

ИОННЫЙ ТОК И КРИТЕРИЙ БОМА ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В ЛЕГКОМ ГАЗЕ

Ф. Г. Бакит, В. Н. Журавлев

1. Настоящая работа посвящена вычислению ионного тока, отводимого из приэлектродного слоя плазмы на электрод. Рассматривается часто встречающаяся в сильноточных дуговых разрядах ситуация, когда плазма в приэлектродном слое образована в основном вследствие ионизации тяжелых атомов присадки, движущихся в атмосфере легкого газа. Примером может служить приэлектродный слой сильноточной дуги с испаряющимся электродом из вольфрама, горящей в атмосфере водорода или гелия [1]. Отметим, что определение ионного тока j_i , отводимого из плазмы на отрицательно заряженный электрод, актуально также при зондовой диагностике плазмы по ионному току насыщения [2]. Во всех случаях необходимо связать величину j_i с невозмущенной концентрацией плазмы n_∞ .

2. Отличительной особенностью рассеяния тяжелых ионов на легких атомах или молекулах нейтрального газа является сравнительно большая величина времени релаксации импульса τ_i . При движении иона в постороннем газе, как правило, рассеяние связано с поляризационным взаимодействием иона с нейтралами. При этом транспортное сечение равно $\sigma_p^{(in)} = 2.21\pi \sqrt{\beta_n q^2 / \mu_{in} g^2}$ [3], где β_n — поляризуемость нейтрала, μ_{in} и g — приведенная масса и относительная скорость сталкивающихся частиц. Среднее изменение импульса иона при столкновениях равно $\langle \Delta P_i \rangle = -\mu_{in} V_i / \tau_p^{(in)}$ [4, с. 125], где $1/\tau_p^{(in)} = g N_n \sigma_p^{(in)}$, V_i — дрейфовая скорость ионов, а N_n — концентрация нейтралов (атомов или молекул). Определим время релаксации импульса иона как $\langle \Delta P_i \rangle \equiv P_i / \tau_i$. Тогда

$$\tau_i = \frac{1}{2.21\pi N_n q} \sqrt{\frac{M_i}{\beta_n}} \sqrt{\frac{M_i + M_n}{M_n}}, \quad (1)$$

где M_i и M_n — соответственно масса иона и нейтральной частицы.

Как и должно быть, при $M_i \gg M_n$ $\tau_i \sim \sqrt{M_i / M_n}$. Для ионов тяжелых металлов, движущихся в легком газе (например, ионы вольфрама в атмосфере водорода) $\sqrt{M_i / M_n} > 10$, так что время τ_i достаточно велико.

В приэлектродных слоях сильноточных разрядов, где электронная температура $T_e \sim 1$ эВ (см., например, [5]), степень ионизации атомов металлической присадки должна быть близка к единице. При этом в приэлектродном слое осуществляется рециклинг ионов металла: навстречу потоку ионов из плазмы течет поток десорбирующихся с электрода атомов металла, который ионизуется на длине $L'_i \approx \sqrt{2 T_0 / \pi M_0 / n v_e \sigma_0 (T_e)}$ по мере удаления от электрода [6]. Здесь T_0 — температура электрода, $v_e = \sqrt{8 T_e / \pi m_e}$, n — концентрация плазмы в квазинейтральной области, $\sigma_0 (T_e)$ — эффективное сечение ионизации, M_0 — масса нейтрала. Введем характерное время пробега ионом области ионизации $\tau'_i = L'_i / (1/2) \sqrt{2 T_e / M_i}$. Если $\tau'_i \ll \tau_i$, то ионы в приэлектродном слое не рассеиваются по импульсу на атомах или молекулах основного газа. Если концентрация присадки $N_0 < 10^{-2} N_n$, то резонансная перезарядка ионов на нейтральных атомах металла, как правило, менее существенна, чем рассеяние ионов на основном газе. В этих условиях выполнение неравенства $\tau'_i \ll \tau_i$ достаточно для того, чтобы рассеянием ионов присадки на нейтралах на длине L'_i вообще можно было пренебречь. Для сильноточных разрядов такая ситуация наиболее типична. Ниже условие $\tau'_i \ll \tau_i$ предполагается выполненным. При этом в зависимости от соотношения между временем ионных столкновений $\tau_{ii} = 3 \sqrt{M_i} T_e^{3/2} / 4 \sqrt{\pi \Lambda q^4 n}$ [7] и τ'_i следует различать два предельных случая. При сравнительно низкой температуре T_e $\tau_{ii} \ll \tau'_i$. В этом пределе существенны ион-ионные столкновения и функция распределения ионов близка к распределению Максвелла, сдвинутому на величину дрейфовой скорости V_i . В противоположном пределе при сравнительно более высокой температуре T_e $\tau_{ii} > \tau'_i$, так что ионы в приэлектродном слое вообще не испытывают столкновений.

Рисунок иллюстрирует соотношение между характерными временами τ'_i , τ_i и τ_{ii} на примере присадки W (а) и Mo (б) в плазме атомарного водорода. Расчеты выполнены для концентрации атомарного водорода $N_n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, концентрации ионизованной присадки $n_\infty = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Сечение $\sigma_0 (T_e)$ для присадки выражалось через коэффициент столкновательной рекомбинации, рассчитанный в диффузионной модели А. В. Гуревича—И. П. Пятаевского.

по принципу детального равновесия [4, с. 153]. Зависимости $\tau'_i(T_e)$ оборваны в области больших T_e , там, где вычисление коэффициента столкновительной рекомбинации в диффузионном приближении перестает быть справедливым. Температура ионов полагалась равной $T_i = T_e/2$. Видно, что условие $\tau'_i < \tau_i$ выполняется практически во всем интересном для сильноточных разрядов интервале температур T_e ($T_e \geq 1$ эВ). При этом могут реализоваться как «гидродинамический» ($\tau_{ii} \ll \tau'_i$), так и «бесстолкновительный» пределы ($\tau_{ii} > \tau'_i$).

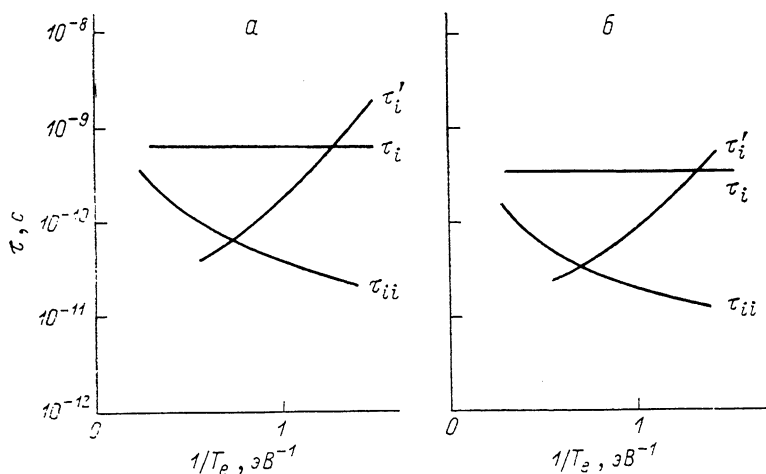
3. В гидродинамическом пределе ($\tau_{ii} \ll \tau'_i \ll \tau_i$) ионная компонента описывается системой гидродинамических уравнений

$$\frac{dj_i}{dx} = \Gamma_i, \quad (2)$$

$$M_i j_i \frac{dV_i}{dx} = -\frac{dp_i}{dx} + qn \frac{d\varphi}{dx} - \Gamma_i M_i V_i + \Gamma_i M_i \sqrt{2T_0/\pi M_i}, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dx} \left[j_i \left(\frac{M_i V_i^2}{2} + \frac{5}{2} T_i \right) \right] = q j_i \frac{d\varphi}{dx} + \frac{3}{2} \Gamma_i T_0. \quad (4)$$

Здесь $j_i = nV_i$ и $p_i = nT_i$ — соответственно поток и давление ионов, $-\varphi$ — электростатический потенциал, Γ_i — скорость генерации ионов в приэлектродном слое. Последние слагаемые



в (3), (4) определяют средний импульс и среднюю энергию иона, рождающегося вследствие ионизации десорбирующегося атома металла. Уравнения (3), (4), в которых опущены малые члены, учитывающие вязкость и теплопроводность ионов, отличаются от уравнений импульса и энергии [7] наличием членов, содержащих Γ_i . Из них существенным является слагаемое $-\Gamma_i M_i V_i$ в (3), учитывающее уменьшение средней скорости V_i за счет вовлечения в поток новых ионов. Последние слагаемые в (3), (4) малосущественны при $T_e \gg T_0$ и в дальнейшем опускаются. Система (1)–(4) дополняется уравнениями

$$n = n_\infty e^{-(q\varphi/T_e)}, \quad j_i(x) + j_0(x) = I_0, \quad j_0(x) = N_0(x) \sqrt{\frac{2T_0}{\pi M_0}}, \quad (5), (6), (7)$$

выражающими квазинейтральность плазмы и баланс десорбирующихся нейтральных атомов присадки в бесстолкновительном приэлектродном слое (ср. с [8]). Здесь ось x направлена от электрода в плазму, j_0 и N_0 — поток и концентрация десорбирующихся атомов, I_0 — результирующий поток испаряющихся с поверхности атомов металла. При $N_a \gg n_\infty$, как правило, $I_0 \ll j_0$, так что понизованный пар металла в первом приближении находится в равновесии с поверхностью электрода и можно положить $I_0 \approx 0$.¹ Тогда граничные условия к уравнениям (2)–(4) записываются в виде $V_i(\infty) \approx 0$, $T_i(\infty) \approx 0$, $\varphi(\infty) = 0$.

¹ В ряде случаев условие $I_0 = 0$ выполняется точно. Примером может служить низковольтный дуговой разряд, стационарно горящий в смеси Cs с H_2 [8]. При этом на поверхности электрода устанавливается равновесная степень покрытия Cs, определяемая потоком j_{i0} ионов Cs^+ и атомов Cs на электрод.

Рассмотрим уравнения (3), (4). Опустим в них малые члены, исключим Γ_i и φ с помощью (2) и (5). Тогда, интегрируя (3), получаем $M_i n V_i^2 + n (T_e + T_i) \simeq n_\infty T_e$. Исключая отсюда T_i и полагая в (4) $d/dx = (dj_i/dx) (d/dj_i)$, получаем

$$\left[\frac{5}{2} v^2 (1 - v) - 6vI \right] \frac{dI}{dv} + 2I \left[-\frac{5}{2} v + v^2 + 4I \right] = 0. \quad (8)$$

Здесь введены безразмерные концентрация $v = n/n_\infty$ и ток $J = -(j_i/n_\infty \sqrt{T_e/M_i})$ и обозначено $I = J^2$. Уравнение (8) должно решаться с граничным условием $I=0$ при $v=1$. Точка $I=0$, $v=1$ является точкой пересечения сепаратрис (седло). Одна из сепаратрис — очевидное решение уравнения (8) $I=0$. Вторая сепаратриса — искомое решение $I(v)$. Уравнение (8) решалось численно. При $v=v_0 \simeq 0.48$ $dI/dv=0$ и кривая $I(v)$ проходит через максимум. Соответствующее значение $J \equiv J_0 \simeq 0.49$. При $v=v_0$ $dn/dx = \infty$. При достаточно больших концентрациях плазмы, рассматриваемых здесь, когда протяженность ленгмюровского слоя $L_0 \ll L_i'$, точка, где $dn/dx = \infty$, соответствует границе квазинейтральной плазмы с ленгмюровским слоем. На этой границе концентрация плазмы $n_0 \simeq 0.48 n_\infty$ и ионный ток $j_{i0} \simeq 0.49 n_\infty \sqrt{T_e/M_i}$. Соответствующий перепад потенциала в квазинейтральном слое ионизации равен $\varphi_0 = T_e/q \times \times \ln(n_\infty/n_0) \simeq 0.73 T_e/q$. Дрейфовая скорость ионов на границе $V_{i0} = j_{i0}/n_0 \simeq \sqrt{T_e/M_i}$ близка к нижнему пределу известного критерия Бома [9]. Примечательно, что полученные результаты не зависят от конкретного вида Γ_i . Это особо существенно в том случае, когда выражение для скорости ионизации Γ_i в приэлектродном слое вообще неизвестно, как это зачастую бывает в плазме молекулярных газов, либо весьма громоздко, как это имеет место в прикатодном слое при наличии, например, неравновесной ионизации [4, 10]. Для получения приведенного выше результата существенно лишь, что основной вклад в концентрацию плазмы вносят распределенные по Больцману тепловые электроны плазмы, что в большинстве случаев выполняется. Отметим, что ионизационный пограничный слой в близкой постановке задачи, но с существенными упрощениями (отбрасывание уравнения энергии, неучет членов $-(dp_i/dx) - \Gamma_i M_i V_i$ в уравнении движения) рассматривался в [11]. Основное отличие полученных в настоящей работе результатов от [11] состоит, как и должно быть, в заметном увеличении величины φ_0 , необходимой для ускорения ионов в области ионизации.

4. В бесстолкновительном пределе ($\tau_i' \ll \tau_{ii}$, $\tau_i' \ll \tau_i$) уравнения (2), (6), (7) остаются прежними, а уравнения (3)—(5) заменяются уравнением

$$n_\infty e^{-\frac{q\varphi(x)}{T_e}} = \int_x^\infty \frac{\Gamma_i(x') dx'}{\sqrt{2q [\varphi(x) - \varphi(x')]/M_i}}. \quad (9)$$

Переходя в (9) от интегрирования по x к интегрированию по φ , получаем

$$n_\infty e^{-(q\varphi/T_e)} = \sqrt{\frac{M_i}{2q}} \int_0^\varphi \frac{\Gamma_i(\varphi') d\varphi'}{E(\varphi') \sqrt{\varphi - \varphi'}}, \quad (10)$$

где $E(\varphi) \equiv -(d\varphi/dx)$.

Уравнение (10) с помощью преобразования Абеля легко разрешается относительно $\Gamma_i(\varphi)/E(\varphi)$. Это позволяет сразу определить φ_0 и с учетом (2) ионный ток j_{i0} . Соответствующее исследование было проведено в [12], где получено $\varphi_0 = 0.85 (T_e/q)$, $j_{i0} \simeq 0.49 n_\infty \sqrt{T_e/M_i}$. Это дает $n_0 \simeq 0.43 n_\infty$, $V_{i0} \simeq 1.1 \sqrt{T_e/M_i}$. Таким образом, ионный ток j_{i0} практически не зависит от соотношения между τ_{ii} и τ_i' , если, конечно, оба времени малы по сравнению с τ_i .

5. Остановимся на применимости полученных выражений для определения концентрации n_∞ присадки по ионному току насыщения j_{i0} на зонд. Для этого необходимо, чтобы концентрация n_∞ ионизованной присадки существенно превышала концентрацию ионов основного газа в призондовом слое. В рассмотренных примерах при давлении водорода $P_H \sim 100$ атм, $T_e \simeq 1$ эВ рассчитанная по Саха концентрация водородной плазмы $n_{H\infty} \sim n_\infty$. Однако в призондовом слое концентрация n_{H0} водородной плазмы существенно меньше $n_{H\infty}$:

$n_{H0}/n_{H\infty} \sim \sqrt{D_{i0}(1+T_e/T_0) \left| \frac{T_e}{M_i} \tau_{H i 0 n} \right|} \ll 1$, где $\tau_{H i 0 n}$ — эффективное время ионизации, а D_{i0} — коэффициент диффузии ионов водорода [6, 13]. В рассмотренном примере $n_{H\infty}/n_{H0} > > 20$, так что зондовый ток j_{i0} образуется практически только за счет ионизации присадки. Это позволяет определить n_∞ из величины j_{i0} . Экспериментально аналогичная ситуация наблюдалась в [14] на примере ионизованной присадки Cs в плазме He.

Авторы благодарны Г. А. Дюжеву, В. Г. Иванову, А. Б. Рыбакову, С. М. Школьнику, П. А. Эксархопуло, В. Г. Юрьеву за полезное обсуждение и помощь в работе.

- [1] Богомаз А. А., Бородин В. С., Левченко Б. П., Рутберг Ф. Г. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 1. С. 121—132.
- [2] Бакиш Ф. Г., Дюжев Г. А., Каплан В. Б. Препринт ФТИ. № 532. Л., 1978.
- [3] Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. 456 с.
- [4] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [5] Бакиш Ф. Г., Бородин В. С., Журавлев В. Н., Рутберг Ф. Г. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2296—2305.
- [6] Бакиш Ф. Г., Юрьев В. Г. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905—944.
- [7] Брагинский С. П. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонитовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183—272.
- [8] Бакиш Ф. Г., Елизаров Л. И., Иванов В. Г., Юрьев В. Г. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 1. С. 91—97.
- [9] Чен Ф. // Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хадлстоуна, С. Леонарда. М.: Мир, 1967.
- [10] Стаханов И. П., Черковец В. Е. Физика термоэмиссионного преобразования. М.: Энергоатомиздат, 1985. 207 с.
- [11] Бакиш Ф. Г., Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К. и др. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 12. С. 2574—2583.
- [12] Caruso A., Cavaliere A. // Nuovo Cimento. 1962. Vol. 26. N 6. P. 1389—1404.
- [13] Бакиш Ф. Г. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 1. С. 214—217.
- [14] Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 12. С. 2500—2505.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
20 октября 1988 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ CO_2 РЕГЕНЕРАТИВНОГО УСИЛИТЕЛЯ С ПЛАЗМЕННЫМ ЗЕРКАЛОМ

В. В. Аполлонов, К. Х. Казаков, Ю. А. Шакир

Создание лазера с зеркальным плазменным затвором [1] открыло перспективы применения лазерной плазмы в технике мощных импульсных лазеров. В работах [2, 3] лазерная плазма применялась в качестве одного из зеркал резонатора CO_2 лазера. В [2] роль плазменного зеркала (ПЗ) выполняла твердая мишень, помещенная в фокальной плоскости фокусирующего зеркала. Сигнал свободной генерации электроионизационного CO_2 лазера с энергией 250 Дж и апертурой 10 см содержал импульсы длительностью менее 1.8 нс. В [3] исследовался ТЕА CO_2 лазер с энергией до 24 Дж и рабочей апертурой 2.5 см. ПЗ резонатора было образовано линзово-зеркальным телескопом, заполняемым различными газами. Инжекция в его резонатор импульса длительностью 2.5 нс привела к генерации цуга импульсов длительностью менее 1 нс.

В настоящей работе исследовался режим регенеративного усиления CO_2 лазера с апертурой 20 см, работающего в условиях жесткой обратной связи [с ПЗ, с целью создания CO_2 регенеративного усилителя субнаносекундных импульсов с энергией излучения 1 кДж.

В эксперименте CO_2 лазер с апертурой 20 см и энергией излучения ~ 1 кДж работал в режиме регенеративного усиления как цуга наносекундных импульсов [4], инжектируемого в резонатор, так и цуга, отраженного от ПЗ (рис. 1). Такой режим достигался путем совмещения оптических осей регенеративного усилителя и ПЗ, которое состояло из сферического зеркала (радиус кривизны 0.8 м) и мишени, помещенной в вакуумную камеру вблизи фокальной плоскости зеркала. Радиус фокального пятна определялся величиной поперечной сферической аберрации зеркала, по оценке ~ 0.8 мм.

В работе использовалась сферическая мишень 8 из стали диаметром 45 мм с диффузно-отражающей поверхностью. Отраженное от мишени излучение возвращалось в телескопиче-