mathbf{E}' = -\nabla \varphi' \quad (3.13)$$

$$x = 0, 0 < y < h: \frac{\partial \varphi'}{\partial x} = 0; \quad x = \infty, 0 < y < h: \frac{\partial \varphi'}{\partial x} = 0$$

$$x > 0, y = 0, y = h: \varphi' = 0 \quad (3.14)$$

Решение этого уравнения, найденное методом Фурье, записывается в виде

$$\varphi' = \sum_{k=1}^{\infty} \varphi_k(x) \sin r_k y, \quad r_k = \frac{\pi k}{h} \quad (3.15)$$

$$\varphi_k(x) = \frac{eq_k}{\epsilon_0 r_k (m^2 - r_k^2)} (me^{-r_k x} - r_k e^{-mx}) \quad (3.16)$$

$$q_0(y) = \sum_{k=1}^{\infty} q_k \sin r_k y, \quad q_k = \frac{2}{h} \int_0^h q_0(y) \sin r_k y dy \quad (3.17)$$

Втекающий в канал ток J_0 определяется формулой (здесь и далее рассматривается ток на единицу поперечного размера Z)

$$J_0 = 2eu_* \sum_{k=1,3,5..}^{\infty} \frac{q_k}{r_k}$$

Компонента E_y электрического поля на стенках канала определяется выражением

$$E_y(x, 0) = E^{\circ}(x) = -\sum_{k=1}^{\infty} r_k \varphi_k(x), \quad E_y(x, h) = E^{\circ\circ}(x) = -\sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} r_k \varphi_k(x) \quad (3.18)$$

В качестве примера рассмотрим синусоидальное распределение электрического заряда в начальном сечении канала

$$q_0(y) = q_1 \sin \frac{\pi y}{h}, \quad q_1 = \frac{\pi J_0}{2eu_* h} \quad (3.19)$$

Потенциал $\varphi(x, y)$ определяется формулой (3.15), в которой имеется только один член $\varphi_1(x)$ ($k = 1$). Из (3.18) получаем

$$E_y(x, 0) = -E_y(x, h) = E^{\circ}(x) = \pi \varphi_1(x) / h \quad (3.20)$$

Обратим внимание, что в выражении для $\varphi_1(x)$ имеются два экспоненциальных члена. Экспоненциальный множитель $-\pi x/h$ в первом из них определяет скорость затухания потенциала в канале высоты h . Длина $\Delta X = h/\pi$ участка затухания потенциала при высоте канала за турбиной $h = 50$ см равна 16 см. Экспоненциальный множитель $-mx$ характеризует скорость релаксации объемного заряда (см. формулу (3.9)), и, как было показано выше, при выбранных условиях, длина Δx участка релаксации заряда составляла 0.5 см. Поэтому, за исключением относительно малой, примыкающей ко входному сечению зоны Δx , на участке ΔX среда оказывается электрически нейтральной, но осевой ток $J = J(x)$ отличен от нуля, так как на ΔX не равно нулю продольное электрическое поле.

Ток $J(x)$ в приближении (3.2) определяется выражением

$$J(x) = \int_0^h [eu_*(n_i - n_e) + (n_i b_i + n_e b_e)E_x] dy \approx eu_* \int_0^h q(x, y) dy + n_*(b_i + b_e) \int_0^h E_x dy = \quad (3.21)$$

$$= J_0 e^{-mx} + \frac{J_0 e^{-\pi x/h}}{1 - \kappa^2} (1 - e^{-mx(1-\kappa)})$$

$$\kappa = \frac{\pi}{hm} = \frac{\epsilon_0 \pi u_*}{en_* h(b_i + b_e)}, \quad \kappa \ll 1 \quad (3.22)$$

Согласно (3.21), $J \approx J_0 e^{-\pi x/h}$ на участке ΔX .

Для анализа процессов нейтрализации избыточного электрического заряда в пристеночной области (вблизи нижней стенки $y = 0$) используем систему (2.1)–(2.5), записанную в приближении пограничного слоя

$$u \frac{\partial n_i}{\partial x} + v \frac{\partial n_i}{\partial y} + b_i \frac{\partial E n_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (D_i + \epsilon) \frac{\partial n_i}{\partial y} \quad (3.23)$$

$$u \frac{\partial n_e}{\partial x} + v \frac{\partial n_e}{\partial y} - b_e \frac{\partial E n_e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (D_e + \epsilon) \frac{\partial n_e}{\partial y} \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e); \quad D = b \frac{kT}{e} \quad (3.25)$$

Граничные условия для решения этих уравнений имеют вид

$$\begin{aligned} x = 0, 0 < y < \infty: n_e = n_i = n_* \\ y = 0, x > 0: n_e = n_i = 0; y = \infty, x > 0: n_e = n_i = n_*, E = E^0(x) \end{aligned} \quad (3.26)$$

Поля скорости и турбулентной вязкости находятся по методике [11], распределение $E^0(x)$ – по формулам (3.20) и (3.16) (при $k = 1$).

Коэффициенты диффузии электронов и ионов рассчитываются по формулам

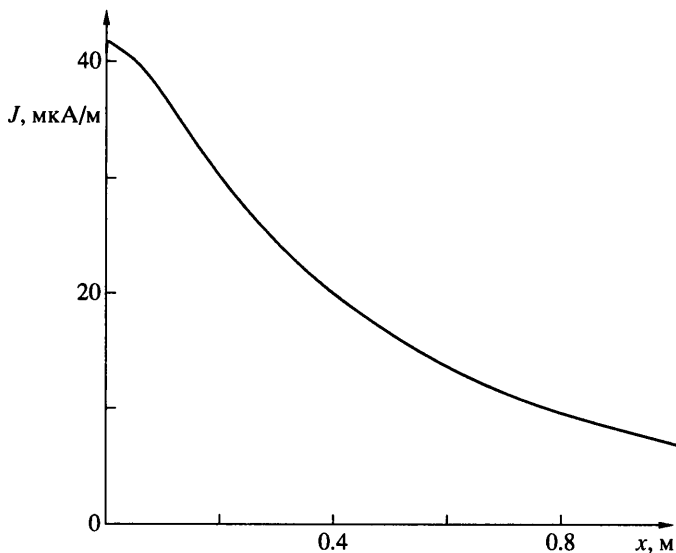
$$D_\beta = D_{\beta 0} (T/300)^{1.5} p_0 / p \quad \beta = i, e$$

При записи граничных условий (3.26) было предположено, что начальная толщина электрического диффузионного пограничного слоя равна нулю. Значения концентраций n_e, n_i на границе пограничного слоя, вообще говоря, отличаются от n_* . Но так как изменения n_e и n_i в пограничном слое конечны, а основные характеристики пограничного слоя зависят от n_e и n_i при $y = \infty$, то учет возмущений концентраций на границе пограничного слоя излишен.

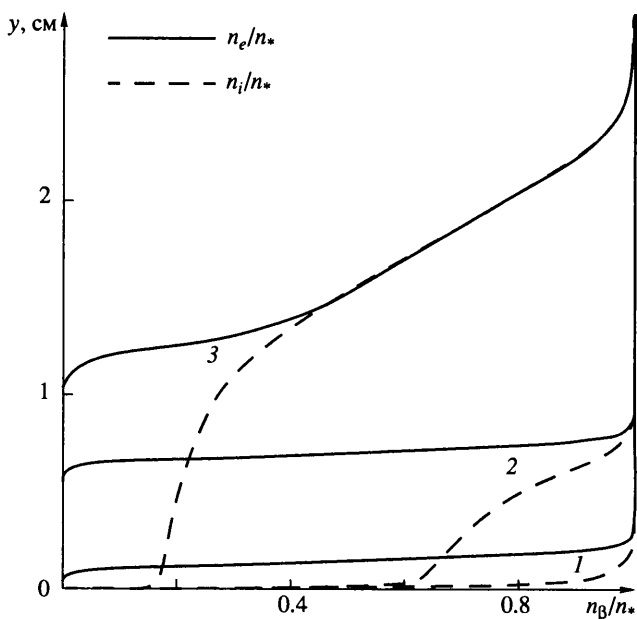
Расчет газодинамического пограничного слоя и развивающегося на его фоне электрического диффузионного пограничного слоя были проведены при $u_* = 100$ м/с, $n_* = 10^8$ см⁻³, $D_{i0} = 7.71 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $D_{e0} = 10^3 D_{i0}$, температуре газа, равной 2000 К, $p = 2$ атм, $J_0 = 40$ мкА, $h = 0.5$ м, $\epsilon_\infty / \nu = 10$, где ϵ_∞ – турбулентная вязкость на границе пограничного слоя, ν – коэффициент кинематической вязкости воздуха.

На фиг. 1 показано распределение суммарного (включая ядро потока и пограничный слой) продольного тока выноса по длине канала. Из графика следует, что на длине 1 м ток уменьшается более чем в 5 раз. Учитывая, что в реальных авиационных двигателях длина тракта за сечением форсажа значительно превосходит взятую в расчетах величину, данный результат объясняет практически полное исчезновение тока выноса на форсажном режиме.

На фиг. 2 приведены распределения концентраций заряженных частиц в различных сечениях пограничного слоя. Толщина заряженного слоя сначала возрастает благо-



Фиг. 1. Распределение продольного электрического тока по длине канала

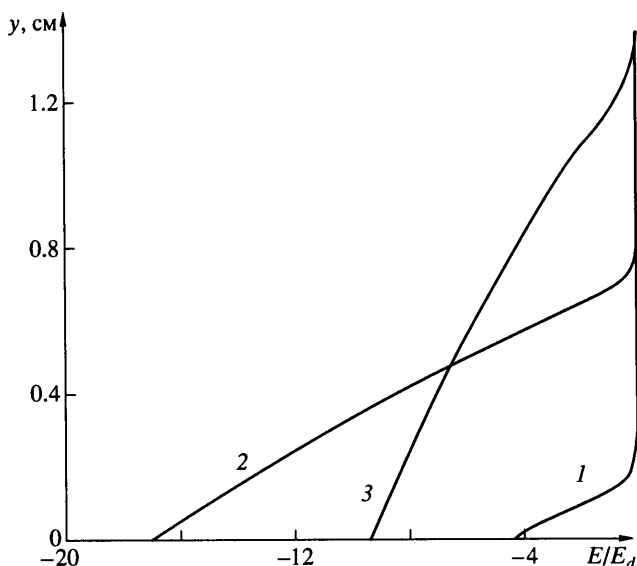


Фиг. 2. Распределения концентраций заряженных частиц ($\beta = e, i$) в сечениях пограничного слоя при $x = 1$ см, 10 см, 1 м (кривые 1–3)

даря перетеканию заряда из ядра потока в пограничный слой, затем уменьшается из-за диффузии ионов на стенку.

На фиг. 3 приведены распределения электрического поля в тех же сечениях, что и на фиг. 2. Максимальная по модулю величина электрического поля изменяется по сечениям так же, как толщина пограничного слоя.

Приведенные расчеты подтверждают изложенное в разд. 1 качественное объяснение экспериментально наблюдаемых электрических эффектов, возникающих при переходе авиационного реактивного двигателя на форсажный режим.



Фиг. 3. Распределения собственного электрического поля в сечениях пограничного слоя при $x = 1$ см, 10 см, 1 м (кривые 1–3)

Заключение. Качественно рассмотрена последовательность следующих эффектов в тракте авиационного двигателя. Наличие в газе за камерой сгорания электронов и положительных ионов, возникших вследствие хемоионизационных процессов. Развитие электрических диффузионных пограничных слоев на поверхностях внутренних элементов двигателя (лопаток турбины) и стекание с них в газ положительных электрических токов, формирующих суммарный ток двигательной электризации. "Прилипание" электронов к нейтральным молекулам при уменьшении температуры газа по тракту двигателя и образование отрицательных ионов. "Отлипание" электронов от отрицательных ионов на форсажном режиме вследствие повышения температуры, в результате чего носителями заряда становятся положительные ионы и свободные, обладающие высокой подвижностью электроны. Замыкание внутренних токов электризации элементов двигателя на стенки канала и тем самым исчезновение электризации двигателя. Рассмотрены процессы в ядре потока и электрическом диффузионном пограничном слое на стенках канала, через который происходит замыкание сформировавшегося до форсажной камеры продольного электрического тока.

Сформулирована и решена задача о структуре электрического поля и токов в канале, моделирующем форсажную камеру.

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. и др.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
3. *Couch R.P.* Detecting abnormal turbine engine deterioration using electrostatic methods // AIAA paper. 1978. № 1473. 17 p.
4. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А. и др.* Проблема бесконтактной электростатической диагностики состояния авиационных двигателей. Теоретическое и лабораторное моделирование // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 83–95.
5. *Лаутон Дж., Вайнберг Ф.* Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 294 с.

6. *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.
7. *Улыбышев К.Е.* Электрическая структура фронта горения однородной метановоздушной смеси // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 1. С. 3–7.
8. *Улыбышев К.Е.* Расчет влияния постоянного электрического поля на газодинамику и эмиссию окислов азота в ламинарном диффузионном пламени // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 1. С. 48–53.
9. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е.* Модель формирования электрического тока выноса в каналах авиационных реактивных двигателей // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 139–148.
10. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е.* Диффузионные и электрические процессы в турбулентном пограничном слое и в окрестности критической точки обтекаемого тела // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 3. С. 102–110.
11. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е., Холщевникова Е.К. и др.* Электрические диффузионные процессы на высокотемпературной турбинной лопатке и ее вклад в ток выноса из авиационного двигателя // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40. № 3.
12. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А. и др.* Лабораторное моделирование возникновения электрических токов выноса из реактивного авиационного двигателя // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 2. С. 49–56.

Москва

Поступила в редакцию
12.И.2002