

УДК 538.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУИ ЗА ИСТОЧНИКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. Б. ВАТАЖИН, В. А. ЛИХТЕР, В. И. ШУЛЬГИН

(Москва)

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование затопленной струи, выходящей из источника заряженных частиц (коронирующей системы). Установлены простейшие законы подобия для распределения электрических параметров в униполярно заряженной струе газа в случае заземленного и изолированного источника.

Показано, что ток выноса из заземленного источника и плавающий потенциал, до которого заряжается изолированная система, существенно зависят от окружающих условий. Экспериментально исследованы способы уменьшения плавающего потенциала. При помощи зондовой методики измерены распределения локальных электрических параметров в струе.

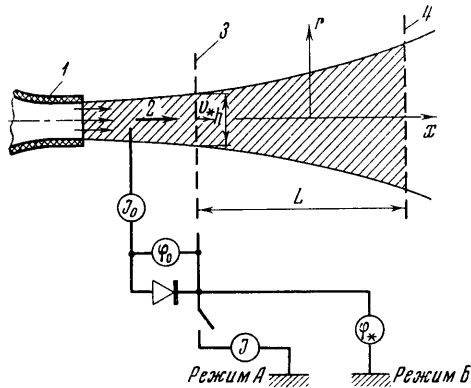
Распространение вязких униполярно заряженных струй и явление образования электрического ветра соответственно изучалось в работах [1, 2] и [2-5].

Особенности рассмотренных ниже течений состояли в их организации (обдуве коронирующей системы струей незаряженного газа), отсутствии ограничивающих поток стенок, слабом влиянии электростатических сил на движение газа. Созданная установка позволяла моделировать процессы накопления электрического заряда на теле вследствие истечения реактивной струи.

1. Экспериментальная установка. Исследование процессов в струе газа, содержащей униполярно заряженные частицы, проводилось на установке, схема которой показана на фиг. 1. Истечение воздуха из сопла 1

диаметром 20 мм создавало свободную струю, распространяющуюся в неподвижной окружающей среде. Введение униполярных ионов в газовый поток осуществлялось путем обдува струей воздуха коронирующего устройства. Коронный разряд поддерживался между двумя электродами — иглой 2, находящейся под высоким положительным потенциалом φ_0 , и плоской молибденовой сеткой 3 прозрачностью 0,9, которая в большинстве экспериментов имела потенциал земли ($\varphi = 0$). На расстоянии L от сетки 3 устанавливалась вторая сетка 4 прозрачностью 0,95, которая либо заземлялась, либо находилась под плавающим потенциалом, а в некоторых экспериментах вообще отсутствовала. Наружный диаметр сеток 3 и 4 значительно превышал диаметр струи в соответствующих сечениях, что давало возможность пренебрегать эффектами в краевых зонах сеток и считать, что изучаемые процессы характеризуются симметрией относительно оси струи.

Расстояние между срезом сопла и сеткой 3 составляло 72 мм, а между иглой 2 и сеткой 3 — 27 мм. Устойчивый коронный разряд существовал при $\varphi_0 > \varphi_{0*} = 5$ кВ. Пробой начинался при $\varphi_0 \geq 20$ кВ, поэтому характерное рабочее напряжение выбиралось равным 10 кВ.



Фиг. 1

Плотность объемного электрического заряда q в струе убывала при увеличении расстояния r от ее оси, причем зона электрического заряда (где $q \neq 0$) была шире газодинамической струи.

Изучение электрогазодинамических процессов проводилось в области $x > 0$ за первой сеткой в двух различных режимах: в режиме заземленного источника (режим A), когда сетка Z имела потенциал земли, и в режиме изолированного источника (режим B), когда модель (источник питания, игла и сетка Z) находилась под плавающим относительно земли потенциалом. Сопротивление изолированного источника относительно земли составляло 10^{11} ом, т. е. при плавающем потенциале системы $\varphi_* = 10$ кэ токи утечки не превышали 10^{-7} а.

Измерялись поле скоростей в струе, интегральные электрические величины (ток J_0 и напряжение φ_0 в системе коронного разряда, потенциал φ_* в режиме B , суммарный выносимый струей ток J в режиме A) и локальные электрические параметры $q(r, x)$ и $\varphi(r, x)$ в области $x > 0$. Величины q и φ определялись по показаниям сферического зонда малого диаметра. Обоснование использованной зондовой методики дано в п. 3.

2. Система уравнений. Скорость u_0 на выходе из сопла 1 варьировалась от 40 до 160 м/сек. Соответствующие числа Рейнольдса, рассчитанные по диаметру сопла, изменялись от $5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$. При этих условиях течение можно рассматривать как распространение турбулентной струи в неподвижной окружающей среде.

В большей части исследуемой зоны $x > 0$ профили скорости были подобны (основной участок струи).

Находясь в струе газа сетки и элементы коронирующей системы (как при $\varphi_0 = 0$, так и при $\varphi_0 \neq 0$) в пределах точности измерений не искажают газодинамическую картину течения. Этот экспериментальный результат подтверждается простейшими оценками. Действительно, при характерных значениях параметров $u_0 = 10^4$ см/сек, $q = 0.48 \div 0.048$ ед. CGSE, $\varphi = 10$ кэ, $b = 1$ см²/в сек, $\rho = 1.225 \cdot 10^{-3}$ г/см³, где ρ — плотность газа, b — подвижность заряженных частиц, безразмерный параметр электрогазодинамического взаимодействия $q\varphi/\rho u_0^2$ оказывается на несколько порядков меньше единицы. Таким образом, можно считать, что поля газодинамических параметров известны и находятся путем исследования обычных газодинамических течений.

При исследовании униполярно заряженных затопленных газодинамических струй можно также не учитывать диффузию заряженных частиц. Это является следствием достаточно больших электрических чисел Пекле $Pe = u_0 h / D$ ($Pe = 2 \cdot 10^5$ при $u_0 = 10^4$ см, $h = 2$ см и коэффициенте диффузии $D = 0.1$ см²/сек) и отсутствия ограничивающих поток непроводящих стенок.

На основании проведенных оценок система уравнений, описывающая распределение электрических параметров в области $x > 0$, имеет следующий вид:

$$\mathbf{j} = q(\mathbf{v} + b\mathbf{E}), \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad \text{div } \mathbf{E} = 4\pi\epsilon^{-1}q, \quad \text{div } \mathbf{j} = 0 \quad (2.1)$$

Здесь \mathbf{v} , \mathbf{E} и \mathbf{j} — векторы скорости, напряженности электрического поля и плотности электрического тока, ϵ — диэлектрическая проницаемость, которая считается постоянной величиной. Первое соотношение в (2.1) представляет собой закон Ома.

В предположении, что $b = \text{const}$, из (2.1) находим уравнения

$$q(\text{div } \mathbf{v} + 4\pi\epsilon^{-1}bq) + (\mathbf{v} - b\nabla\varphi) \nabla q = 0, \quad \Delta\varphi = -4\pi\epsilon^{-1}q \quad (2.2)$$

Система уравнений (2.2) эллиптическая по φ и гиперболическая по q . Для ее решения в области $0 < x < L$, $r > 0$ должны быть заданы усло-

вия для потенциала в сечениях $x = 0$ и $x = L$, асимптотические условия при $r \rightarrow \infty$ и условие для q при $x = 0$. (Если сетка 4 отсутствует и необходимо построить решение в области $x > 0$, $r > 0$, то должны быть сформулированы условия при $x \rightarrow \infty$.) Разумеется, в сечениях $x = 0$ и $x = L$ могут быть заданы и комбинации величин φ , q или их производных. Однако число таких условий должно быть равно трем.

Основная особенность изучаемого течения состоит в том, что граничное условие для q при $x = 0$ в общем случае неизвестно. Оно определяется условиями работы коронирующей системы при ее обдуве газом. Таким образом, строго говоря, необходимо исследовать течение во всей области движения, начиная от выхода газовой струи из сопла. К сожалению, система уравнений, описывающая течение газа между коронирующими электродами, гораздо сложнее, чем система (2.2), так как она должна учитывать наличие приэлектродных эффектов и содержать целый ряд дополнительных физических параметров.

Поэтому ниже рассматривается только система (2.2). Влияние же процессов в коронирующей системе приближенно учитывается через эффективное граничное условие в сечении $x = 0$.

3. Зондовая методика. Измерения потенциала φ и заряда q в положительно заряженной струе газа, а также вне ее проводились при помощи сферического зонда малого радиуса, который вводился в исследуемую точку C пространства и подключался либо к статическому вольтметру (тогда измерялся потенциал зонда φ_{\sim}), либо заземлялся через амперметр (тогда измерялся ток J_{\sim} на заземленный зонд). Величины φ_{\sim} и J_{\sim} в ряде случаев могут позволить определить потенциал φ_C и плотность объемного электрического заряда q_C в точке C . Для этого должна быть решена задача об обтекании сферы заряженным потоком газа при граничных условиях, соответствующих двум указанным электрическим режимам.

Однако при некоторых упрощающих предположениях определение величин φ_C и q_C при помощи измеренных параметров φ_{\sim} и J_{\sim} не вызывает затруднений. Эти допущения заключаются в следующем: а) размеры зонда радиуса a намного меньше характерной длины изменения электрических параметров в потоке, б) разность потенциалов на контакте зонд — заряженный поток мала по сравнению с величиной φ_C , в) разность потенциалов $\delta\varphi$, которая обусловлена зарядом q , сосредоточенным в области с размером порядка радиуса зонда, мала по сравнению с φ_C .

Последнее предположение достаточно хорошо выполнялось в проведенных экспериментах. Действительно, $\delta\varphi$ по порядку величины на основании второго уравнения в (2.2) равна $4\pi q_C a^2 / \epsilon$, а ее отношение к φ_C представляет собой безразмерный параметр $\Pi = 4\pi q_C a^2 / \epsilon \varphi_C$. Если $a = 0.5$ см, $q_C = 0.48$ ед. CGSE (что при однократной ионизации частиц соответствует их концентрации 10^9 см⁻³), $\epsilon = 1$, $\varphi_C = 5$ кВ, то $\Pi = 0.87 \cdot 10^{-4}$. При меньшей концентрации заряженных частиц и большем потенциале в исследуемой точке пространства предположение в) будет выполняться с большим запасом. Однако если величина φ_C невелика, а объемный электрический заряд не мал, то параметр Π может превышать единицу. С другой стороны, то обстоятельство, что в рассматриваемом выше примере $\delta\varphi \ll \varphi_C$ несмотря на то, что потенциал φ_C также обусловлен объемным электрическим зарядом, связано с тем, что при вычислении φ_C необходимо учитывать электрический заряд во всей области $0 < x < L$, в то время как при оценке $\delta\varphi$ надо рассматривать заряд в меньшей области радиуса a .

Согласно первым двум предположениям, плавающий потенциал зонда (при подключении его к статическому вольтметру) совпадает с потенциалом в исследуемой точке: $\varphi_{\sim} = \varphi_C$.

Определим теперь ток J_{\sim} на заземленный зонд, установленный в точке C . Распределение потенциала в окружающем зонд пространстве $r > a$ (r — расстояние по радиусу, отсчитываемое от точки C) находится из уравнения

$$\Delta\varphi = 0, \quad \varphi = 0 \quad \text{при } r = a, \quad \varphi = \varphi_C \quad \text{при } r \rightarrow \infty \quad (3.1)$$

Решение уравнения (2.3) имеет вид

$$\varphi = \varphi_C (1 - a/r) \quad (3.2)$$

Величина J_{\sim} согласно закону Ома и решению (3.2) определяется формулой

$$J_{\sim} = -\oint j_r d\Sigma = -\oint q \left(v_r - b \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right) d\Sigma = \frac{b\varphi_C}{a} \oint q d\Sigma \quad (3.3)$$

В выражениях (3.3), где интегрирование проводится по поверхности зонда, учтено, что $v_r = 0$ при $r = a$.

В рассматриваемом приближении $q = q_c$ при $r = a$. В самом деле, применяя операцию div к закону Ома, предполагая, что $\text{div } \mathbf{v} = 0$, и учитывая допущение в), а также формулу (3.2), получаем следующее уравнение для определения q в области $r > a$:

$$\mathbf{W} \nabla q = 0, \quad q = q_c \quad \text{при } r \rightarrow \infty \quad (\mathbf{W} = \mathbf{v} - ba\varphi_c r^{-2} \mathbf{e}_r) \quad (3.4)$$

Как следует из (3.4), величина q остается постоянной вдоль линий векторного поля \mathbf{W} (являющихся траекториями заряженных частиц). Предполагая, что в каждую точку поверхности Σ зонда приходит соответствующая линия вектора \mathbf{W} , найдем, что величина q на Σ будет равняться q_c . При этих условиях из (3.3) получаем

$$J_{\sim} = 4\pi b a \varphi_c q_c, \quad q_c = \frac{J_{\sim}}{4\pi b a \varphi_{\sim}} \quad (3.5)$$

Таким образом, измерения тока J_{\sim} на заземленный зонд и плавающего потенциала $\varphi_{\sim} = \varphi_c$ позволяют на основании формулы (3.5) определить объемный электрический заряд.

4. Режим заземленного источника. Рассмотрим истечение осесимметричной электрогазодинамической струи при условии, что сетки 3 и 4 (см. фиг. 1) находятся под потенциалом земли. Так как в пространстве $0 < x < L$ течение представляет собой затопленную струю, то поле газодинамической скорости \mathbf{v} полностью определяется двумя размерными константами — скоростью v_* на оси струи в сечении $x = 0$ и диаметром h струи в том же сечении. Условия работы коронирующей системы можно учесть через распределение заряда q в плоскости $x = 0$.

Таким образом, граничные условия для решения системы (2.2) имеют следующий вид:

$$\varphi = 0, \quad x = 0, \quad x = L; \quad \varphi \rightarrow 0, \quad r \rightarrow \infty; \quad q = q_* \mu(r/h), \quad x = 0 \quad (4.1)$$

Здесь q_* — характерная плотность электрического заряда при $x = 0$, $\mu(r/h)$ — безразмерная функция.

Перейдем к безразмерным переменным по формулам

$$\varphi = \frac{v_* h}{b} \Phi, \quad q = \frac{\epsilon v_*}{4\pi b h} Q, \quad \mathbf{v} = v_* \mathbf{U}, \quad x = h \xi, \quad r = h \eta \quad (4.2)$$

Тогда система уравнений (2.2) и (4.1) запишется

$$\begin{aligned} (\mathbf{U} - \nabla \Phi) \nabla Q + Q(\text{div } \mathbf{U} + Q) &= 0, \quad \Delta \Phi = -Q \\ \Phi &= 0 \quad \text{при } \xi = 0, \quad \xi = l; \quad \Phi \rightarrow 0 \quad \text{при } \eta \rightarrow \infty, \\ Q &= \alpha^{-1} \mu(\eta) \quad \text{при } \xi = 0 \quad \left(\alpha = \frac{\epsilon v_*}{4\pi q_* b h}, \quad l = \frac{L}{h} \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Операции дифференцирования в системе (4.3) проводятся по переменным ξ, η .

Закон Ома в безразмерных переменных приобретает вид

$$\mathbf{i} = Q(\mathbf{U} - \nabla \Phi), \quad \mathbf{j} = \frac{\epsilon v_*^2}{4\pi b h} \mathbf{i} \quad (4.4)$$

Таким образом, решение системы уравнений (4.3) зависит от безразмерных параметров α, l и безразмерных констант, входящих в зависимости $\mu(\eta)$ и $\mathbf{U}(\xi, \eta)$. Следовательно, распределения электрических параметров φ, q и \mathbf{j} на основании (4.2) и (4.3) могут быть представлены в следующем виде:

$$\varphi = \frac{v_* h}{b} \Phi(\xi, \eta; \alpha, l), \quad q = \frac{\varepsilon v_*}{4\pi b h} Q(\xi, \eta; \alpha, l) \quad (4.5)$$

$$j = \frac{\varepsilon v_*^2}{4\pi b h} i(\xi, \eta; \alpha, l), \quad J = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} j_x(0, r) r dr = \frac{\varepsilon v_*^2 h}{4\pi b} I(\alpha, l)$$

Здесь J — суммарный электрический ток, уносимый из модели за счет кинетической энергии газодинамической струи.

Обратим внимание, что режим работы коронирующего устройства характеризуется параметром α и видом функции $\mu(\eta)$. Многообразие конструкций эмиттирующих систем и особенности их работы, по всей видимости, могут быть учтены при помощи задания различных функций $\mu(\eta)$.

Существенная особенность изучаемых электрогазодинамических течений состоит в том, что потенциал и плотность заряженных частиц оказываются прямо пропорциональными скорости истечения газа, а плотность электрического тока — прямо пропорциональной квадрату скорости.

Остановимся теперь на закономерностях распространения электрогазодинамических струй при достаточно большой разности потенциалов φ_0 между иглой 2 и сеткой 3. Увеличение φ_0 при $v_* = \text{const}$ должно приводить к возрастанию тока выноса J . Однако это возрастание не может быть неограниченным, так как существует некоторая величина J_{max} , при достижении которой электрическое поле при $x = 0$ становится столь значительным, что скорость газа v и направленная против движения скорость дрейфа bE в сечении $x = 0$ уравниваются одна другой. Этот режим характеризуется бесконечно большой плотностью электрического заряда в плоскости сетки 3, при которой параметр α обращается в нуль¹.

Законы подобия (4.5) в таком режиме (который может быть назван режимом «насыщения») приобретают вид

$$\varphi = \frac{v_* h}{b} \Phi^{\circ}(\xi, \eta; l), \quad q = \frac{\varepsilon v_*}{4\pi b h} Q^{\circ}(\xi, \eta; l) \quad (4.6)$$

$$j = \frac{\varepsilon v_*^2}{4\pi b h} i^{\circ}(\xi, \eta; l), \quad J = \frac{\varepsilon v_*^2 h}{4\pi b} I^{\circ}(l)$$

Функции с верхним индексом $^{\circ}$ соответствуют безразмерным функциям в (4.5), если в последних положить $\alpha = 0$.

В том случае, когда сетка 4 отсутствует, необходимо рассматривать систему (2.2) в области $x > 0$, выдвигая граничное условие $\varphi \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$. Это соответствует предположению, что на бесконечности имеется «сток» электрических зарядов, накоротко соединенный с сеткой 3. В условиях же эксперимента происходило замыкание выносимого электрического тока через землю, так что система сетка 3 — струя — земля — сетка 3 представляла собой замкнутую электрическую цепь (см. фиг. 1). Ток выноса при отсутствии сетки 4 будем характеризовать безразмерной величиной $I^{\circ}(\infty)$.

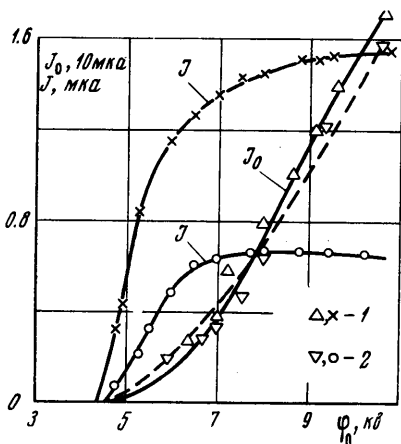
Проведенное экспериментальное исследование электрогазодинамического течения в режиме А имело целью проверить установленные выше простейшие законы подобия и получить информацию о распределении локальных электрических параметров.

Приведем некоторые экспериментальные результаты.

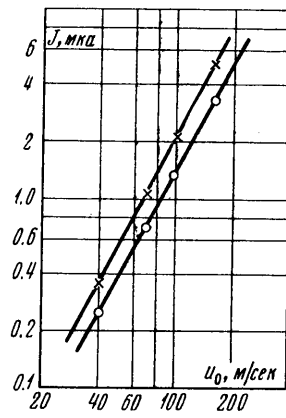
На фиг. 2 представлена зависимость тока разряда J_0 и тока выноса J от потенциала коронного разряда φ_0 при наличии сетки 4 (точки 1) и без нее (точки 2). Ве-

¹ Рассматриваемое условие неоднократно использовалось при анализе электрогазодинамических устройств.

личина L и скорость газа u_0 на срезе сопла равнялись 18 см и 95 м/сек. Ток эмиссии иглы резко возрастает при увеличении ϕ_0 и практически не зависит от условий вниз по потоку от сетки 3. Полученная вольт-амперная характеристика довольно хорошо описывается зависимостью $J_0 = k\phi_0(\phi_0 - \phi_{0*})$, где ϕ_{0*} — начальный потенциал разряда, $k = \text{const}$, которая представляет собой так называемую «редуцированную характеристику» [6]. Заметим, что величина J_0 пропорциональна скорости образования заряженных частиц в объеме источника [7]. Если зависимость J_0 от ϕ_0 характеризуется непрерывным возрастанием во всем диапазоне ϕ_0 , то величина J



Фиг. 2



Фиг. 3

резко возрастает при $\phi \approx \phi_{0*}$, а затем практически перестает зависеть от ϕ_0 . Это означает, что ток выноса достиг своего предельного значения, которое не зависит от скорости образования заряженных частиц. Таким образом, эксперименты подтвердили существование режима насыщения, который характеризуется условиями $q_* = \infty$, $\alpha = 0$ и законами подобия (4.6). Величина J существенно зависит от граничных условий, что в формулах (4.6) учитывается зависимостью $I^\circ(l)$. Согласно экспериментальным данным, $I^\circ(l) > I^\circ(\infty)$, что объясняется меньшей эффективной величиной потенциала в области $x > 0$ при наличии сетки 4.

Зависимость тока выноса J от квадрата скорости истечения струи показана на фиг. 3. Экспериментальные результаты получены при потенциале коронного разряда 10 кВ, что соответствует области насыщения. Верхняя кривая соответствует случаю $L = 18$ см, а нижняя — $l = \infty$. Приведенные данные находятся в хорошем соответствии с теоретическими представлениями.

Полученные выше экспериментальные результаты позволяют сделать следующий вывод. Существует мнение, что о величине заряда электрически изолированного аппарата, который зарядился вследствие выноса заряженных частиц газодинамической струей, можно судить по измерениям тока выноса J из того же аппарата в режиме А. То обстоятельство, что величина J в режиме А сильно зависит от окружающих условий — наличия проводящих поверхностей, их геометрии, близости к источнику и т. д. — выдвигает более жесткие требования к моделированию условий работы заземленного источника. Действительно, изменение условий замыкания тока за источником (в нашем случае — течения при наличии или отсутствии сетки 4) может неконтролируемым образом скрыть «потенциальные» возможности источника.

На фиг. 4 показаны результаты исследования структуры электрогазодинамического потока — распределения $\phi = \phi_{\sim}$ и тока на зонд J_{\sim} — полученные в сечении $x = 70$ мм (основной участок струи) при скорости потока на срезе сопла $u_0 = 95$ м/сек и потенциале $\phi_0 = 10$ кВ (режим насыщения) при помощи зонда диаметром 10 мм, укрепленного на диэлектрической державке диаметром 3 мм. Для сравнения на этой фигуре приведена эпюра скорости в том же сечении струи. Вне газодинамической струи, где $v = 0$, величины ϕ_{\sim} и J_{\sim} не обращаются в нуль, т. е. электрическая струя шире газодинамической. Это объясняется наличием в струе поперечного электрического поля, приводящего к дрейфу заряженных частиц в направлении r . Эпюра пространственного заряда q , также приведенная на фиг. 4, была построена при помощи формулы (3.5). Значение подвижности b принималось равным $3.5 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Величина плотности заряженных частиц на оси струи (в предположении их однократной ионизации) оказалась равной $1.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Поперечная координата r на графике отнесена к радиусу сопла $d/2 = 10$ мм.

Распределения электрических параметров по оси струи между сетками 3 и 4 показаны на фиг. 5, где представлены результаты измерений величин

$$\varphi = \varphi(x, 0), \quad q = q(x, 0), \quad E = -E_x(x, 0) \quad \text{при} \quad u_0 = 95 \text{ м/сек}, \quad \varphi_0 = 10 \text{ кв}$$

Изменение потенциала вдоль оси струи характеризуется наличием максимума, несколько смещенного к верхней по потоку сетке 3. Напряженность поля максимальна вблизи первой сетки и, начиная с $x/L > 0.4$, изменяется незначительно. Электрический ток $j_x(x, 0)$ определяется двумя составляющими:

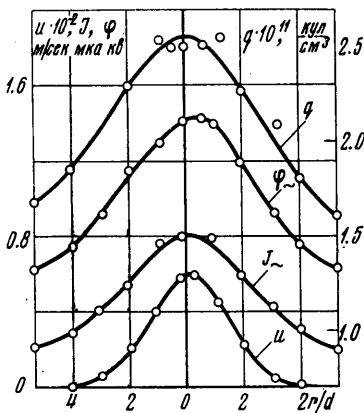
$$j_1 = q(x, 0)u(x, 0), \quad j_2 = q(x, 0)bE_x(x, 0)$$

Вблизи первой сетки компоненты j_1 и j_2 имеют одинаковый порядок величины, в то время как при удалении от источника основную роль играет составляющая j_1 . Заметим, что полученные экспериментально распределения φ , j_x , q и E_x вдоль оси струи оказались в хорошем качественном соответствии с результатами расчетов по одномерной теории¹.

Были также проведены измерения локальных электрических характеристик при различных скоростях истечения газа, которые с большой степенью точности подтвердили законы подобия (4.6).

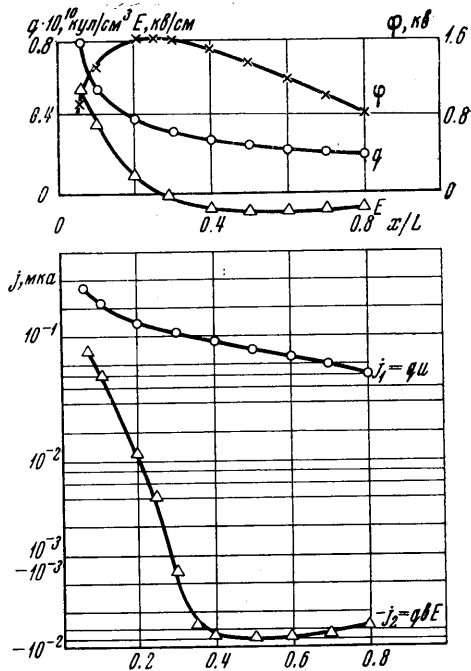
При обработке экспериментальных данных осуществлялся контроль за точностью зондовой методики. Он проводился, исходя из требования равенства суммарного осевого электрического тока в произвольных сечениях $x = \text{const}$, $0 < r < \infty$. Распределения электрических параметров в поперечных сечениях канала были проанализированы традиционным для струйных газодинамических течений способом: исследуемая характеристика (например, q) относилась к ее значению при $r = 0$ и рассматривалась как функция безразмерной координаты r/r^0 , где r^0 — значение r , при котором $q = 1/2q(x, 0)$. Полученные данные позволяют сделать вывод об определенном подобии профилей электрических параметров на основном участке газодинамической струи.

5. Режим изолированного источника
 Стационарный режим работы изолированного источника заряженных частиц характеризуется тем, что суммарный выходящий из источника ток был равен нулю



Фиг. 4

($J = 0$). В этом случае источник обладает некоторым потенциалом относительно окружающего пространства (плавающим потенциалом φ_*). Если потенциал окружающего пространства принять равным нулю, то $\varphi_* < 0$, если из источника выходят положительно заряженные частицы (как в проведенных экспериментах), и $\varphi_* > 0$, если выходящие частицы



Фиг. 5

¹ Исследование течения в одномерном приближении проведено В. И. Грабовским.

заряжены отрицательно. Источник заряжается до потенциала φ_* за время T переходного режима, в течение которого $J \neq 0$, а в окружающем пространстве формируется распределение потенциала, в конечном итоге обеспечивающее выполнение условия $J = 0$.

Рассмотрим математическую сторону задачи в рамках идеализированной схемы. Пусть источник заряженных частиц занимает некоторый объем V , ограниченный поверхностью Σ , потенциал которой постоянен. Предположим, что в объеме V расположены массовые источники нейтрального газа, выходящего через поверхность Σ и увлекающего за собой заряженные частицы (фиг. 6). Будем считать, что поле скорости v в окружающем пространстве D не зависит от электростатических сил и находится из системы уравнений газовой динамики (см. п. 2). Тогда стационарные распределения q и φ в области D должны удовлетворять системе уравнений (2.1) (или (2.2)) и следующим граничным условиям:

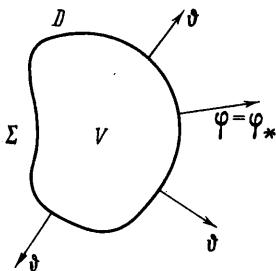
$$\varphi(P) \rightarrow 0 \text{ при } P \rightarrow \infty; \quad J = \oint_{\Sigma} j_n d\Sigma = 0, \quad \varphi = \varphi_* = \text{const при } P \in \Sigma \quad (5.1)$$

$$f(q, \varphi, \dots) = 0 \text{ при } P \in \Sigma$$

Здесь P — произвольная точка области $D + \Sigma$. Соотношение $J = 0$ представляет собой необходимое условие реализации стационарного режима работы изолированного источника. Последнее выражение (5.1) — условная запись граничного условия на поверхности Σ , которое должно отражать особенности работы источника заряженных частиц.

В результате решения задачи должна быть определена величина φ_* .

В общем случае поверхность Σ может быть разделена на участки Σ' , через которые происходит истечение газа, и остальные участки, на которых $v_n = 0$. В свою очередь на участках поверхности Σ' можно выделить подобласти Σ'' , где $j_n \geq 0$, т. е. происходит вынос электрических зарядов в область D . Тогда на участках $\Sigma - \Sigma''$ должно выполняться условие $j_n \leq 0$, так как суммарный электрический ток через поверхность Σ равен нулю. Расположение подобластей Σ'' должно, конечно, определяться в результате решения задачи.



Фиг. 6

Граничное условие $f(q, \varphi, \dots) = 0$ в силу гиперболичности (по q) первого уравнения в системе (2.2) должно задаваться только на участках Σ'' . Величина q на поверхности $\Sigma - \Sigma''$ находится в результате исследования.

Пусть распределение скорости представляется в виде $v = u_0 U$, где u_0 — характерная скорость на выходе из источника, а функция U содержит безразмерные геометрические и другие постоянные, которые характеризуют рассматриваемый класс газодинамического течения в области D .

Получим законы подобия для того случая, когда функция f не содержит размерных констант, которые отличались бы от u_0 , b и характерных геометрических размеров тела. На основании теории подобия и размерностей [8] легко показать, что

$$\varphi_* = u_0 h b^{-1} F^\circ(\Gamma) \quad (5.2)$$

Здесь h — один из характерных размеров тела, Γ — совокупность безразмерных геометрических и других факторов, которые определяют геометрию тела и входят в функцию U . Естественно, что величина F° должна также зависеть от конструктивных особенностей функции f .

В качестве указанных граничных условий может быть использовано следующее соотношение:

$$v_n - b \frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0 \quad \text{на} \quad \Gamma'' \quad (5.3)$$

Оно показывает, что на участках границы, где $j_n > 0$, плотность объемного электрического заряда стремится к бесконечности.

Предположим, что течение газа в области D является потенциальным ($\mathbf{v} = \nabla \psi$) и на поверхности Σ касательная составляющая скорости равна нулю. Тогда можно построить решение указанной системы уравнений в области D при условии, что (5.3) выполняется на всей поверхности Σ . Оно имеет вид

$$\varphi = \frac{1}{b}(\psi - \psi_\infty), \quad q = -\frac{\varepsilon \operatorname{div} \mathbf{v}}{4\pi b}, \quad \varphi_* = \frac{\psi_w - \psi_\infty}{b} = -\frac{1}{b} \int_l v_l dt \quad (5.4)$$

($\psi_\infty = \psi(P)$ при $P \rightarrow \infty$, $\psi_w = \psi(P)$ при $P \in \Sigma$)

Здесь l — линия тока, начинающаяся на теле и уходящая в бесконечность.

В качестве примера использования формул (5.4) рассмотрим истечение несжимаемой жидкости из сферического источника радиуса a . Получаем

$$v_r = \frac{G}{4\pi r^2}, \quad \varphi = \frac{a\varphi_*}{r}, \quad q = 0, \quad \varphi_* = -\frac{u_0 a}{b}. \quad (5.5)$$

Здесь G — объемный расход жидкости через поверхность сферы, $u_0 = v_r(a)$, r — радиальная координата.

Согласно полученным формулам, объемная плотность электрического заряда в несжимаемой жидкости равна нулю. В этом случае заряд располагается на «бесконечности» в виде слоя «поверхностного» заряда. Образование такого слоя становится понятным, если рассмотреть аналогичную задачу для области D , заключенной между сферическим источником $r = a$ и сферой $r = R$ ($R > a$), потенциал которой полагается равным нулю. При $R \rightarrow \infty$ эта сфера «моделирует» бесконечно удаленную область пространства.

Заметим также, что сумма Σq объемного и поверхностного зарядов вне тела V определяется формулой

$$\Sigma q = \frac{e}{4\pi b} \int_\Sigma v_n d\Sigma \quad (5.6)$$

Особенностью построенных выше решений является выполнение тождества $\mathbf{j} \equiv 0$ в любой точке области $D + \Sigma$. Условие $J = 0$ в данном случае выполняется в силу того, что $j_n = 0$ в любой точке поверхности Σ . Выражение для плавающего потенциала, приведенное в (5.5), является частным случаем общей формулы (5.2), в которой надо положить $h = a$, $F = 1$.

Если же граничное условие (5.2) не удовлетворяет сформулированному выше условию, например содержит характерную величину объемного заряда q_* , то выражение для φ_* приобретает вид

$$\varphi_* = \frac{u_0 h}{b} F(\Gamma, \alpha), \quad \alpha = \frac{\varepsilon u_0}{4\pi q_* b h} \quad (5.7)$$

Таким образом, функция F становится зависящей от скорости истечения газа. Тем не менее имеются основания предполагать, что и в этом случае зависимость φ_* от u_0 будет в основном определяться линейным членом по u_0 , стоящим перед функцией F .

Рассмотрим теперь переходный нестационарный режим, в течение которого тело V теряет заряженные частицы и приобретает потенциал φ_* . Изменение по времени объемного заряда q_v тела описывается уравнением

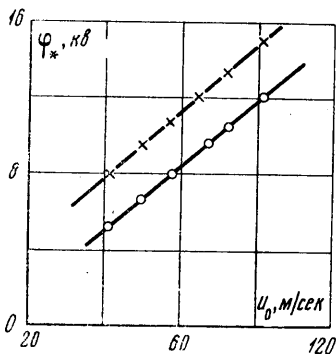
$$\frac{dq_v}{dt} = -J, \quad q_v = \int_V q dV, \quad J = \oint_\Sigma j_n d\Sigma \quad (5.8)$$

Чтобы определить характеристики переходного процесса, необходимо решить сложную нестационарную систему уравнений электрогидродинамики, используя граничное условие типа (5.2) на поверхности тела.

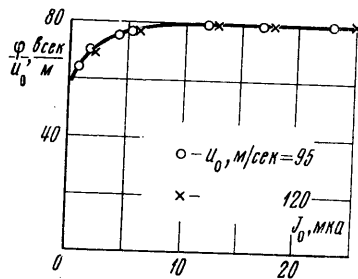
Ниже дана приближенная оценка порядка величины времени выхода на стационарный режим (времени релаксации T).

Получим приближенное выражение для J . Имеем

$$J \sim (j_n)_w \Sigma \sim \left[q \left(v_n - b \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) \right]_w \Sigma \sim q_w \left(v_{nw} + \frac{b \Phi_w}{d} \right) \Sigma \quad (5.9)$$



Фиг. 7



Фиг. 8

Здесь индекс w соответствует параметрам на поверхности Σ , $\Phi_w = \Phi_w(t)$ — текущее значение потенциала на Σ (при $t \rightarrow \infty$ имеем $\Phi_w \rightarrow \Phi_*$), q_w — объемная плотность заряда на поверхности источника (эта величина должна рассматриваться как заданная). Было предположено, что

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_w \sim [\Phi(\infty) - \Phi_w] / d = -\Phi_w / d$$

где d — некоторый эффективный характерный размер, который, вообще говоря, может зависеть от времени.

С другой стороны, $q_v = C \Phi_w$, где C — емкость тела.

Используя эту формулу и соотношения (5.8), (5.9), получаем уравнение

$$\frac{d\Phi_w}{dt} + \frac{b q_w \Sigma}{C d} \Phi_w = -\frac{q_w v_{nw} \Sigma}{C}, \quad \Phi(0) = 0 \quad (5.10)$$

Нетрудно убедиться, что предельное значение потенциала Φ_w и время T выхода на стационарный режим даются выражениями

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Phi_w = \Phi_* \sim -\frac{v_{nw} d}{b}, \quad T \sim \frac{C d}{b q_w \Sigma} \quad (5.11)$$

Принимая $C \sim h$, $d \sim h$, $\Sigma \sim h^2$, где h — характерный размер тела, найдем, что $T \sim (b q_w)^{-1}$.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в ряде случаев стационарное значение плавающего потенциала Φ_* изолированного источника не зависит от концентрации заряженных частиц на выходе из источника. Однако время переходного процесса обратно пропорционально величине q_w и в зависимости от величин параметров q_w и b может изменяться от долей секунды до нескольких часов.

Приведем теперь результаты экспериментального исследования работы изолированного источника.

Зависимость потенциала Φ_* показанного на фиг. 1 источника в режиме B от скорости u_0 потока на срезе сопла представлена на фиг. 7. Эксперименты проводились при разности потенциалов Φ_0 между иглой и сеткой β , равной 10 кВ. Верхняя

кривая соответствует измерениям при наличии заземленной сетки 4, нижняя — при отсутствии этой сетки. Данные экспериментов подтверждают справедливость указанных выше зависимостей типа (5.2) и (5.7). Более высокие значения Φ_* при установке сетки 4, по-видимому, объясняются большими токами выноса (а следовательно, и большим зарядом, накопленным источником) в течение переходного процесса.

Описанная выше модель характеризовалась простейшими граничными условиями (плоские сетки, ограничивающие область распространения электрогазодинамической струи). Для приближения граничных условий к реальным было проведено исследование модели 2, в которой отрицательный электрод коронирующего устройства представлял собой цилиндрическую обечайку длиной 35 мм и диаметром внутреннего канала 60 мм. В выходном сечении канала устанавливалась плоская сетка, расположенная там же, где и сетка 3 предыдущей модели.

Отношение Φ_*/u_0 для модели 2 в режиме В в зависимости от тока разряда J_0 показано на фиг. 8. Как видно, величина Φ_* определяется скоростью потока и в широком диапазоне не зависит от разрядного тока, т. е. концентрации частиц в источнике.

Заметим, что величина Φ_* должна сильно зависеть от наличия проводящих поверхностей в области распространения электрогазодинамической струи. Это объясняется наличием поперечного электрического поля E_{\perp} (вследствие объемного электрического заряда), которое способствует протеканию поперечного электрического тока на металлическую поверхность и тем самым уменьшает токи выноса в течение переходного процесса.

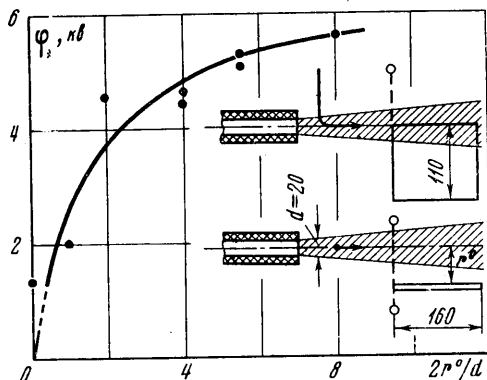
Для проверки влияния указанного эффекта была исследована модель 3, в которой за первой плоской сеткой устанавливалась, параллельно оси потока, металлическая пластина (фиг. 9). Пластина была электрически связана с сеткой 3, и ее потенциал был равен плавающему потенциалу всей системы. Зависимость плавающего потенциала модели от расстояния пластины до оси потока приведена на фиг. 9. Значение Φ_* без дополнительной пластины было равно 7 кВ. Приближение пластины к оси струи приводит к значительному уменьшению плавающего потенциала системы; в частности, при установке пластины на оси потока плавающий потенциал снижается в пять раз.

В заключение авторы благодарят Г. М. Бам-Зеликовича за полезные дискуссии.

Поступило 23 III 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Касьянов В. А., Ушаков В. В. К задаче о затопленной турбулентной струе в электродинамике. В сб. «Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики», 1964, вып. 1.
2. Ушаков В. В. Приближенное решение уравнений плоской ламинарной электрогидродинамической струи. В сб. «Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики», 1966, вып. 2.
3. Касьянов В. А. Об эффективности электроионного преобразования энергии в электрическом ветре. В сб. «Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики», 1964, вып. 1.
4. Christenson E. H., Moller P. S. Ion-neutral propulsion in atmospheric media. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 10.
5. Зыков В. Д. Элементы электродинамики униполярных газовых течений. Теплофизика высоких температур, 1969, № 6.
6. Капцов Н. А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
7. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
8. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике, гл. 1. М., «Наука», 1967.



Фиг. 9