

04;12

Ускорение многокомпонентной плазмы в прикатодной области вакуумной дуги

© И.А. Кринберг

Иркутский государственный университет,
664003 Иркутск, Россия
e-mail: krinberg@physdep.isu.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 16 января 2001 г.)

Получено общее решение задачи о стационарном сферическом расширении в вакуум многокомпонентной плазмы с током. Показано, что в вакуумно-дуговых разрядах основное ускорение материала катода происходит после его перехода в плазменную фазу (на расстояниях 1–300 μm от поверхности катода) под действием градиента электронного давления, поддерживаемого джоулевым нагревом. Установлено, что ионы разной зарядности двигаются с одинаковой гидродинамической скоростью, которая однозначно определяется массой и средним зарядом ионов и максимальным значением температуры электронов в прикатодной области.

Введение

Специфической особенностью электровакуумных разрядов являются быстрые фазовые переходы материала катода из твердого состояния в жидкое, газообразное и плазменное (внутри последнего следует еще различать плотную неидеальную, умеренно разряженную и бесстолкновительную плазму). При этом материал катода постепенно ускоряется из неподвижного состояния до скоростей порядка 10^6 cm/s, а плотность частиц падает от $N \cong 10^{23}$ до $\leq 10^{10}$ cm $^{-3}$ [1].

До настоящего времени дискутируется вопрос о механизме ускорения ионов. Существуют три точки зрения относительно области, где происходит основное ускорение: 1) в области очень плотной неидеальной плазмы или даже газа металлической плотности [2,3], 2) в области гидродинамического течения столкновительной идеальной плазмы [4–7], 3) в области бесстолкновительного движения частиц [8–10]. Естественно ожидать, что механизм ускорения ионов будет различным в разных интервалах плотности частиц. В первом случае предполагается, что основное ускорение происходит за счет энерговыделения в области гидродинамического и электромагнитного разрывов, формирующихся в процессе фазовых переходов веществ [2,3]. Во втором случае считается, что квазинейтральная плазменная струя ускоряется в целом под действием градиента давления, поддерживаемого джоулевым нагревом вследствие протекания тока [4–7]. В третьем случае полагается, что имеет место независимое ускорение ионов разного заряда [8–10] (на этапе бесстолкновительного движения плазмы) под действием направленного к аноду аномального электрического поля, которое может возникать в некоторой части межэлектродного промежутка вследствие возможного возникновения между анодом и катодом "горба" потенциала [8]. Поэтому скорость ионов с одинаковой массой m , но разной зарядностью Z_k равна $V_k \cong (2Z_k e \Delta \Phi / m)^{1/2}$, где $\Delta \Phi$ — разность потенциалов в области ускорения.

Так как измерения параметров плазмы на расстояниях микронного размера от катода не представляются возможными, то для экспериментальной оценки реальности различных механизмов можно ориентироваться лишь на результаты измерений вдали от катода. Как известно [1,11], в слаботочных ($I_{\text{arc}} < 300$ А) вакуумных дугах ионный состав и скорость ионов не зависят от длины l и геометрии межэлектродного промежутка при $l \geq 0.3$ –1 см, что дает верхнюю оценку протяженности области ускорения и ионизации катодного материала. Поэтому измерения скоростей ионов на расстояниях $r \geq 1$ см от катода могут быть использованы для проверки правильности теоретических представлений об ускорении ионов в прикатодной области. Следует заметить, что при большой силе тока ($I_{\text{arc}} > 300$ А) и его быстром росте возможно дополнительное ускорение ионов за пределами этой области [12,13] вследствие сжатия плазмы собственным магнитным полем.

Имеющиеся экспериментальные данные относительно скоростей ионов носят противоречивый характер, так как, во-первых, не совпадают абсолютные значения скоростей (для одинакового материала катода) и, во-вторых, обнаруживается [9,14] или не обнаруживается [15–17] рост ионных скоростей с возрастанием зарядности иона. Не до конца проясняют ситуацию и имеющиеся модельные расчеты для Cu катода [6], которые дают превышение на 10–15% в скорости ионов Cu^{2+} над скоростью Cu^+ , тогда как в [9,14] наблюдалось превышение в 25–30% для Cu^{2+} и 45–50% для Cu^+ , а в [15] зависимости скорости от зарядности для этих же ионов вообще не наблюдалось.

В данной работе развивается теория газодинамического ускорения многокомпонентной плазмы, позволяющая получить значения скоростей ионов различной зарядности для любых катодных материалов. Дается оценка преобладающего механизма ускорения ионов путем сопоставления наблюдаемой взаимосвязи параметров плазменной струи с выводами теории (без привлечения неизмеряемых непосредственно параметров).

Уравнения движения ионов

Как известно [1], в прикатодной области вакуумной дуги плазма существует в виде набора отдельных микро-струй, эмиттируемых из катодных микропятен (эмиссионных центров, токовых ячеек) размером $a \approx 1-3 \mu\text{m}$ и проводящих ток $I \approx 1-10 \text{ A}$. Процесс ускорения такой струи будем исследовать в одномерном приближении, которое, как показано в [18], хорошо согласуется с расчетом по двумерной модели для оси струи. Будем считать, что имеет место сферическое расширение плазмы внутри конуса с телесных углом Ω с поверхности сферы радиуса $r_0 \cong a$.

Рассмотрим многокомпонентную плазму, состоящую из электронов и нескольких сортов ионов с одинаковой массой m , но разной зарядностью Z_k . Уравнение движения ионов k -го сорта имеет вид:

$$mN_k \frac{d_k V_k}{dt} = -\frac{d(N_k T_+)}{dr} - Z_k e N_k \frac{d\Phi}{dr} + \sum_j R_{kj} + R_{ke}, \quad (1)$$

где N_k, V_k — концентрация и скорость ионов k -го сорта; T_+ — температура ионов, которую считаем одинаковой для всех сортов; Φ — электрический потенциал; r — расстояние от центра сферы; $d_k/dt = V_k d/dr$ (в стационарном случае).

Силы ион-электронного и ион-ионного трения определяются соотношениями

$$R_{ke} = \alpha_0 Z_k^2 f_k m_e N_e (V_e - V_k) / \tau_e, \quad (2)$$

$$R_{kj} = Z_k^2 Z_j^2 f_k f_j m N_+ (V_j - V_k) / \tau_+, \quad (3)$$

где величины

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e} T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} e^4 N_+ \ln \Lambda}, \quad \tau_+ = \frac{3\sqrt{m} T_+^{3/2}}{4\sqrt{\pi} e^4 N_+ \ln \Lambda} \quad (4)$$

имеют смысл характерного времени электрон-ионного и ион-ионного столкновения для однозарядных ионов [19]. В соотношениях (2)–(4) m_e, N_e, T_e, V_e — масса, концентрация, температура и скорость электронов; $N_+ = \sum_k N_k$ — суммарная концентрация ионов, $f_k = N_k/N_+$ — относительная доля ионов k -го сорта ($\sum_k f_k = 1$); $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм; $\alpha_0 = 0.51, 0.44, 0.40$ при $Z_k = 1, 2, 3$ [19] (далее зависимость $\alpha_0(Z)$ не учитывается и принято $\alpha_0 \approx 0.45$, а также $\ln \Lambda = 4$). Вследствие квазинейтральности плазмы $N_e = \sum_k Z_k N_k = \langle Z \rangle N_+$, где $\langle Z \rangle = \sum_j Z_j f_j$ — средний заряд ионов.

Гидродинамическое описание плазмы можно использовать в случае, когда столкновения между частицами достаточно часты. При этом удобно пользоваться общим уравнением движения для гидродинамической скорости

$$V = \sum_k N_k V_k / N_+ = \sum_k f_k V_k \quad (5)$$

и уравнениями диффузионного типа для относительных (диффузионных) скоростей ионов $U_k = V_k - V$ [19,20]. В таком (диффузионном) приближении принимают $d_k V_k / dt \approx dV / dt$, что соответствует пренебрежению членами порядка dU_k / dt по сравнению с членами порядка U_k / τ в силах трения [19]. В этом случае уравнение для гидродинамической скорости V можно получить путем суммирования уравнений движения (1) для всех ионных компонент с учетом $\sum_k \sum_j R_{kj} = 0$

$$mN_+ \frac{dV}{dt} = -\frac{d(N_+ T_+)}{dr} - \langle Z \rangle e N_+ \frac{d\Phi}{dr} + R_e. \quad (6)$$

Здесь

$$R_e = \sum_k R_{ke} \approx \frac{e N_e j}{\sigma}, \quad \sigma = \frac{e^2 N_e \tau_e}{\alpha_0 \langle Z^2 \rangle m_e}$$

— электропроводность плазмы; $\langle Z^2 \rangle = \sum_k Z_k^2 f_k$;

$j = I/S$ — плотность тока по абсолютной величине; $S = \Omega r^2$ — сечение струи. Так как в стационарном случае потоки массы и заряда $G = mN_+ V S$ и $I = eN_e (V_e - V) S$ не меняются вдоль плазменной струи, то отношение электронной и ионной скоростей $V_e/V = \text{const} \approx 1/\eta \gg 1$, а сила тока может быть представлена в виде

$$I = eN_e V S / \eta. \quad (7)$$

Здесь $\eta = \langle Z \rangle eG/mI$ — безразмерный коэффициент эрозии, слабо зависящий от вида катодного материала ($\eta = 0.05-0.1$) [1]. Если воспользоваться уравнением движения электронов (без учета их инерции)

$$-\frac{d(N_e T_e)}{dr} + ZeN_e \frac{d\Phi}{dr} - R_e = 0, \quad (8)$$

то, суммируя (6), (8), получаем уравнение движения плазмы как целого

$$mN_+ \frac{dV}{dt} = -\frac{d(p_e + p_+)}{dr}, \quad (9)$$

где $p_e = N_e T_e$ и $p_+ = N_+ T_+$ — давление электронов и ионов.

Из (9) видно, что первопричиной ускорения плазмы является градиент давления, который поддерживается на достаточно высоком уровне вследствие нагрева плазмы протекающим в ней током.

Уравнения для диффузионных скоростей получают из уравнений (1) путем замены в них ускорения $d_k V_k / dt \approx dV / dt$ согласно уравнению (6). Учитывая, что $m_e / \tau_e \ll m / \tau_+$, в итоге имеем систему линейных алгебраических уравнений относительно скоростей U_k

$$\sum_j Z_k^2 Z_j^2 f_j (U_j - U_k) = \left(T_+ \frac{d \ln f_k}{dr} + (Z_k - \langle Z \rangle) e \frac{d\Phi}{dr} + \left(1 - \frac{Z_k^2}{\langle Z^2 \rangle} \right) \frac{e \langle Z \rangle j}{\sigma} \right) \frac{\tau_+}{m}. \quad (10)$$

Так как уравнения (10) являются линейно зависимыми, то при решении этой системы следует заменить одно из них уравнением

$$\sum_k f_k U_k = 0, \quad (11)$$

которое непосредственно следует из соотношения (5).

Уравнения теплового баланса

При протекании тока в плазме практически все джоулево тепло (с точностью до m_e/m) выделяется в электронном газе вследствие хаотизации токовой скорости электронов $V_e - V$ при столкновении с ионами [19], что приводит к нагреву электронов и температурной неравновесности ($T_e > T_+$). И лишь затем вследствие теплообмена часть джоулева тепла передается от электронов к ионам. Поэтому уравнения теплового баланса электронов и ионов (без учета теплопроводности) можно представить в виде [19]

$$\frac{3}{2} p_e \frac{d_e}{dt} \ln \left(\frac{p_e}{N_e^\gamma} \right) = \frac{j^2}{\sigma} - Q_T, \quad (12)$$

$$\frac{3}{2} p_+ \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{p_+}{N_+^\gamma} \right) = Q_T, \quad (13)$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты, а скорость теплообмена определяется соотношением

$$Q_T = \frac{3 \langle Z^2 \rangle m_e N_e}{m \tau_e} (T_e - T_+). \quad (14)$$

Суммируя (12), (13), с учетом $d_e/dt = V_e d/dr$, $d/dt = V d/dr$, $V_e \gg V$ получаем уравнение

$$\frac{d}{dr} \ln \left(\frac{p_e}{N_e^\gamma} \right) = \frac{2ej}{3\sigma T_e}, \quad (15)$$

в состав которого входит только температура электронов.

Гидродинамическая скорость ионов

При вычислении общей для всех ионов гидродинамической скорости V будем считать $T_+ = 0$ (холодные ионы), что, как будет показано ниже, оправдано вследствие выполнения неравенства $\langle Z \rangle T_e \gg T_+$. Учитывая $d/dt = V d/dr$ и $N_e = \langle Z \rangle N_+$, из (7), (9), (15) получаем

$$\frac{dV}{dr} = \frac{2V}{r} (1 - f) / \left(\frac{V^2}{V_s^2} - 1 \right), \quad (16)$$

$$\frac{dT_e}{dr} = \frac{2T_e}{r} \times \left(\left(\gamma \frac{V^2}{V_s^2} - 1 \right) f - (\gamma - 1) \frac{V^2}{V_s^2} \right) / \left(\frac{V^2}{V_s^2} - 1 \right), \quad (17)$$

где $V_s = (\gamma \langle Z \rangle T_e / m)^{1/2}$ — локальная скорость звука, $f(T_e, r) = eI / (5\sigma T_e \Omega r)$.

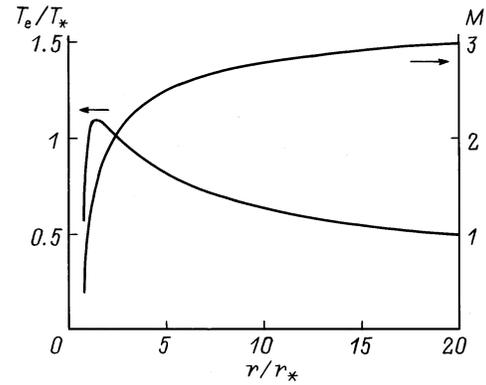


Рис. 1. Изменение числа Маха и относительной температуры электронов вдоль плазменной струи.

Как видно из (16), (17), в точке перехода скорости ионов через скорость звука ($V = V_s$) знаменатель в правой части уравнения обращается в нуль. Поэтому условием непрерывности решения будет одновременное обращение в нуль числителя, что приводит к требованию $f(T_e, r) = 1$. Обозначая для этой критической точки $r = r_*$ электронную температуру как T_* и учитывая соотношение (4), данное условие можно записать в виде

$$\frac{eI}{5T_* \sigma (T_*) \Omega r_*} = \frac{\langle Z^2 \rangle I}{\langle Z \rangle \Omega r_*} \left(\frac{C_*}{T_*} \right)^{5/2} = 1, \quad (18)$$

где $C_* \approx 0.1 \text{ eV}(\text{cm/A})^{2/5}$.

Равенство (18) переходит в полученное ранее соотношение [7,21], если приближенно принять $\langle Z^2 \rangle \approx \langle Z \rangle^2$.

Введем также безразмерные координату $x = r/r_*$, температуру $\Theta = T_e/T_*$ и число Маха $M = V/V_*$, которое определим как отношение локальной скорости ионов к значению скорости звука $V_* = (\gamma \langle Z \rangle T_* / m)^{1/2}$ в критической точке. Учитывая соотношение (18) и $\sigma \propto T_e^{3/2}$, для произвольной точки имеем $f(T_e, r) = \Theta^{-5/2} x^{-1}$, а уравнения (16), (17) принимают вид

$$\frac{dM}{dx} = \frac{2M}{x} (1 - \Theta^{-5/2} x^{-1}) / (M^2 \Theta^{-1} - 1), \quad (19)$$

$$\frac{d\Theta}{dx} = \frac{2\Theta}{x} \left(\left(\frac{5}{3} M^2 \Theta^{-1} - 1 \right) \Theta^{-5/2} x^{-1} - \frac{2}{3} M^2 \Theta^{-1} \right) / (M^2 \Theta^{-1} - 1). \quad (20)$$

Граничными условиями для них будут $M = 1$ и $\Theta = 1$ при $x = 1$. Необходимые при решении этой системы значения производных в точке $x = 1$ находятся по правилу Лопиталья и оказываются равными $dM/dx = 1.88$ и $d\Theta/dx = 0.75$. Видно, что уравнения (19), (20) не содержат в себе каких-либо параметров катодной струи, вследствие чего их решения $M(x)$ и $\Theta(x)$ являются универсальными функциями безразмерного расстояния r/r_* [7]. Для $x < 20$ значения M и Θ приведены на рис. 1, а для больших значений x даны в таблице.

r/r_*	M	T_e/T_*
1	1	1
10	2.78	0.63
10^2	3.25	0.26
10^3	3.42	0.10
10^4	3.52	0.03
10^5	3.57	0.01

Учитывая, что критическая точка находится на малом расстоянии от поверхности сферы, с которой эмиттируется плазма ($\Delta r = r_* - r_0 \approx 0.2r_0$ [7,22]), можно принять $r_* \cong r_0 \cong a$, где $a \approx 1-3 \mu\text{m}$ — размер катодного микропятна [1]. Тогда из таблицы видно, что на расстояниях более 1 mm число Маха практически достигает своего предельного значения $M_{\text{lim}} \approx 3.5$. Так как все имеющиеся измерения скоростей ионов проводились на заведомо больших расстояниях, то для скорости ионов в вакуумной дуге в основной части межэлектродного промежутка можно принять

$$V_{\text{lim}} = M_{\text{lim}} (\gamma \langle Z \rangle T_* / m)^{1/2} \approx (20 \langle Z \rangle T_* / m)^{1/2}. \quad (21)$$

Электронную температуру T_* в критической точке можно рассчитать по соотношению (18). Однако размер микропятна $a \cong r_*$ и эмиттируемый из него ток I в настоящее время остаются предметом дискуссии. Поэтому правильность теоретических представлений о механизме ускорения ионов следует проверять путем сопоставления наблюдаемой связи между измеряемыми параметрами катодной плазменной струи с выводами теории. Такую поддающуюся проверке взаимосвязь параметров дает соотношение (21), не содержащее в себе каких-либо не измеряемых величин.

Как показано в [6] на примере медного катода, "замораживание" ионного состава происходит вблизи максимума электронной температуры T_e^m , который, как видно из рис. 1, приблизительно соответствует температуре в критической точке (т.е. $T_e^m \approx T_*$). Поэтому ионный состав в области $r/r_* > 1$ можно считать неизменным. По этой же причине значения электронной температуры T_e^{exp} , найденные в [23] по "замороженному" ионному составу, будут близки к величине T_* . Вычисленные с помощью соотношения (21) по значениям $T_* \approx T_e^{\text{exp}}$ и $\langle Z \rangle$ из [23,24] ионные скорости сопоставлены на рис. 2 с четырьмя рядами измерений скоростей для различных катодных материалов. ■, △, ○ соответствуют ионным скоростям, полученным группой Е.М. Окса с соотр. методом кратковременного скачка тока [15,16], методом обрыва тока [16] и методом модуляции импульса тока [17]; × представляет старые измерения Девиса и Миллера [9,10], проведенные с помощью энергоанализатора. Из рис. 2 видно, что эти измерения дают систематическое занижение скоростей (на 30–50%) по сравнению с расчетом и другими измерениями. Возможной причиной этого, как указывалось в [16], могло быть отсутствие

высокого вакуума в разрядной камере в условиях эксперимента [9], что, по-видимому, приводило к торможению ионов на остаточном газе.

Измерения методом скачка тока, выполненные для катодов из Mg, Al, Ti, Cu, Pb, Bi, Zr [15], согласуются с соотношением (21) с разбросом всего в 10% (рис. 2). Измерения методом обрыва тока [16] для этих же катодных материалов дают отклонение от зависимости (21) в 20–30%. При использовании метода модуляции тока [17] измеренные скорости ионов отличаются от расчетных для 41-го катодного материала в среднем на 10% и лишь для шести легких элементов (С, Mg, Al, Si, Ca, Ti) наблюдается систематическое превышение измеренных скоростей (на 50–80%) над расчетными и полученными другими методами. Причина различия остается пока невыясненной. Возможно, что для легких ионов, имеющих большую лармовскую частоту $\omega = eB/mc$, становилось заметным влияние собственного магнитного поля B , которое приводило к дополнительному ускорению ионов за пределами прикатодной области при токах $I_{\text{arc}} = 400-600 \text{ A}$, использовавшихся иногда в [17].

На рис. 3 приведены вычисленные, согласно соотношению (20), значения ионных скоростей для 75 проводящих катодных материалов, причем для 50 из них имеются измерения ионного состава и найденные из него значения электронной температуры [23], а для остальных 25 значения $\langle Z \rangle$ и T_e прогнозировались в [23] исходя из периодичности свойств химических элементов. Поэтому приведенные на рис. 3 значения V_{lim} для этих элемен-

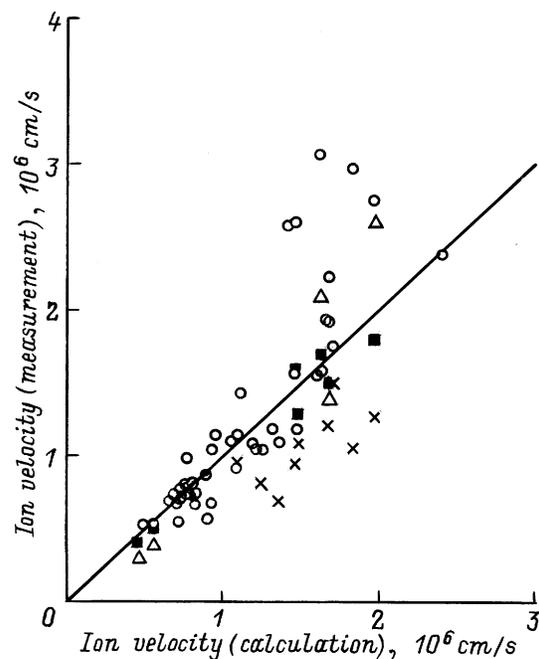


Рис. 2. Сопоставление измеренных и вычисленных скоростей ионов. Измерения: ■ — [15], △ — [16], ○ — [17], × — [9,10]. Сплошная кривая — условие равенства измеренных и вычисленных скоростей.

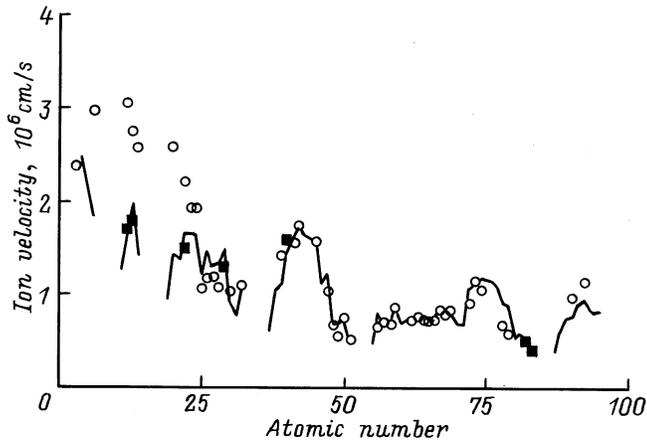


Рис. 3. Скорость ионов как функция атомного номера материала катода. Сплошные линии — расчет по соотношению (21); ■, ○ — измерения методом скачка тока [15,16] и методом модуляции тока [17].

тов представляют прогноз ионных скоростей в случае использования данных материалов в качестве катода вакуумной дуги. Рис. 3 отчетливо демонстрирует наличие зависимости скорости ионов не только от монотонно увеличивающейся (в 30 раз) с атомным номером ионной массы m , но и от периодически меняющихся лишь в 3 раза электронной температуры ($T_e^{\text{exp}} = 1.5\text{--}4.5\text{ eV}$ [23]) и среднего ионного заряда ($\langle Z \rangle = 1\text{--}3$ [23,24]). Видна весьма высокая степень согласия вычисленных скоростей с измерениями (за исключением уже упоминавшихся выше шести элементов), что позволяет сделать вывод о преобладании газодинамического механизма ускорения в достижении ионами наблюдаемых значений скоростей. Оценим теперь, в каком диапазоне изменения электронной плотности происходит ускорение ионов в вакуумной дуге. Для критического сечения, учитывая его близость к эмиссионному центру, с учетом (7) можно принять $I \approx eN_e V_* a^2 / \eta$, откуда при типичных характеристиках плазменной микроструи $I \approx 1\text{--}33\text{ A}$, $a \approx 1\text{--}3\text{ }\mu\text{m}$, $\eta \approx 0.05\text{--}0.1$ [1] с учетом $V_* = V_{\text{lim}}/M_{\text{lim}} \approx 2\text{--}6 \cdot 10^5\text{ cm/s}$ получаем $N_e \approx 10^{19}\text{--}10^{20}\text{ cm}^{-3}$, что согласуется с оценками $N_e \approx 10^{18}\text{--}10^{20}\text{ cm}^{-3}$ [22,23] для области "замораживания" ионного состава. Основное ускорение ионов, как видно из таблицы, происходит на расстояниях $r \approx (1\text{--}100)a$, на которых электронная плотность уменьшается до значений $N_e \approx 10^{14}\text{--}10^{16}\text{ cm}^{-3}$.

Диффузионная скорость ионов

Как видно из уравнения (10), причиной отклонения скорости ионов разной зарядности $V_k = V + U_k$ от общей гидродинамической скорости движения V может быть влияние градиента концентрации данного сорта ионов, а также зависимость ускорения в электрическом поле от разности $Z_k - \langle Z \rangle$ и степени увлечения электронным потолком (за счет трения) от $Z_k^2 - \langle Z^2 \rangle$. Так как при

$r > r_*$, как упоминалось выше, $f_k \approx \text{const}$, то основную роль в различии диффузионных скоростей U_k играет отклонение зарядности данного иона от среднего заряда. Для решения системы (10) перейдем к безразмерным скоростям $u_j = U_j/U_0$ и представим уравнения в стандартной форме

$$\sum_j b_{kj} u_j = F_k, \quad (22)$$

$$F_k(x) = x^2 M (Z_k - \langle Z \rangle) \frac{d\varphi}{dx} + 5 \langle Z \rangle M t^{-3/2} \left(1 - \frac{Z_k^2}{\langle Z^2 \rangle} \right), \quad (23)$$

$$U_0 = \frac{\alpha_0 \langle Z^2 \rangle}{5\eta} \left(\frac{2m_e}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{T_+}{T_*} \right)^{3/2} V_*, \quad (24)$$

где $b_{kj} = Z_k^2 Z_j^2 f_j$ ($k \neq j$) и $b_{kk} = Z_k^4 f_k - Z_k^2 \langle Z^2 \rangle$.

При получении (23), (24) были использованы соотношения (4), (7), (18) и введен безразмерный потенциал $\varphi = e\Phi/T_*$, который, как показано в [7,22], может быть записан в виде $\varphi = 1 + 5/6\eta(M^2 - 1) + 5/2(\Theta - 1)$, а его градиент с учетом (19), (20) является явной алгебраической функцией от M , Θ и η . Зависимость $\varphi(x)$ представлена на рис. 4 для $\eta = 0.05$ и 0.1 , что охватывает основной диапазон изменения коэффициента эрозии η .

Из (22), (23) видно, что относительные диффузионные скорости ионов u_k однозначно определяются универсальными зависимостями $M(x)$ и $\Theta(x)$ и относительным ионным составом (т.е. ионными долями f_k и обусловленными ими значениями $\langle Z \rangle$ и $\langle Z^2 \rangle$) и не зависят от массы иона, тока и характерного размера плазменной микроструи. Как показали расчеты, ускорение за счет градиента потенциала $d\varphi/dx$ (первое слагаемое в соотношении (23)) дает вклад в величину u_k лишь порядка 20–25% (что совпадает с оценкой для Cu катода [18]), т.е. основное различие в диффузионных скоростях обусловлено различием в силе трения между электронами и ионами разной зарядности. Значения $u_k(x)$, полученные путем решения системы уравнений (11), (22), приведены на рис. 5 для трех типичных зарядовых распределений

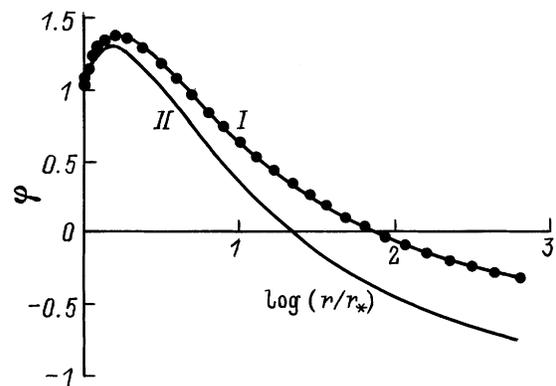


Рис. 4. Распределение потенциала вдоль оси плазменной микроструи. η : I — 0.1, II — 0.05.

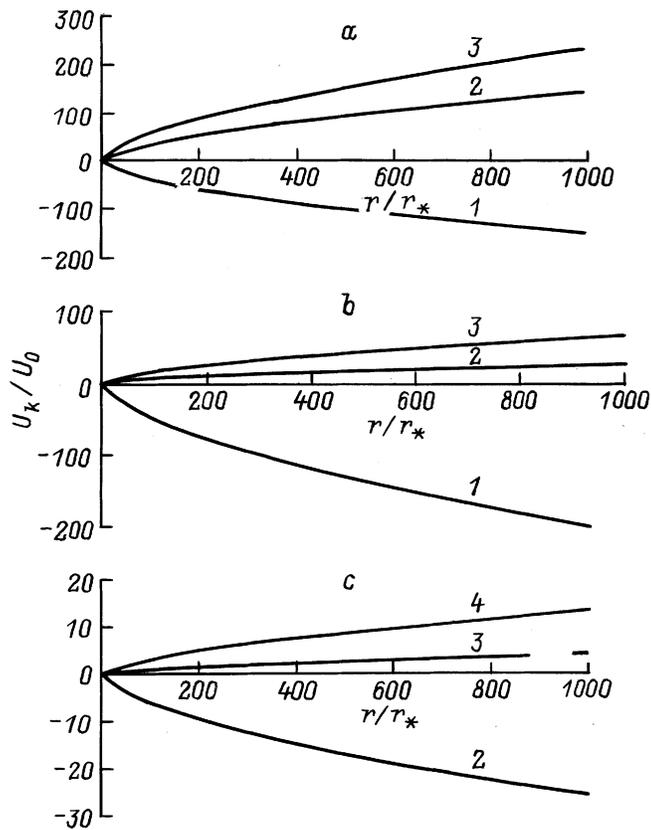


Рис. 5. Изменение относительных диффузионных скоростей ионов разной зарядности вдоль плазменной струи. $\langle Z \rangle = 1.5$ (а), 2 (б), 3 (в). Цифры у кривых — величины заряда.

ионов: а — $f_1 = 0.5$, $f_2 = 0.5$, $f_3 = 0.001$, $\langle Z \rangle = 1.5$, $\langle Z^2 \rangle = 2.5$ (катоды из Mg, Mn, Sn); б — $f_1 = 0.15$, $f_2 = 0.7$, $f_3 = 0.15$, $\langle Z \rangle = 2$, $\langle Z^2 \rangle = 4.3$ (Ti, Cu, Cr, Pt, Au); в — $f_1 = 0$, $f_2 = 0.2$, $f_3 = 0.6$, $f_4 = 0.2$, $\langle Z \rangle = 3$, $\langle Z^2 \rangle = 9.4$ (Nb, Ta, W, Hf). Приведенные значения соответствуют $\eta = 0.1$, расчет при $\eta = 0.05$ приводит к отличиям менее 5%. Видно, что различие $u_k - u_j$ в относительных диффузионных скоростях уменьшается по мере роста среднего заряда ионов вследствие увеличения силы ион-ионного трения (3), пропорциональной $(Z_k Z_j)^2$. Поэтому наибольшее отличие $u_k - u_j = 10^2 - 10^3$ имеет место при $\langle Z \rangle = 1.5$ (рис. 5, а).

Следует заметить, что различия в абсолютных скоростях ионов $V_k - V_j = U_k - U_j = (u_k - u_j)U_0$ в существенной степени зависят от величины $U_0 \propto T_+^{3/2}$. Для определения ионной температуры $T_+(x)$ воспользуемся уравнениями (13), (14). Используя введенные выше безразмерные переменные и определяя безразмерную ионную температуру как $\Theta_+ = T_+/T_*$, получаем уравнение $d\Theta_+/dx + p\Theta_+ = q$, где $p = 2[2M^2(\Theta^{3/2}M^2x - 1) + 9(M^2 - \Theta)\eta/\alpha_0]/[3\Theta^{3/2}M^2x^2 \times (M^2 - \Theta)]$, $q = 6\eta(\alpha_0\Theta^{1/2}M^2x^2)^{-1}$. Его формальное решение можно записать через определенные интегралы

от $p(x)$ и $q(x)$. Решение существенно упрощается при $x > 2$, когда $M^2 \gg \Theta$, а произведение $\Theta^{1/2}M^2 \approx 4-6$ можно считать медленно меняющейся функцией во всем диапазоне $x = 2-1000$ (см. таблицу и рис. 1). При наиболее типичном значении коэффициента эрозии $\eta = 0.1$ имеем $9\eta/\alpha_0 = 2$ и $p(x) = 4/(3x)$, а решение принимает вид $\Theta_+(x) \approx 4(\Theta^{1/2}M^2x)^{-1}$. Если приближенно принять $\Theta^{1/2}M^2 \approx 4$, то решение $\Theta_+(x) \approx 1/x$ можно распространить и на область $2 \geq x \geq 1$, считая, что в критической точке $x = 1$ электронная и ионная температуры равны. Тогда $T_+(x) \approx T_*(r_*/r)$ и, как видно из сопоставления с рис. 1, ионная температура убывает быстрее электронной. Подставляя значение ионной температуры в (24), получаем

$$U_0 \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{\langle Z^2 \rangle}{\eta \mu^{1/2} x^{3/2}} V_*, \quad (25)$$

где $\mu = m/m_p$, m_p — масса протона.

Из данных рис. 5 и соотношения (25) видно, что даже в предельном случае большого заряда и малой ионной массы ($\langle Z^2 \rangle/\sqrt{\mu} \cong 1$) и малого коэффициента эрозии ($\eta = 0.05$) диффузионные скорости не превышают значения $U_k = u_k U_0 \cong 10^{-2} V_*$, тогда как общая для всех ионов гидродинамическая скорость $V \approx (1-3)V_*$. Таким образом, во всех возможных случаях различие в скоростях ионов разной зарядности в слаботочных вакуумных дугах должно быть менее 1%. Данный вывод полностью согласуется с результатами измерений [15-17], в которых не было обнаружено зависимости ионных скоростей от зарядности. Наблюдавшиеся в ранних экспериментальных работах [9,14] более высокие скорости у ионов большей зарядности авторы [16] объясняют различием не в ускорении, а в торможении на остаточном газе, которое, как показали проведенные ими измерения, оказывается более существенным для ионов малой зарядности.

Следует отметить, что наличие "горба" потенциала (рис. 4) часто рассматривают как доказательство существенного ускорения ионов под действием электрического поля, вызывающего различие в ионных скоростях. В действительности данное распределение потенциала лишь поддерживает квазинейтральность плазмы и постоянство отношения электронного и ионного токов, а его роль в ускорении ионов достаточно мала.

Обсуждение результатов

Проведенное теоретическое рассмотрение особенностей ускорения многокомпонентной токнесущей плазмы (с "замороженным" ионным составом) при расширении в вакуум и сопоставление теоретических результатов с большим массивом экспериментальных данных позволяет сделать следующие выводы.

1. Основное ускорение материала катода происходит во время его пребывания в плазменной фазе за счет газодинамического расширения в вакуум при

уменьшении плотности частиц от $N_e \cong 10^{18} - 10^{20}$ до $\cong 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ на расстояниях $r \leq 100a$ ($a = 1 - 3 \mu\text{м}$ — размер эмиссионного центра) от поверхности катода. На этом этапе движения ионы набирают более 70% своей конечной скорости и соответственно более 90% энергии. Некоторое ускорение катодного материала при фазовых переходах в жидкий металл и сверхплотный газ [2,3], конечно, возможно на начальной стадии движения (при $V < V_*$), но оно вносит в конечное значение скорости ионов не более 20%.

2. Движение ионов в области ускорения происходит с общей гидродинамической скоростью, величина которой определяется массой и средним зарядом ионов и максимальным значением температуры электронов в прикатодной области. Вычисленные значения ионных скоростей хорошо согласуются с измеренными значениями для большого набора катодных материалов.

3. Отклонение скоростей ионов разной зарядности от общей скорости плазменной струи достаточно малы и составляют менее 1%.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 99-02-18163, 00-02-16792).

Список литературы

- [1] Месяц Г.А. Эктон в вакуумном дуговом разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
- [2] Volkov N.B., Nemirovskii A.Z. // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. N 3. P. 693–701.
- [3] Nemirovskii A.Z., Litvinov E.A. // Proc. 12th Symposium on High Current Electronics. Tomsk (Russia), 2000. P. 60–62.
- [4] Любимов Г.А. // ДАН. 1975. Т. 225. № 5. С. 1045–1048.
- [5] Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 78–86.
- [6] Wieckert C. // Contrib. Plasma Phys. 1987. Vol. 27. N 5. P. 309–330.
- [7] Кринберг И.А., Луковникова М.П., Паперный В.Л. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 3. С. 806–820.
- [8] Плотто А.А., Рыжков В.Н., Капин А.Т. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 8. С. 494–507.
- [9] Davis W.D., Miller H.C. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 2212–2221.
- [10] Kutzner J., Miller H.C. // J. Phys. D. 1992. Vol. 25. N 4. P. 686–693.
- [11] Brown I.G., Galvin J.E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. Vol. 17. N 5. P. 679–682.
- [12] Gorbunov S.P., Krasov V.I., Paperny V.L. // J. Phys. D. 1997. Vol. 30. N 4. P. 922–927.
- [13] Krinberg I.A. // J. Phys. D. 1996. Vol. 29. N 7. P. 2049–2051.
- [14] Лунев В.М., Падалка В.Г., Хороших В.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 7. С. 1491–1495.
- [15] Bugaev A.S., Gushenets V.I., Nikolaev A.G. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 27. N 4. P. 882–887.
- [16] Бугаев А.С., Гушенец В.И., Николаев А.Г. и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 9. С. 37–43.
- [17] Yushkov G.Yu., Anders A., Oks E.M. et al. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 11.

- [18] Hantzsche E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. Vol. 23. N 6. P. 893–898.
- [19] Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1963. С. 183–272.
- [20] Гиришфельдер Дж., Кертив Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.
- [21] Krinberg I.A., Lukovnikova M.P. // J. Phys. D. 1996. Vol. 29. N 11. P. 2901–2906.
- [22] Krinberg I.A. // Phys. Plasma. 1994. Vol. 1. N 9. P. 2822–2826.
- [23] Anders A. // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55. N 4. P. 969–981.
- [24] Brown I.G. // Rev. Sci. Instrum. 1994. Vol. 65. N 7. P. 3061–3081.