

Кинетика установления равновесия тяжелой компоненты в коротких термоэмиссионных разрядах

© А.А. Богданов, А.М. Марциновский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: a.bogdanov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 8 ноября 2007 г.)

Приведены результаты исследования влияния баланса тяжелой компоненты в коротком кнудсеновском термоэмиссионном разряде в парах цезия. Детальные измерения параметров плазмы при поджиге разряда и переходе из одного квазистационарного режима в другой позволили определить временную „иерархию“ процессов, ответственных за установление равновесия тяжелой компоненты — ионизация атомов в разрядном промежутке и достижение предельной степени ионизации плазмы, установление равновесия тяжелых частиц с электродами и самый медленный процесс — установление равновесия тяжелых частиц в разрядном промежутке с буферным объемом.

PACS: 52.40.Hf, 52.80.Dy

Введение

Поведение тяжелой компоненты разрядной плазмы (атомов и ионов) всегда в той или иной степени влияет на развитие и поддержку разряда. Действительно, при поджиге разряда и возникновении плазмы (температура электронов которой обычно намного превышает температуру ионов и атомов, $T_e \gg T_i$) происходит изменение баланса давлений и потоков частиц в области разряда. Если разряд происходит в замкнутом объеме, это вызывает увеличение давления и возникновение градиентов концентрации тяжелой компоненты; если разрядный промежуток занимает лишь часть общего объема, происходит вытеснение (вынос) части тяжелой компоненты из разрядного промежутка, что приводит к изменению параметров разряда. В некоторых режимах такое изменение может быть настолько существенным, что вызывает прекращение горения разряда — наблюдается самопроизвольный обрыв тока.

Самопроизвольный обрыв тока нашел применение для реализации полного сеточного управления в плазменных ключевых элементах, работающих в режиме кнудсеновской низковольтной дуги в парах щелочных и щелочно-земельных металлов [1–3], поэтому изучение кинетики тяжелой компоненты интересно не только с точки зрения физики газового разряда, но и для практических приложений. Отметим, что в таких приборах эта кинетика осложняется процессами адсорбции-десорбции атомов (и ионов) на поверхности электродов, которые как показано в настоящей статье, играют важнейшую роль и в формировании разрядной плазмы, и в установлении равновесного состояния в ней.

Поведение тяжелой компоненты влияет и на стационарные, и на импульсные режимы термоэмиссионных разрядов. Однако если в стационарных (или квазистационарных) условиях проявляется лишь конечный результат многообразных процессов, то в импульсных режимах многие процессы разделяются естественным

образом по характерному времени развития, что облегчает их исследование и интерпретацию. Полученные при этом сведения можно использовать далее для описания стационарных режимов. Этот подход был использован в настоящей работе.

1. Техника эксперимента

Исследования проводились в термоэмиссионном диоде с плоскопараллельной геометрией. Межэлектродное расстояние $d = 1$ мм (в некоторых случаях — 1.35 мм), диаметр электродов $D = 11.8$ мм. Оба электрода в диоде имели косвенный подогрев, в них были вставлены термодпары. Рабочими поверхностями электродов служили торцы молибденовых цилиндров, на которые для увеличения плотности тока эмиссии j_{em} была приварена платиновая фольга. Боковые поверхности цилиндров были закрыты защитной керамикой, а нерабочие части электродов с подогревателями и токоподводами — металлическими экранами диаметром 60 мм. В колбу прибора было вварено сапфировое окно для спектральных измерений. Для измерения параметров плазмы в межэлектродный промежуток был введен цилиндрический зонд, изготовленный из золоченой молибденовой проволоки диаметром 80 μ м и длиной 2.1 мм. С помощью сильфонного узла зонд можно было перемещать как в осевом, так и в радиальном направлениях. Перед началом работы диод заполнялся парами цезия.

Исследования проводились в импульсных режимах при подаче на анод прямоугольного импульса напряжения длительностью 500 μ с с частотой следования 50–400 Hz. При необходимости генератор импульсов вырабатывал дополнительный (зондирующий) прямоугольный импульс регулируемой амплитуды и длительности, который накладывался на основной в любой выбранный момент времени. Практически полная воспроизводимость от импульса к импульсу поджига и других

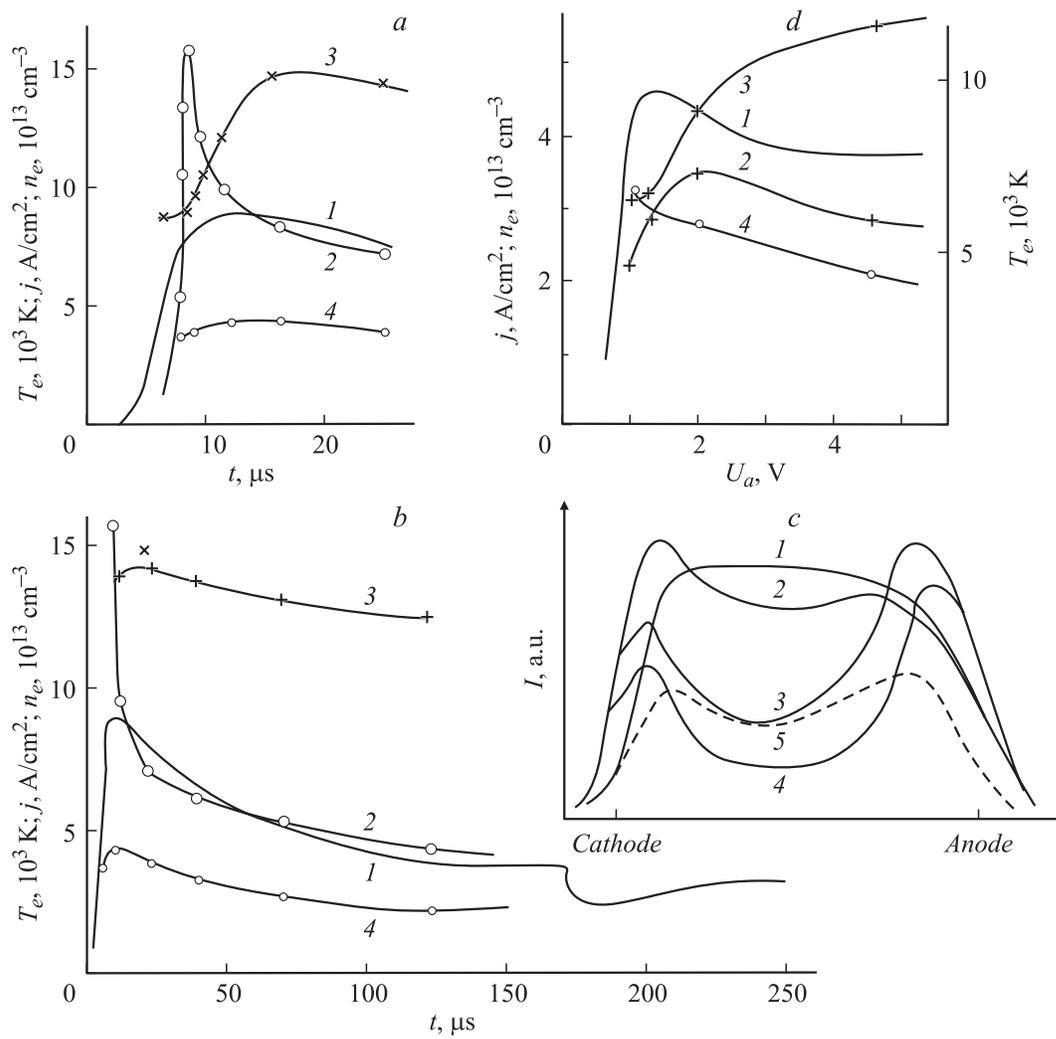


Рис. 1. Поджиг разряда в парах цезия, стадии пробоя и релаксации (a–c) и квазистационарная вольт-амперная характеристика (ВАХ) и зависимость параметров плазмы от анодного напряжения (d); $D = 11.8 \text{ mm}$, $d = 1 \text{ mm}$ (зонд в центре зазора); $P_{Cs} = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$, $T_c = 1050 \text{ K}$, $U_a = 5.1 \text{ V}$; при $t > 170 \mu\text{s}$ $U_a = 1.1 \text{ V}$. a, b — зависимость от времени j (1), n_e (2), T_e (3) и j_{e0} (4); c — распределение по зазору интенсивности спектральной линии Cs1 $\lambda = 672.3 \text{ nm}$ (переход $7^2D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$) в разные моменты времени t после подачи импульса; $t, \mu\text{s}$: 1 — 5.4, 2 — 7.4, 3 — 10.8, 4 — 25.3, 5 — 170; d — ВАХ (1), n_e (2), T_e (3) и j_{em0} (4).

нестационарных процессов в термоэмиссионных разрядах позволила проводить все измерения, в том числе зондовые и спектроскопические, методом стробируемого интегрирования с временным разрешением до 50 ns. Для оптических измерений использовался монохроматор МДР-23 (приемник излучения — ФЭУ-79). По зондовым вольт-амперным характеристикам (ВАХ) определялась концентрация плазмы n_e , электронная температура T_e и потенциал плазмы ϕ . (Последний вычислялся из плавающего потенциала зонда ϕ_{f1} , который определялся по экстраполяции экспоненциального участка ВАХ до точки, соответствующей ионному току насыщения: $\phi = \phi_{f1} + kT_e \ln[0.7(M/m_e)^{1/2}]$, где m_e и M — массы электрона и иона (или атома) соответственно). Более детально конструкция экспериментальных приборов и методика эксперимента описаны в [4,5].

2. Импульсные режимы

Рассмотрим сначала результаты для характерного режима импульсного поджига при $P_{Cs} = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ (рис. 1). Обычно процесс поджига разделяют на три стадии — стадию задержки с очень небольшим изменением проходящего тока, стадию пробоя, соответствующую быстрому нарастанию тока, и стадию релаксации, на которой ток изменяется сравнительно мало, но может происходить очень существенное изменение параметров плазмы.

Из рис. 1, a видно, что уже на конце стадии пробоя (при $t = 9.2 \mu\text{s}$) концентрация плазмы достигает максимума ($n_e = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), значение которого совпадает с концентрацией атомов в зазоре до импульса n_{a0} с точностью до 10%. Действительно, в рассматрива-

емом режиме $l_{aa} \gg d$, $l_{ia} \sim d$ (l_{aa} и l_{ia} — длина рассеяния атомов и ионов на атомах соответственно; сечение σ_{aa} для цезия было определено в 6–8), т.е. режим является кнудсенсовским. Поэтому n_{a0} следует определять из баланса потоков атомов из колбы в зазор и обратно: $n_{acol}(T_{col})^{1/2} = n_{a0}(T_{gap})^{1/2}$, $T_{gap} = (T_c + T_a)/2$, где n_{acol} — концентрация атомов в колбе, T_c , T_a , T_{gap} — температура катода, анода и атомов в зазоре. $T_{gap} = (1050 + 680)/2 = 860$ К, температура колбы $T_{col} = 600$ К, таким образом, $n_{a0} = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, уже в этот момент времени плазма оказывается полностью ионизованной. В результате ионизации концентрация атомов в зазоре резко уменьшается, поэтому при сканировании межэлектродного промежутка на распределении интенсивности спектральных линий атомов Cs появляется глубокий провал в центре зазора (рис. 1, с).

Отметим, что значительная часть сигнала в центре зазора связана с излучением атомов из слабоионизованной плазмы, окружающей зазор, поэтому реальный провал светимости, обусловленный излучением атомов непосредственно из межэлектродного пространства, еще глубже. Максимумы светимости у электродов связаны с возбуждением атомов, слетающих с электродов. Ширина этих максимумов ($\sim 0.2 \text{ мм}$ в рассматриваемом режиме) определяется длиной ионизации $L_i = v_a \tau_i = v_a (v_e n_{e\infty} \sigma_i)^{-1}$, где τ_i — характерное время ионизации, v_a и v_e — тепловые скорости атомов и электронов, $n_{e\infty}$ — концентрация плазмы вдали от электродов, σ_i — эффективное сечение ионизации из основного состояния. Сечение ионизации, определенное из этого соотношения, составляет $\sigma_i = 6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ($T_e = 12 \cdot 10^3$ К) и хорошо согласуется с расчетом [9]. Спад концентрации и температуры электронов на более поздней стадии релаксации (при $t = 25\text{--}150 \mu\text{s}$) приводит снова к росту L_i , поэтому спектральное распределение интенсивности линий становится вновь почти равномерным (рис. 1, с, кривая 5).

При быстром переходе к полной ионизации за время τ_i , когда оно меньше времени пролета зазора τ_d , поток тяжелых частиц (ионов) на электроды сильно возрастает по сравнению с потоком атомов до начала импульса $n_{a0}v_a/4$, так как ионы входят в приэлектродный слой с бомовской скоростью $v_{i0} = (kT_e/M)^{1/2} \gg v_a$. При этом ионы адсорбируются на электродах, а поток десорбированных атомов остается в первый момент прежним, т.е. возникает результирующий поток тяжелых частиц на электроды, который приводит к постепенному увеличению степени покрытия электродов атомами цезия, их аккумуляции на электродах и, как следствие, быстрому спаду n_e за время $\approx 3 \mu\text{s}$. Это время хорошо соответствует времени пролета межэлектродного промежутка τ_d . После окончания быстрого спада n_e устанавливается динамическое равновесие потоков тяжелых частиц из плазмы на электроды и обратно. При спаде n_e потери энергии с потоком ионов на электроды уменьшаются, ток разряда продолжает расти, поэтому T_e на

этом этапе довольно сильно возрастает (до $14.6 \cdot 10^3$ К, рис. 1, а).

Отметим, что при уменьшении тока эмиссии или напряжения в импульсе, T_e и скорость ионизации уменьшаются, время ионизации τ_i становится больше (или много больше) времени пролета ионов τ_d . В этих условиях установление равновесия плазма–электрод в результате осаждения тяжелых частиц на электроды происходит в процессе нарастания концентрации плазмы. Поэтому в режимах с меньшими токами максимальная концентрация плазмы n_{em} (даже при полной ионизации) получается существенно меньше, чем n_{a0} , а резкий пик на $n_e(t)$ отсутствует. То же наблюдается и во время поджига при более высоком давлении (обсуждение далее). При еще меньших токах плазма при выходе в квазистационарное состояние оказывается уже не полностью ионизованной.

Очевидно, что установление равновесия плазма–электрод после быстрого спада n_e происходит при более высоких значениях потоков ионов и атомов на электрод и с электрода по сравнению с начальным равновесным потоком атомов до разряда. Аналогичный разбаланс потоков возникает и на краю зазора, поскольку суммарный поток атомов и ионов из зазора в колбу растет, а поток атомов из колбы в зазор остается неизменным в течение всего импульса. Это приводит к выносу тяжелой компоненты из зазора, так что спад n_e продолжается, но уже с меньшей скоростью. Характерное время выноса в колбу определяется временем пролета иона по радиусу τ_R и в рассматриваемых условиях должно составлять $20 \mu\text{s}$. Радиальный вынос вновь приводит к разбалансу потоков между плазмой и электродами. При этом результирующий поток направлен уже от электрода в плазму, в отличие от быстрой стадии. Этот поток десорбированных с электродов атомов может затормозить установление равновесия между плазмой и холодным газом, окружающим разряд, если характерное время десорбции τ_{des} будет превышать τ_R . При оценке τ_{des} следует учесть, что в парах цезия [10] при уменьшении температуры подложки второй слой адатомов начинает формироваться лишь при приближении (на 10–30 К) к температуре жидкой фазы цезия, в диапазоне температуры на 100–200 К выше критической покрытие остается практически монослойным. Поэтому степень покрытия θ анода в рассматриваемых условиях должна быть близка к единице, а для катода $\theta \approx 0.6\text{--}0.8$. Тогда время десорбции τ_{des} можно оценить по формуле $\tau_{des} = N(1/4n_{a0}v_{a0})^{-1}$, где $N = (2\text{--}3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ — поверхностная плотность адатомов цезия на тугоплавких металлах при монослойном покрытии [11, гл. 2, § 9]. Для рассматриваемого режима $\tau_{des} = 100\text{--}200 \mu\text{s}$, что значительно превышает τ_R и хорошо согласуется с экспериментальным временем выхода в квазистационарное состояние.

Отметим, что в данном режиме запас атомов, адсорбированных на обоих электродах, в расчете на 1 см^2 площади электродов составляет $2N = (4\text{--}6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что более чем в 20 раз превышает полное число атомов в зазоре до начала импульса $n_{a0}d = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

За время установления равновесия ($\sim 150 \mu\text{s}$) из зазора в колбу уходит, по оценкам, $\Delta N = 5.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ тяжелых частиц в расчете на 1 cm^2 площади электродов, что в 3 раза превышает $n_{a0}d$. Поэтому, несмотря на то что концентрация плазмы к концу стадии релаксации ($t = 120\text{--}150 \mu\text{s}$) уменьшается в 4 раза, очевидно, что уходящие из зазора частицы поставляются в основном электродами. Однако вследствие большого запаса адатомов степень (и плотность) покрытия уменьшается при этом только на $\sim 10\%$.

3. Баланс тяжелой компоненты между межэлектродным зазором и объемом колбы

Известно, что на границе стационарного кнудсеновского разряда должен выполняться баланс потоков тяжелых частиц. Конкретный вид уравнения баланса зависит от геометрии разрядного промежутка и распределения температуры, это уравнение может иметь достаточно сложную форму [11, с. 405]. Однако зондовые измерения плазмы в рассмотренных кнудсеновских режимах с полной ионизацией показали, что на краю зазора баланс потоков выражается с точностью $\sim 10\%$ простым соотношением

$$0.61n_i(kT_e/M)^{1/2} = 1/4n_{\text{acol}}v_{\text{acol}},$$

где слева — бомовский ток ионов из разрядного промежутка в холодный газ, а справа — поток атомов из колбы в зазор (n_{acol} и v_{acol} — концентрация и скорость атомов в колбе). Строго это соотношение применимо только для случая узкого (много меньшего длины свободного пробега) потенциального порога, задерживающего электроны, идущие из зазора в колбу. Поэтому полученный результат свидетельствует о том, что радиальная потенциальная яма глубиной $\sim kT_e \ln[0.7(M_i/m_e)^{1/2}]$, в которой находится разрядная плазма и которая уравнивает потоки электронов и ионов в окружающий холодный газ, имеет достаточно крутые стенки.

4. Влияние динамики тяжелой компоненты на разрядный ток

Как видно из рис. 1, *a, b*, ток разряда после роста на стадии пробоя проходит сравнительно плавный максимум и затем постепенно уменьшается. Такое поведение тока обусловлено совместным действием эффекта Шоттки и уменьшением покрытия катода цезием.

Сначала выделим действие эффекта Шоттки. Известно, что под действием ускоряющего поля на катоде E_c ток эмиссии однородных катодов j_{em} увеличивается по сравнению с током эмиссии в нулевом поле $j_{\text{em}0}$ за счет нормального эффекта Шоттки:

$$j_{\text{em}} = j_{\text{em}0} \exp[(q^3 E_c)^{1/2} T]. \quad (2)$$

На пятнистых катодах, когда E_c сравнимо с полем пятен E_{sp} , ток с ростом E_c увеличивается быстрее, чем дает выражение (2), за счет аномального эффекта Шоттки („раскрытия“ пятен с низкой работой выхода). В рассматриваемых здесь режимах при больших проходящих токах j и анодных напряжениях U_a на стадии релаксации всегда $E_c \gg E_{sp}$, поэтому далее будет учитываться только нормальный эффект Шоттки. При очень больших прикатодных падениях потенциала ϕ_c , когда $q\phi_c/kT_e \gg 1$, поле E_c можно с хорошей точностью определить по формуле Маккоуна [12]:

$$E_c^2 = 16\pi j_i (M\phi_c/2q)^{1/2} (1 - (j/j_{ic}(m/M)^{1/2})). \quad (3)$$

Здесь j — электронный ток с катода, $j_{ic} = 0.61 \times qn_e(kT_e/M)^{1/2}$ — ионный ток на катод. Выражение в скобках в формуле (3) учитывает влияние электронов эмиссии на E_c . Как правило, в рассматриваемых режимах, за исключением стадии пробоя, оно близко к единице. Для определения $j_{\text{em}0}$ по результатам зондовых измерений вычислялись значения E_c и j_{em} . При вычислении j_{em} учитывался вклад в проходящий ток ионного тока на катод j_{ic} и обратного тока тепловых электронов из плазмы на катод j_{ec} : $j = j_{\text{em}} + j_{ic} - j_{ec}$.

Для проверки указанная процедура была применена в режимах зондирующих импульсов, в которых на квазистационарное состояние плазмы, соответствующее условиям рис. 1 и точке ВАХ $U_a = 1.3 \text{ V}$, $j = 4.65 \text{ A/cm}^2$ (ВАХ и параметры плазмы показаны на рис. 1, *d*), подавались импульсы разной амплитуды U_{a2} . Пример изменения j , n_e и T_e в импульсе $U_{a2} = 10 \text{ V}$ приведен на рис. 2, *a*.

На рис. 3 показана зависимость от U_{a2} параметров плазмы n_e и T_e , измеренных через $0.55 \mu\text{s}$ после подачи зондирующего импульса. По измеренным n_e , T_e и ϕ_c был определен $j_{\text{em}0}$ для разных U_{a2} (рис. 3, кривая 4). На этом рисунке показана зависимость от U_{a2} проходящего тока в тот же момент времени (кривая 3). Видно, что эффект Шоттки существенно влияет на проходящий ток — j превышает $j_{\text{em}0}$ в 1.5–2 раза. Видно также, что при изменении U_{a2} от 2 до 13 V ток j увеличивается почти в 2 раза, а $j_{\text{em}0}$, как и следовало ожидать, с точностью до $\sim 5\%$ не зависит от амплитуды импульса U_{a2} , так как определяется эмиссионными свойствами катода, которые зависят только от степени покрытия катода цезием θ . Очевидно, что за $0.5 \mu\text{s}$ N (и θ) заметно не изменяется. Из приведенного рассмотрения видно, что предложенная процедура достаточно корректно учитывает эффект Шоттки и позволяет выделить зависимость $j_{\text{em}0}$ от времени и параметров режима.

Перед рассмотрением и интерпретацией поведения $j_{\text{em}0}$ отметим, что зависимость работы выхода катода χ_c (а следовательно, и зависимость $j_{\text{em}0}$) от θ (и N) имеет немонотонный характер. При постоянной температуре подложки с увеличением N χ_c сначала быстро падает, достигает минимума ($\chi_{c \text{ min}}$) при N_{opt} , а затем, при дальнейшем росте N , как правило, сно-

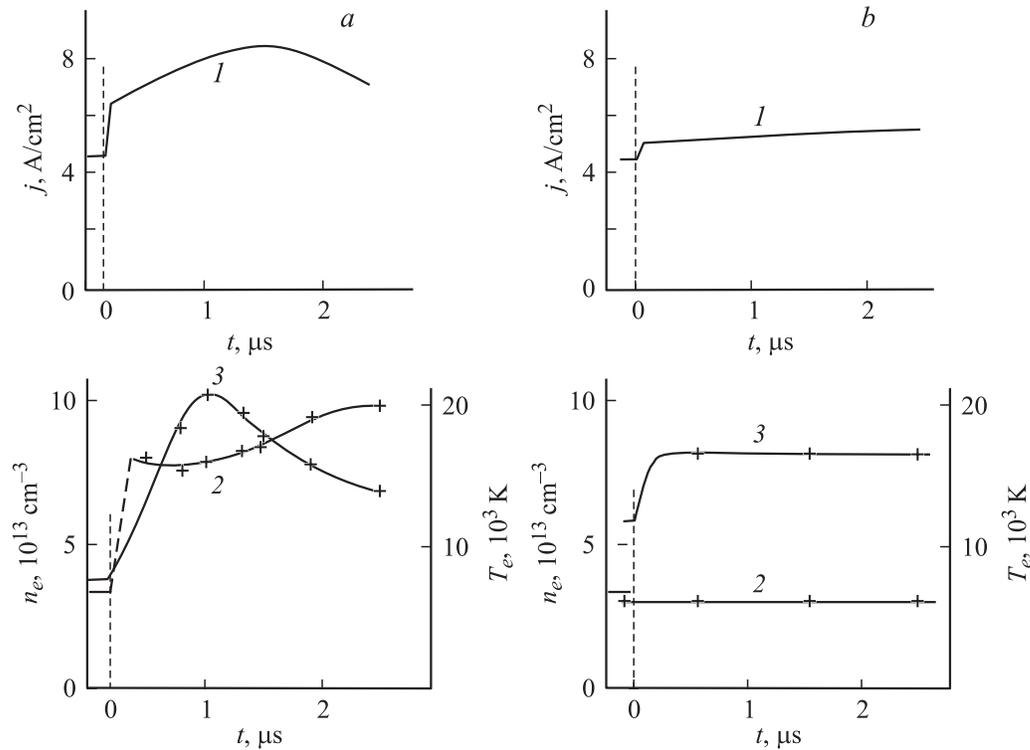


Рис. 2. Зависимость от времени j (1), n_e (2) и T_e (3) при подаче на квазистационарное состояние диода с напряжением U_{a1} импульса с амплитудой U_{a2} в момент времени $t = 0$. $d = 1$ mm, $P_{Cs} = 1.3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $T_c = 1050$ K. *a* — $U_{a1} = 1.3$ V, $U_{a2} = 10$ V; *b* — $U_{a1} = 4.37$ V, $U_{a2} = 14.5$ V.

ва увеличивается [11, гл.2, §9] — т.е. j_{em0} имеет максимум при N_{opt} . В зависимости от соотношения N_{opt} и начальной плотности покрытия электродов до импульса N_o при уменьшении покрытия в разряде может происходить либо уменьшение j_{em0} (при $N_o < N_{opt}$), либо увеличение j_{em0} (при $N_o > N_{opt}$); при $N_o \approx N_{opt}$ зависимость j_{em0} от N будет слабой. Поэтому важно определить соотношение N_o и N_{opt} . Это легко сделать, пользуясь зависимостью $j_{em0}(T_c)$ или $\chi_c(T_c)$ при постоянном давлении цезия. Известно, что при малых T_c $N_o > N_{opt}$ и $\chi_c > \chi_{c\min}$. С увеличением T_c плотность покрытия N монотонно уменьшается, а χ_c сначала уменьшается до $\chi_{c\min}$, а затем начинает возрастать, так что в максимуме S -образной зависимости $j_{em0}(1/T_c)$ выполняется неравенство $\chi_c > \chi_{c\min}$ при этом $N < N_{opt}$.

Рассмотрим теперь поведение тока j_{em0} на стадии релаксации поджига (рис. 1, *a, b*). За время $150 \mu s$ j_{em0} уменьшается более чем в 1.5 раза (до 2.2 A/cm²) по сравнению со значением в конце стадии пробоя (~ 3.6 A/cm²), которое определялось начальной плотностью покрытия N_o . Данный режим по T_c и P_{Cs} близок к максимуму S -образной кривой, поэтому уменьшение j_{em0} может объясняться уменьшением N в процессе выноса тяжелой компоненты на стадии релаксации, как упоминалось выше.

Здесь следует отметить одно обстоятельство, существенное для кнудсоновских режимов. Несмотря на сильный спад n_e (в 4 раза по сравнению с n_{a0} , см. рис. 1)

поток ионов на электроды и в колбу к концу стадии релаксации сравнивается с потоком атомов из колбы и, следовательно, с первоначальным потоком атомов на электроды. Поэтому плотность покрытий в конце стадии релаксации N_{end} должна была бы сравняться с N_o , однако эксперимент (уменьшение j_{em0}) показывает, что конечное покрытие $N_{end} < N_o$. Это может объясняться либо уменьшением коэффициента аккомодации быстрых ионов α_i , идущих из разряда на электрод, по сравнению с коэффициентом аккомодации тепловых атомов α_T ($\alpha_T = 1$), либо появлением неравновесного потока десорбции под действием потока быстрых ионов; возможно также совместное действие указанных причин.

Отметим, что ионы при подходе к катоду ускоряются на прикатодном падении потенциала ϕ_c . В рассматриваемых режимах $\phi_c = 7-8$ V и более, следовательно, энергия ионов при столкновении с поверхностью катода в несколько раз превосходит теплоту адсорбции E_0 атомов цезия на поверхности тугоплавких металлов (известно, что вблизи максимума S -образной кривой $E_0 \approx 2$ eV [11, гл. 2, §9]). Принципиальная возможность уменьшения коэффициента аккомодации быстрых ионов, а также увеличения десорбции атомов цезия с поверхности при бомбардировке ускоренными ионами были отмечены в [13], однако при этом авторы [13] считали эти эффекты малосущественными. Такой вывод, по-видимому, справедлив на участке ВАХ вблизи гашения

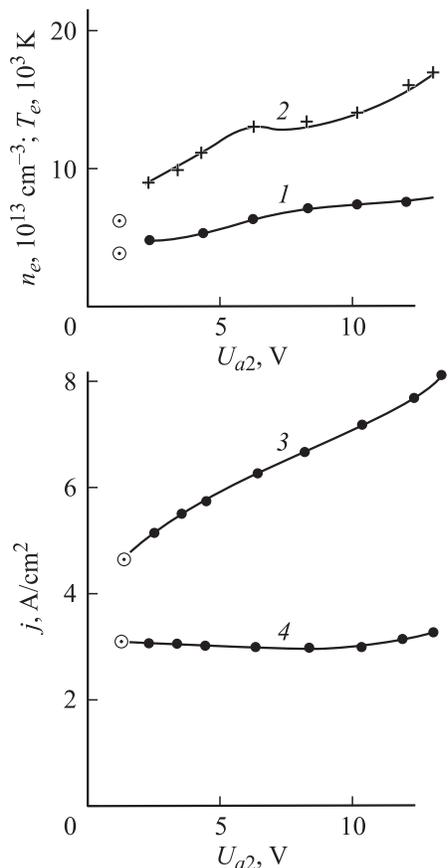


Рис. 3. Зависимость n_e (1), T_e (2), j (3) и j_{em0} (4), измеренных через $t = 0.55 \mu s$ после подачи импульса напряжения на квазистационарное состояние, от амплитуды этого импульса U_{a2} . Параметры начального состояния диода показаны кружками. $U_{a1} = 1.3 \text{ V}$, $j = 4.65 \text{ A/cm}^2$. $d = 1 \text{ mm}$, $P_{Cs} = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$, $T_c = 1050 \text{ K}$.

разряда при $\phi_c = 1-2 \text{ V}$. При больших ϕ_c , как показывают проведенные эксперименты, указанные эффекты весьма существенны.

5. Установление равновесия в квазистационарных режимах

Процессы, описанные выше и связанные с выносом тяжелой компоненты, проявляются не только при поджиге, но и в других нестационарных и квазистационарных режимах. Так, например, уменьшение N_{end} и суммарной концентрации тяжелых частиц в квазистационарном состоянии разряда по сравнению с исходным состоянием перед поджигом приводит при резком уменьшении U_a к затягиванию выхода тока в новое квазистационарное состояние (рис. 1, b, кривая 1). Такое затягивание обусловлено необходимостью восполнения недостатка тяжелых частиц в объеме и на поверхности электродов. Восполнение происходит в результате нескомпенсированного потока атомов из колбы в разряд (уменьшение U_a вызывает уменьшение температуры электронов,

концентрации плазмы и соответственно ионного тока из разряда в колбу). Разрядный ток при этом проходит через минимум.

Интересно, что квазистационарное значение концентрации плазмы n_e намного меньше n_{a0} и слабо меняется с увеличением U_a (рис. 1, d). При этом оказалось, что степень ионизации β при увеличении U_a резко растет. Для определения β необходимо измерить n_a в разряде, что в общем случае является достаточно сложной задачей. Однако в рассматриваемых условиях это можно сделать с помощью зондирующего импульса, который подается на интересующее нас квазистационарное состояние разряда. Если импульс имеет сравнительно большую амплитуду, то все атомы, которые еще не были ионизованы в разряде, быстро ионизируются в импульсе, и следовательно, максимум n_e в импульсе позволяет определить $(n_a + n_e)$ в исследуемом квазистационарном состоянии. Как видно из рис. 2, a, b, характер изменения концентрации плазмы n_e резко различается для значений $U_{a1} 1.3$ и 4.37 V . Во втором случае n_e в импульсе практически не увеличивается, это означает, что при $U_{a1} = 4.37 \text{ V}$ плазма в разряде полностью ионизована. В соответствии с постоянством n_e остаются постоянными в импульсе также j и T_e . Скачок T_e в начале импульса обусловлен резким увеличением энерговыклада в разряд, скачок j — эффектом Шоттки. В режиме с начальным напряжением $U_{a1} = 1.37 \text{ V}$ наблюдается резкий рост n_e в импульсе, но и здесь n_e в максимуме составила всего $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, тогда как $n_{a0} = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Таким образом, при больших токах эмиссии значительный вынос тяжелой компоненты наблюдается уже при малых U_a вблизи точки гашения, когда плазма еще далека от полной ионизации. Измерение n_a с помощью зондирующих импульсов показывает, что в этом случае, так же как для полностью ионизованной плазмы, выполняется баланс потоков на краю зазора: $0.61qn_i(kT_e/M)^{1/2} + 1/4n_{agap}v_{agap} = 1/4n_{acol}v_{acol}$ (здесь n_{agap} и v_{agap} — концентрация и скорость атомов в зазоре). В соответствии с оценками по этой формуле и данными измерений плазма в квазистационарном состоянии уже при $U_a = 2 \text{ V}$ близка к полной ионизации.

6. Особенности установления равновесия при уменьшении и увеличении давления цезия

Уменьшение давления цезия не слишком сильно влияет на общий характер развития тока и концентрации плазмы при поджиге, как это видно на рис. 4. Так как с уменьшением давления пропорционально уменьшается число ионизирующих в зазоре атомов, можно было бы ожидать более быстрого перехода к режимам полной ионизации. Однако этого не наблюдается, поскольку с уменьшением давления быстро снижается скорость ступенчатой генерации [9]. Кроме того, уменьшаются и максимально достижимые разрядные токи — за счет

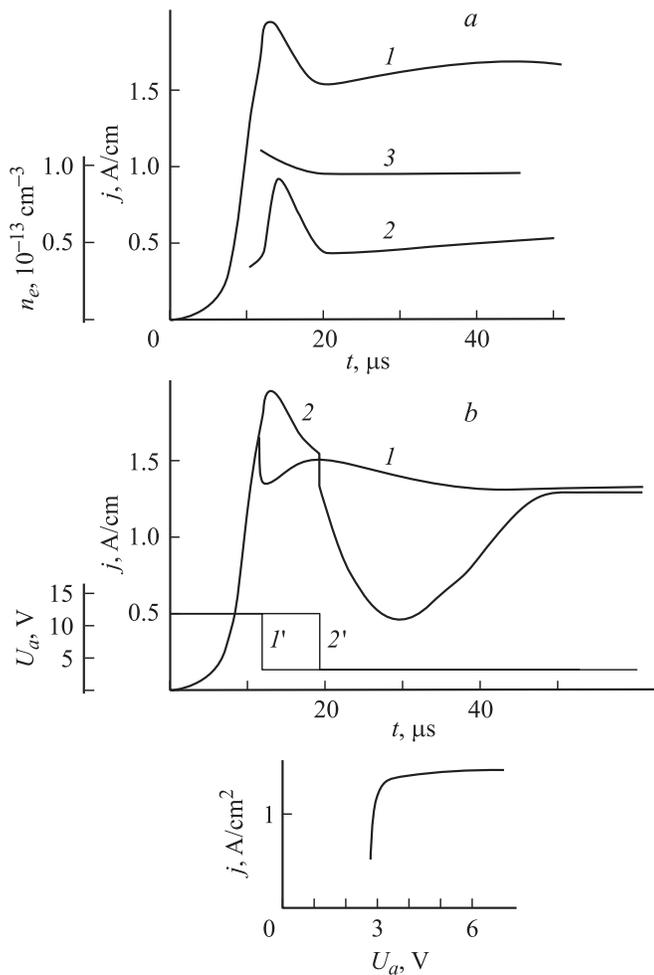


Рис. 4. Поджиг разряда при низком давлении цезия $P_{Cs} = 2 \cdot 10^{-3}$ Torr; $d = 1.35$ mm, $T_c = 1020$ K, $T_a = 650$ K. *a* — зависимость от времени j (1), n_e (2) и j_{em0} (3), $U_a = 11.9$ V; *b* — изменение тока (1, 2) после резкого уменьшения анодного напряжения с 11.9 V до 3.2 V в конце стадии пробоя (I') и в начале стадии релаксации ($2'$). Внизу — ВАХ.

уменьшения эмиссии катода в максимуме S -образных кривых, что приводит к уменьшению вносимой в плазму энергии и температуры электронов. (Предельное значение T_e для приведенного на рис. 4 режима составляет $13 \cdot 10^3$ K). Из-за этого достижение максимума функции $n_e(t)$ происходит позже — только на начальной стадии релаксации (рис. 4, *a*, кривая 2).

Характерной особенностью низких давлений является формирование небольшого узкого пика тока при переходе к стадии релаксации (рис. 4, *a*, кривая 1). Это связано с тем, что при $P_{Ps} \sim 10^{-3}$ Torr общее количество атомов в зазоре так мало в сравнении с их запасом на электродах ($\sim 1/100$), что аккумулярование ионов на катоде практически не увеличивает его степень покрытия и ток эмиссии, а снижение концентрации плазмы после достижения максимума заметно уменьшает эмиссию катода за счет уменьшения эффекта Шоттки (кривая 3 на рис. 4, *a*).

Необычным оказывается поведение тока при уменьшении амплитуды анодного импульса (рис. 4, *b*). Если уменьшить напряжение в конце стадии пробоя, когда плазма еще только частично ионизована ($n_e = 2.5 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$) и концентрация не достигла максимума, ток изменяется совсем незначительно — в пределах $\sim 10\%$ (кривая 1, рис. 4, *b*) — случай 1. Резкое начальное уменьшение тока связано, очевидно, с уменьшением эффекта Шоттки — при снижении анодного напряжения от 11.9 до 3.2 V примерно на столько же должен уменьшиться и прикатодный барьер. После этого ток быстро проходит небольшой минимум, затем слегка возрастает и далее плавно выходит на квазистационарное значение — переход к меньшему напряжению не ведет к уменьшению тока. При таком же снижении напряжения в начале стадии релаксации, когда достигнута предельная степень ионизации и концентрация плазмы после достижения максимума успела уже сильно уменьшиться (естественно, как и концентрация атомов Cs), наблюдается сильное, почти в 5 раз по сравнению с исходным значением, снижение тока (кривая 2, рис. 4, *b*) — случай 2.

Такой результат невозможно объяснить одним только балансом тяжелой компоненты, как это естественно получается для давления $P_{Cs} = 1.3 \cdot 10^{-2}$ Torr (см. выше), потому что при $P_{Cs} = 2 \cdot 10^{-3}$ Torr изменение ионного тока практически не сказывается на степени покрытия катода и его эмиссии, а характерное время установления стационарного равновесия тяжелой компоненты между электродами и зазором при таком низком давлении составляет ~ 1 ms. Небольшое начальное снижение разрядного тока связано, как и в первом случае, с уменьшением эффекта Шоттки. Но дальнейшее медленное уменьшение тока в ~ 5 раз (при практически неизменной эмиссии катода) обусловлено, очевидно, другой причиной — таким значительным снижением концентрации плазмы, что оно вызывает образование у поверхности катода задерживающего электроны барьера (виртуального катода).

Естественно, что уменьшение U_a должно вызывать сильное снижение вносимой в плазму катодным пучком энергии (для приведенного режима — практически в 4 раза) и температуры электронов плазмы, а это при низких давлениях должно неизбежно вызывать значительное уменьшение скорости ступенчатой генерации ионов [9] и соответственно концентрации плазмы. Но для случая 1 концентрация при этом все же сохраняется на уровне, достаточном для пропускания практически полного тока эмиссии (уменьшение тока после быстрого начального спада за счет безынерционного уменьшения прикатодного барьера составляет всего несколько процентов), тогда как для случая 2, при том же исходном уровне n_e , скорость генерации уменьшается настолько, что возникает дефицит ионов, и эмиссия катода начинает сильно ограничиваться виртуальным катодом. Разница заключается в том, что во втором случае уменьшение T_e происходит в условиях достижения предельной степени

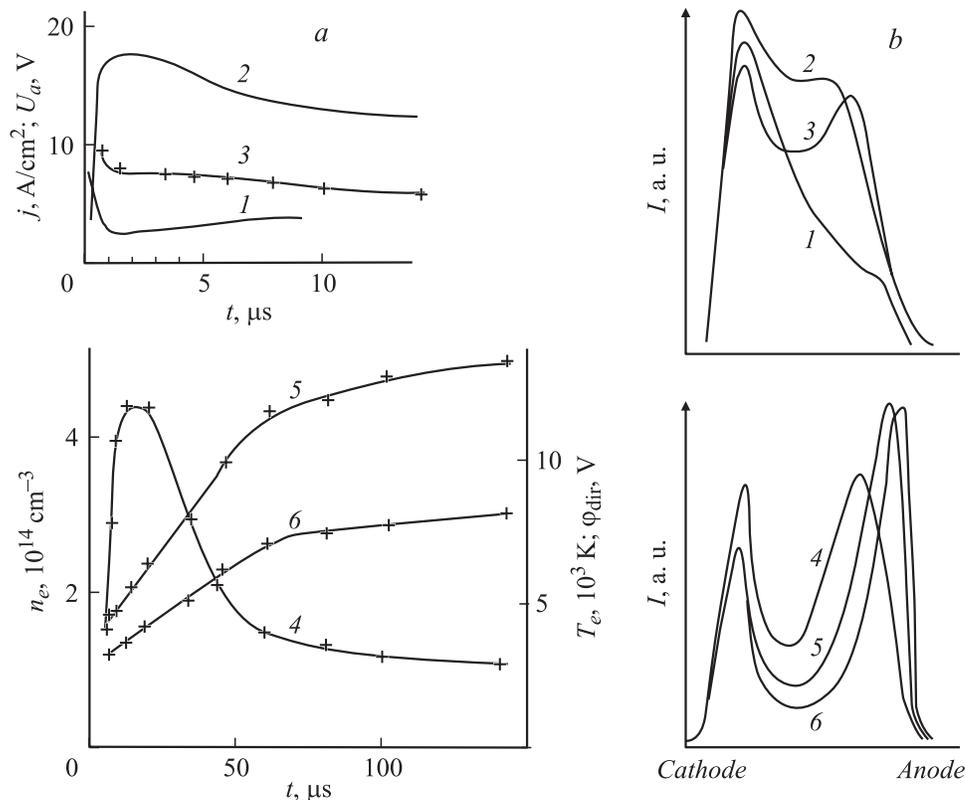


Рис. 5. Поджиг разряда в цезии при переходном давлении (стадии пробоя и релаксации), $d = 1.35$ mm, $P_{Cs} = 7.3 \cdot 10^{-2}$ Torr. *a* — зависимость от времени U_a (1), j (2), j_{em0} (3), n_e (4), T_e (5) и потенциал плазмы в центре зазора ϕ (6); *b* — распределение по зазору интенсивности спектральной линии Cs I $\lambda = 672.3$ nm в разные моменты времени после подачи импульса; t , μs : 1 — 2.4, 2 — 9.5, 3 — 15.6, 4 — 25.3, 5 — 37.5, 6 — 48.6.

ионизации плазмы (см. рис. 4, *a*, кривая 3) и соответственно максимального уменьшения концентрации тяжелой компоненты в зазоре, а, согласно [9], именно в таких условиях скорость генерации особенно сильно зависит от T_e и n_a .

Довольно большое время спада $\sim 10 \mu s$, существенно большее пролетного времени атомов поперек зазора, объясняется тем, что генерация ионов в рассматриваемых условиях не прекращается совсем (как это было бы при полном обрыве анодного импульса), а только уменьшается. Поэтому концентрация плазмы спадает сравнительно медленно, причем уменьшение тока по мере уменьшения n_e продолжает снижать вносимую в разряд энергию и электронную температуру, а с ней и скорость генерации ионов. Как показывает оценка, минимуму тока соответствует высота виртуального катода $\sim 1.5kT_e$.

Весьма интересным представляется вопрос о механизме, приводящем к восстановлению тока — очевидно, что без наличия такого механизма положительная обратная связь между током и скоростью генерации плазмы при столь значительном запирании тока должна приводить к гашению разряда. По-видимому, основным механизмом является увеличение концентрации атомов в межэлектродном промежутке по мере уменьшения

концентрации плазмы и отвода ионов на электроды, что соответственно должно увеличивать скорость генерации. Некоторую роль в этом, возможно, играет и захват ионов в потенциальную яму, которую для них представляет виртуальный катод, но из-за небольшой глубины ямы эта роль не должна быть большой [14].

После того как ток достиг минимума и начал увеличиваться, превалирующим становится фактор увеличения энергии, вносимой в плазму катодным пучком электронов и разогревающей электроны плазмы, что увеличивает скорость генерации и концентрацию плазмы. Процесс начинает развиваться в обратном направлении и завершается выходом тока на тот же квазистационарный уровень, что и в случае 1. Характерное время развития этого „обратного“ процесса оказывается примерно таким же, как и процесса уменьшения тока. Заметим, что нельзя исключить и того, что медленное уменьшение тока в 5 раз при снижении анодного напряжения после достижения предельной степени ионизации может быть связано и с радиальным сжатием разрядной плазмы, поскольку U_a уменьшается до величины 3.2 V, что очень близко к напряжению в точке перегиба ВАХ (рис. 4, *c*), ниже которой, как известно, уменьшение тока связано со шнурованием разряда.

Увеличение давления цезия приводит к переходу от кнудсеновских к диффузионным режимам, и хотя при этом наблюдается в целом сходная картина релаксации (рис. 5), появляются некоторые количественные изменения. Так, при сравнительно небольшом анодном импульсе U_a нарастание концентрации плазмы n_e на начальном этапе замедляется, она выходит на плавный максимум $n_{e\max} = 4.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, который в 2 раза меньше начальной концентрации атомов n_{a0} (в отличие от режима $P_{Cs} = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$, рис. 1). Это может объясняться тем, что с ростом n_e увеличивается объемная трехчастичная рекомбинация, которая тормозит дальнейший рост n_e , и в центре зазора устанавливается баланс ионизации–рекомбинации. При этом, несмотря на то что за время установления ионизационного равновесия часть тяжелых частиц уходит на электроды, плазма остается на этой стадии ($t = 10\text{--}20 \mu\text{s}$) не полностью ионизованной. Об этом свидетельствует распределение интенсивности линий по зазору (рис. 5, *b*) — при $t = 16 \mu\text{s}$ провал, обусловленный „выгоранием“ атомов в центре зазора, только начинает формироваться.

После плавного максимума начинается спад n_e , вызванный выносом тяжелых частиц из зазора и установлением равновесия на границе разряда. В данном режиме $\tau_{\text{des}} = 20\text{--}30 \mu\text{s}$, поэтому спад здесь происходит быстрее, чем на рис. 1, *b*. При уменьшении n_e провал на распределении светимости линий в центр углубляется практически до нуля. Это показывает, что плазма становится полностью ионизованной, а рекомбинация малосущественной. Отметим также, что при этом область ионизации около анода сужается и становится такой же, как у катода. Это означает выравнивание T_e по зазору.

При $n_e \approx (1\text{--}2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $d = 1 \text{ mm}$ становится существенным разогрев ионов в плазме. Оценка такого разогрева из решения стационарного уравнения теплопроводности для полностью ионизованной плазмы (аналогично [6,13]) показывает, что в центре зазора температура ионов достигает $4 \cdot 10^3 \text{ K}$ (при $T_e = 13 \cdot 10^3 \text{ K}$). Разогрев ионов следует учитывать при рассмотрении установления равновесия.

Оценка потока ионов v_i в квазистационарном состоянии показывает, что $v_i = 4.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, это в 2 раза меньше потока атомов из колбы. Таким образом, баланс потоков здесь нарушен, а баланс давлений, как легко определить, еще не выполняется, т.е. режим, рассмотренный на рис. 5, относится к достаточно широкой области давлений, в которой осуществляется переход от баланса потоков к балансу давлений и которая в значительной степени зависит от геометрии конкретного прибора. Сильное изменение потока ионов на электрод должно приводить к существенному уменьшению N . Однако в данном режиме сильного спада $j_{\text{em}0}$ не происходит, в отличие от случая, представленного на рис. 1, *b*. Это, по-видимому, связано с тем, что здесь j_{em} гораздо меньше тока, соответствующего максимуму S -образной кривой.

Увеличить T_c и j_{em} было невозможно, так как у генератора, который был использован для проведения эксперимента, предельный ток в импульсе составлял 15–20 А. (Этим объясняется „подсаживание“ анодного импульса напряжения током — кривая I , рис. 5, *a*.) Поэтому степень покрытия $\theta \approx \theta_{\text{opt}}$ ($N_o \approx N_{\text{opt}}$). В таких режимах зависимость $j_{\text{em}0}$ от N должна быть слабой (см. выше). Отметим, что при больших давлениях уменьшение потока тяжелых частиц на электроды при формировании плазмы, обусловленное балансом давлений в зазоре, является одной из основных причин уменьшения степени покрытия [6] — в отличие от кнудсеновских режимов разряда, в которых поток на электроды практически не меняется, а уменьшение покрытия может вызываться только изменением взаимодействия ускоренных ионов с электродом.

Заключение

В настоящей работе был подробно исследован термоэмиссионный разряд в стационарных и нестационарных режимах. Благодаря использованию платиновых катодов и специальному процессу тренировки проходящий ток в исследованных приборах доходил до 10 A/cm^2 при $P_{Cs} = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$, что является уникальным результатом для чисто цезиевого наполнения. Столь высокий уровень эмиссии в кнудсеновских режимах и использование высокочувствительной методики измерения параметров разрядной плазмы с высоким временным разрешением позволил выявить основные процессы, определяющие в совокупности кинетику тяжелой компоненты. Наглядно показано, что существенную роль играют процессы адсорбции–десорбции атомов и ионов цезия на электродах.

В проведенных исследованиях удалось разделить влияние на проходящий ток диода эффекта Шоттки и изменения степени покрытия катода цезием. Высокая чувствительность зондовых и спектральных измерений при исследовании поджига и в особенности использование метода зондирующих импульсов позволили выявить сильные изменения состояния тяжелой компоненты в зазоре даже в квазистационарных режимах, где ток и концентрация плазмы слабо меняются с ростом напряжения на диоде. Оказалось возможным также наблюдать формирование виртуального катода в режимах, где концентрация плазмы оказывается недостаточной для пропускания тока эмиссии катода.

Нет сомнений, что такая картина должна иметь место не только для цезия, но и для разрядов в парах других щелочных и щелочно-земельных металлов и их смесей — например, смеси $\text{Ps}\text{--}\text{Ba}$. По-видимому, в определенных условиях, когда число адсорбированных на электродах атомов или молекул газа соизмеримо с их числом в разрядном промежутке, процессы адсорбции–десорбции должны играть заметную роль в кинетике нестационарных процессов и для других наполнений — ртути, молекулярных и даже инертных газов.

Список литературы

- [1] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Мустафаев А.С. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 567–572.
- [2] Алексеев Н.И., Каплан В.Б., Марциновский А.М., Расулов Ф.Н. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 12. С. 21–38.
- [3] Бабанин В.И., Кольшикин И.Н., Кузнецов В.И. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 12. С. 61–82.
- [4] Каплан В.Б., Макаров А.Н., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 2068–2084.
- [5] Bogdanov A.A., Kaplan V.B., Martsinovsky A.M., Yuriev V.G. // J. de Physique. 1979. Т. 40 Suppl. an n°7. P. 337–338 (Proc. XIV Conf. on Phenomenon in Ionized Gases).
- [6] Бакиит Ф.Г., Костин А.А., Серов Ю.Л., Явор И.П. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 11. С. 2307–2310.
- [7] Esterman I., Foner S.N., Stern O. // Phys. Rev. 1947. Vol. 71. N 4. P. 250–257.
- [8] Lou Y.S. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 3. P. 1094–1097.
- [9] Бакиит Ф.Г., Дюжес Г.А., Каплан В.Б. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 263–273.
- [10] Taylor J.B., Langmuir I. // Phys. Rev. 1933. Vol. 44. N 6. P. 423–458.
- [11] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [12] MacKeown S.S. // Phys. Rev. 1929. Vol. 34. N 4. P. 611–614.
- [13] Бакиит Ф.Г., Коробова И.Л., Мойжес Б.Я. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 2. С. 387–400.
- [14] Богданов А.А., Марциновский А.М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 4. С. 696–701.