

04

©1992 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОМ КЛЮЧЕВОМ ЭЛЕМЕНТЕ С КРУПНОСТРУКТУРНОЙ СЕТКОЙ

I. СТАЦИОНАРНОЕ ПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ

*Н.И.Алексеев, В.Б.Каплан,
А.М.Марциновский*

Исследовано прохождение тока через крупноструктурную сетку (размер ячейки $a < h$, h — толщина сетки), находящуюся в плазме кнудсеновского термоэмиссионного разряда в парах цезия. Исследована работа плазменного ключевого элемента с такой сеткой. На основании результатов зондовых измерений установлено, что в отличие от мелкоструктурной сетки ($a \ll h$) скорость генерации и концентрация плазмы в области сетка-анод всегда больше, чем в катодной области, что связано с наличием перепада потенциала между областями порядка нескольких kT_e , ускоряющего электроны из катодной области в анодную. Показано, что этот перепад гладко и немонотонно распределен внутри ячейки (образуется „виртуальный катод“). Предложена модель, хорошо описывающая токопрохождение через крупноструктурную сетку.

1. При разработке плазменных ключевых элементов (ПКЭ) с полным сеточным управлением использовались различные типы сеток. Среди них можно выделить два, соответствующие предельным случаям по геометрической структуре и связанному с ней характеру гашения разряда: мелкоструктурные сетки (МС) и крупноструктурные (КС) $[1-4]$ (последние, как правило, используются в цезий-бариевых приборах).

Условимся считать мелкоструктурными сетки с толщиной h много меньше размеров ячейки $2a$ и большой геометрической прозрачностью $\alpha_0^2 \gtrsim 0.5$, крупноструктурными — сетки с $h > a$. В первом случае обеспечиваются меньшие прямые падения ключей V_0 , сетки второго типа более технологичны. Исследования показали также, что последние позволяют устранить ограничение управляемого тока, свойственное цезиевым ПКЭ с МС при давлениях цезия $P_{Cs} > (1-2) \cdot 10^{-2}$ Тор $[1]$. Кроме того, крупноструктурные сетки обладают более высокой электропрочностью $[2-4]$.

Все эти причины позволили поставить вопрос о целесообразности использования крупноструктурных сеток для цезиевых ключевых элементов в тех случаях, когда необходима коммутация высоких напряжений и ПКЭ сохраняет высокую экономичность, несмотря на более высокие пря-

мье падения. Предварительные исследования цезиевых ПКЭ с такой сеткой действительно показали перспективность приборов для коммутации напряжений свыше 100 В. Было установлено также, что гашение разряда управляющим сеточным импульсом для ПКЭ с КС имеет ряд существенных особенностей, выгодно отличающих эти приборы от аналогичных образцов с мелкоструктурной сеткой. Во-первых, эффективность сеточного управления практически не зависит в широком диапазоне токов от величины эмиссии катода и гораздо слабее зависит от положения точки на ВАХ, чем для КЭ с МС. Во-вторых, процесс изменения тока во время гашения не слишком чувствителен к изменению крутизны фронта гасящего импульса. Оба эти отличия связаны с тем, что в ключевых элементах того и другого типа реализуются разные механизмы гашения. Если для МС определяющую роль играет кинетика формирования приэлектродных слоев у витков сетки [1], то для КС механизм гашения, по-видимому, имеет в основе известное явление самопроизвольного обрыва тока, когда протекание тока становится невозможным при превышении им некоторого критического значения, определяемого локальными параметрами плазмы [2].

Иная по сравнению с ПКЭ с КС физика гашения требует и другого теоретического подхода. Как известно, для МС токоперенос хорошо описывается простой моделью „электрической прозрачности“, согласно которой сетка рассматривается как плоская граница двух плазм, обладающая определенной проницаемостью $\alpha^2 < 1$. Результирующие электронный и ионный токи находятся тогда из балансов потоков частиц через ту часть ячейки сетки, которая свободна от слоя пространственного заряда [1,5]. В случае крупноструктурной сетки определяющую роль в формировании проводящего канала должен играть отбор ионов на внутреннюю поверхность ячейки; кроме того, характер протекания тока будет сильно зависеть от генерации ионов в канале.

Для решения одной лишь задачи нахождения проницаемости сетки (легко оцениваемой для МС, где соотношение концентраций плазмы в катодной, сеточной и анодной областях $n_1 > n_g > n_2$) требуется самосогласованный расчет генерации плазмы, распределения потенциала и прохождения тока по ячейке сетки. Даже в предельном случае узкого канала, когда генерация незначительна, решение задачи о „затекании“ плазмы в ячейки чрезвычайно сложно из-за ее двумерности (параметры $\varphi, n = \varphi, n(z, r)$) и, главное, отсутствия в ячейке невозмущенной плазмы ($l_{ea}, l_{ia} \gg a$). Поэтому во всем объеме ячейки (а не только в области сильного поперечного поля в приэлектродном слое) плазму, строго говоря, необходимо описывать кинетически.

Несмотря на перспективность применения ПКЭ с КС, они изучены явно недостаточно. Исследование плазмы в них не проводилось, а кинетика гашения исследовалась лишь в самых общих чертах [2,4].¹ Настоящая работа ставила целью восполнить этот пробел, ее задачей было всестороннее экспериментальное и теоретическое исследование цезиевых КЭ с крупноструктурной сеткой.

2. Экспериментальный прибор был подобен описанному в [1,6]. Рабочими поверхностями катода и анода служили торцы полых молибденовых цилиндров диаметром 6 мм. Катод имел косвенный подогрев, его

¹ Отметим, что в [7] сделана попытка распространить развитую в [5] теорию на случай ПКЭ с крупноструктурной сеткой специального вида $2a \sim 2 \text{ мм} > l_{ia} \gtrsim l_{ion}$.

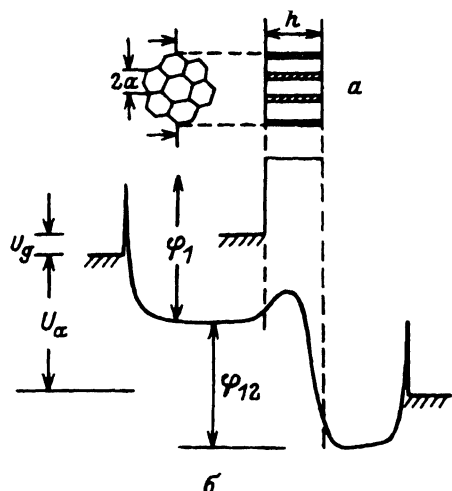


Рис. 1. Профиль потенциала в разряде с объемной сеткой (а) и ее структура (б).

рабочая поверхность покрывалась платиной. В качестве сетки использовалась „объемная" ($h = 0.7$ мм) сетка типа „сот без дна" с диаметром рабочей части 5 мм (рис. 1,а), с успехом опробованная и ранее [1].

Ячейки такой сетки представляли собой не совсем правильные шестигранники со средними размерами $2a = 0.2$ мм. Ширина стенок ячеек составляла $0.02-0.03$ мм. Поэтому геометрическая прозрачность (в свету) была высокой $\alpha_0^2 \sim 0.75$, расстояние катод-сетка составляло $d_1 = 3-4$ мм, сетка-анод $d_2 \sim 1-2$ мм, так что суммарная ширина зазора равнялась $d = d_1 + d_2 + h = 5.7$ мм.

Для предотвращения зажигания паразитных разрядов в обход сетки при больших анодных напряжениях держатель сетки имел конструкцию, которая полностью изолировала область анод-сетка от остального объема прибора. Поэтому зонд в промежуток анод-сетка вводился через анод, причем поверхность анода имела независимую откачку параллельно откачке объема прибора. В промежуток катод-сетка зонд вводился сбоку. Диаметр зондов составлял 0.1 мм, длина 2.5 мм.

Методика испытаний прибора была аналогична [1,6]. Для снятия вольт-амперных характеристик зондов использовался метод стробируемого интегрирования с временным разрешением 0.1 мкс. В режиме модуляции прибор работал на активную анодную нагрузку R_a , так что анодное напряжение равнялось $U_a = E_a - I_a R_a$, где E_a — напряжение анодного источника (модулируемое напряжение), I_a — анодный ток.

3. Типичные результаты измерения параметров плазмы в проводящем состоянии ПКЭ с КС представлены на рис. 2. Отметим, что как и в традиционно применяемых схемах испытания ключей [1], токовый шунт был расположен между катодом и землей и регистрировал ток в катодной цепи I_k (кривые 1-4 на нижней части рисунка), равный сумме анодного I_a , и сеточного I_g токов. Но если для МС $I_g \ll I_a$ и с точностью до нескольких процентов $I_a = I_k$, то для исследуемого прибора площадь поверхности сетки на порядок больше площади катода, так что ионные сеточные токи достигают значений 0.1-0.3 А, сопоставимых с I_a (для примера для режима 1 пунктиром приведена зависимость $I_g(U_a)$).

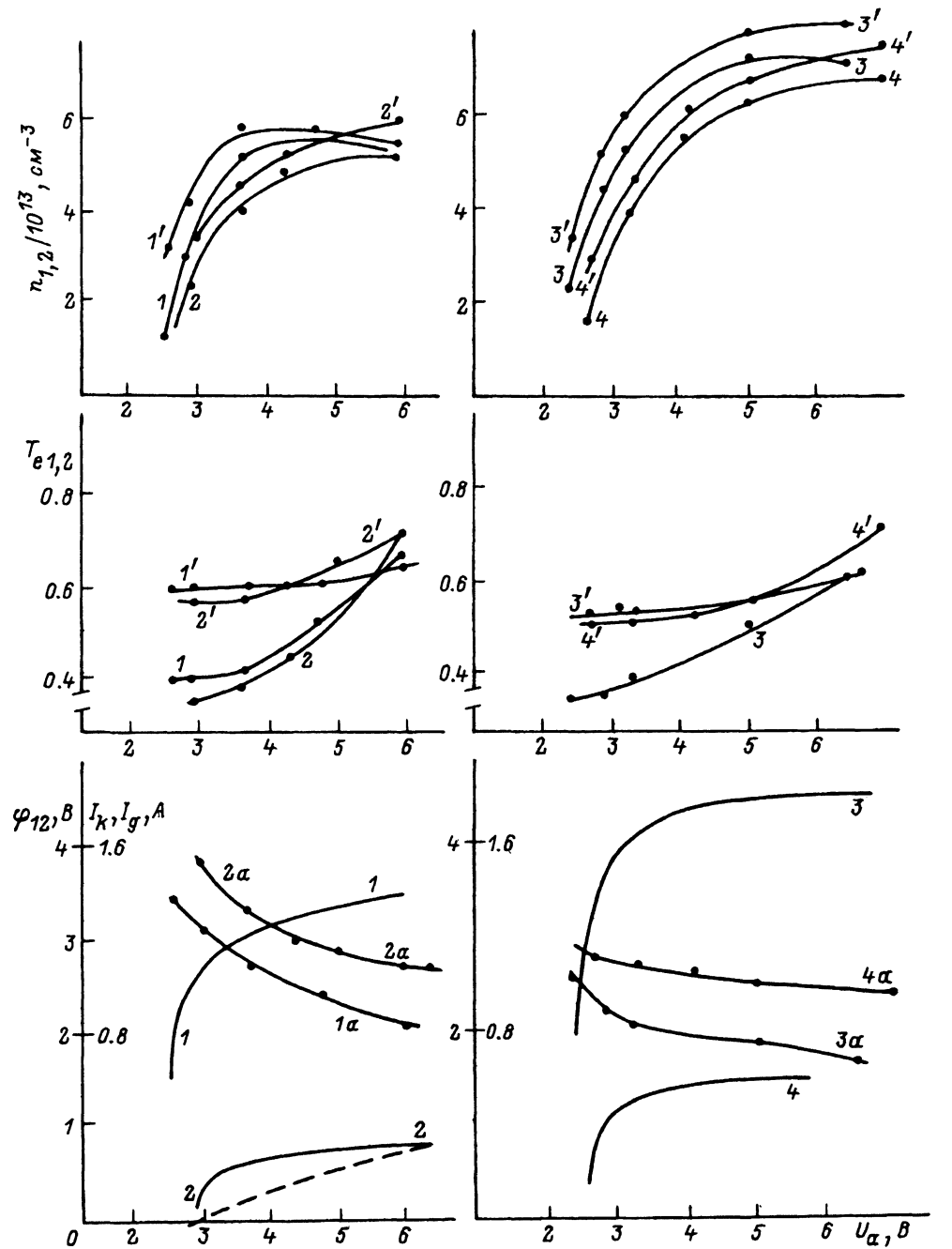


Рис. 2. Зависимости тока I_k и параметров плазмы от анодного напряжения U_a при разных токах эмиссии катода и давлениях цезия.

Кривые 1'-4' — для анодной области, 1-4 — для катодной соответствуют ВАХ 1-4 на нижнем рисунке; α обозначает φ_{12} ; $U_g \sim -(0.3 - 0.5) \text{ В}$; $P_{Cs} = 7 \cdot 10^{-3}$ (1,2), $1.4 \cdot 10^{-2}$ Тор (3,4).

Из приведенных ВАХ видно, что минимальное напряжение горения разряда V_0 , соответствующее вертикальному участку ВАХ для реального диапазона рабочих давлений цезия $0.5 - 1.5 \cdot 10^{-2}$ Тор и плотностей тока $1 - 6$ А/см², составляет 2.5-3 В. Это всего лишь на 1-1.5 В превышает значение V_0 для разрядов в ПКЭ с МС в аналогичных по давлению и току режимах [1] и обеспечивает достаточно высокий КПД ключа ($\eta \sim 95\%$) уже при $E_a = 50 - 60$ В.

Зависимость параметров разрядной плазмы от анодного напряжения, представленная на рис. 2, показывает, что структура разряда с КС коренным образом отличается от случая МС. Прежде всего, для крупнотурбурной сетки перепад потенциала φ_{12} между плазмами катодной и анодной областей положительный (ускоряет электроны из катодной области в анодную) и составляет в зависимости от режима $\varphi_{12} = 2.0 - 4.0$ В $\gg T_e$ (рис. 1, б), что на порядок превышает скачок потенциала в КЭ с МС.

При увеличении анодного напряжения φ_{12} становится, стремясь к предельному значению, на 1-1.5 В меньше исходного (кривые 1-4). Для сравнения напомним, что в разряде с МС величина отрицательного скачка сначала растет, а затем по мере перехода плазмы в катодной и анодной областях в полностью ионизованное состояние уменьшается практически до 0. Дополнительное напряжение, как и в обычной низковольтной дуге, прикладывается к катодному скачку, который из-за уменьшения φ_{12} растет даже быстрее, чем U_a .

Большие значения φ_{12} (по существу такие же, как катодное падение потенциала в обычном цезиевом разряде) обуславливает второе существенное отличие от КЭ с МС — высокие концентрации плазмы в анодной области $n_2 > n_1$, $T_{e2} > T_{e1}$. Это обстоятельство связано с тем, что для крупнотурбурной сетки обмен ионами между областями практически исключен, поэтому для поддержания разряда в анодную область должна вноситься столь же большая энергия, как и в катодную. Ниже мы вернемся к этому вопросу.

Обращают на себя внимание большие значения концентрации n_2 даже при минимальном напряжении на разряде $U_a \sim V_0$: можно сказать, что существование разряда возможно лишь при высокой степени ионизации анодной области.

Развитие разряда при нарастании U_a происходит в основном за счет катодной области — увеличение прикатодного барьера обуславливает быстрый рост концентрации n_1 , а когда n_1 достигает предельного значения, начинается рост температуры электронов T_{e1} . Как видно из рис. 2, рост концентрации и температуры электронов в анодной области с увеличением анодного напряжения относительно невелик. Это связано с тем, что величина φ_{12} уменьшается, соответственно поток энергии в анодную область $I_a \cdot (\varphi_{12} + 2T_{e1})$ возрастает лишь за счет роста тока, а на участке насыщения — температуры T_{e1} .

При исследовании влияния потенциала сетки на разряд следует прежде всего отметить крайне слабую зависимость анодного тока I_a от сеточного потенциала (что, как будет видно из дальнейшего, наблюдается и при подаче на сетку импульсного напряжения). Изменение I_a вплоть до гашения разряда не превышает обычно нескольких процентов и, как правило, находится в пределах точности измерений, если определять анодный ток по сумме токов в катодной и сеточной цепях. Поэтому измерения проводились с достаточно большой анодной нагрузкой R_a , а изменение I_a определялось по изменению анодного напряжения $U_a = E_a - I_a R_a$. На

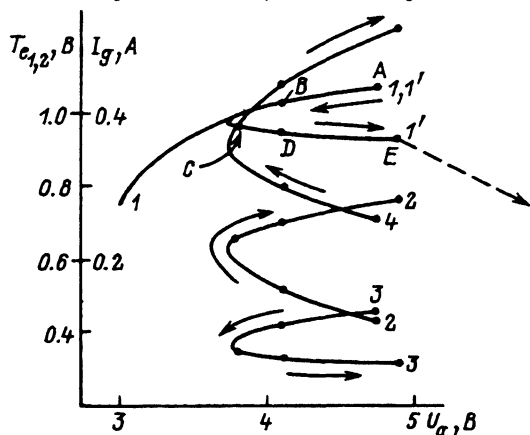
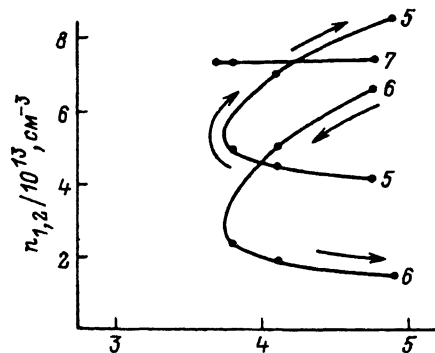


Рис. 3. Изменение параметров плазмы, напряжения U_a и тока I_k (i') при увеличении отрицательного сеточного смещения U_g В.

A — +1.0; B — +0.4; C — +0.9; D — -1.6; E — -4.8 (срыв разряда); 2 — I_g ; 3, 4 — $T_{e1,2}$; 5 — φ_{12} ; 6, 7 — $n_{1,2}$; 1 — исходная ВАХ при $U_g \sim +1$ В. $P_{CS} = 1.35 \cdot 10^{-2}$ Тор.

рис. 3 приведены типичные результаты таких измерений, выполненные для развитого разряда (точка A ВАХ). На этом рисунке кривая 1 представляет изменение анодного напряжения и тока в катодной цепи при плавном уменьшении потенциала сетки от +1 до -4.8 В (срыв разряда). При положительных сеточных смещениях (точки A и B) уменьшение U_g приводит, как и для ПКЭ с МС [6], к некоторому росту U_a за счет уменьшения электронного тока на сетку. При $U_g < 0$ анодный ток уменьшается (U_a несколько увеличивается). Однако и рост, и уменьшение крайне незначительны и составляют не более 0.03 А ($\Delta U_a \sim 1$ В), $R_a \sim 30$ Ом т.е. имеет место "стабилизация" анодного тока, намного более сильная, нежели для КЭ с МС [1]. Уменьшение U_g вызывает значительный рост скачка потенциала φ_{12} между катодной и анодной областями, что приводит к росту электронной температуры в анодной области, но n_2 практически не меняется, так как достигнута уже предельная степень ионизации. Концентрация и температура катодной области между тем уменьшаются; вероятно, это связано с уменьшением прикатодного барьера φ_1 и все более интенсивным отводом ионов на стенки сетки. Таким образом, разница в концентрациях и температурах плазмы катодной и анодной областей быстро возрастает.

3. Полученные экспериментальные результаты достаточно полно описывают состояние плазмы в обеих частях межэлектродного промежутка.

Однако прохождение тока, возможность гашения и его кинетику определяют процессы, происходящие внутри самих сеточных каналов. Эти процессы проанализированы теоретически, так как узость каналов не позволяет исследовать плазму в них. Такой „комбинированный“ подход (без решения самосогласованной задачи расчета состояния плазмы в катодной, анодной областях и в ячейке сетки) оказался плодотворным и позволил объяснить основные закономерности работы ПКЭ с КС.

Прежде всего необходимо было определить, существенна или нет для токопрохождения генерация ионов в сеточном канале. Если предположить, что перепад потенциала сосредоточен в виде скачка на границе катодная область–канал, то он должен формировать в нем электронный пучок. При раскачке пучком плазменных колебаний возможны разогрев электронов плазмы в канале и соответственно увеличение скорости генерации. В случае поперечно-неоднородной плазмы с характерным масштабом спада плотности a критерий раскачки колебаний был сформулирован в [8,9] применительно к плазменному волноводу в виде

$$a \gg \frac{U}{\omega_p(0)} \left(\frac{n_p}{n_b} \right)^{\frac{k+2}{6k}}, \quad \text{где } \omega_p^2(0) = \frac{4\pi n_0 q^2}{m},$$

зависимость $n(r)$ полагается степенной $n(r) = n_0(1 - (r/a)^k)$, n_p и n_b — концентрации фоновой плазмы и пучка соответственно.

При энергии $mv^2/2$ электронов пучка $\lesssim 10$ В и отношении $n_p/n_b \lesssim 100$ этот критерий, как легко видеть, выполняется. Однако численные оценки скорости генерации, сделанные аналогично [5] показали, что даже при $T_e = 2$ эВ и $n_g = 10^{13}$ см⁻³ (такой порядок концентрации в канале следует из величины сеточного тока) эта величина на порядок меньше скорости ухода ионов на стенки канала. Очевидно также, что в пезиевой плазме крайне маловероятна температура электронов $T_e \sim 2$ эВ при напряжениях $U_a \sim 3 - 4$ В. Поэтому можно считать, что обеспечение проводящего состояния осуществляется за счет ионов из катодной и анодной областей, для которых полость сетки играет роль стока.

4. При моделировании прохождения тока через ячейку КС необходимо прежде всего получить общее представление о продольном распределении потенциала $\varphi(z)$ по оси канала (ось z направлена от катода к аноду).

Нетрудно показать, что при $\varphi_{12} \gg T_{e2}$ $\varphi(z)$ должна быть немонотонной. Действительно, баланс электронного тока через сетку может быть выполнен либо за счет соответствующей величины сетки при плотности проходящего тока, равной плотности хаотического тока катодной области для монотонного распределения потенциала, либо за счет наличия максимума φ_m (рис. 1) ($j = 0.75j_x \exp(-\varphi_m/T_{e1})$). В первом предположении при наблюдаемых в катодной области концентрациях $n_1 \sim 10^{13}$ см⁻³ ($j_x \sim 100$ А/см²) прозрачность должна составлять очень малую величину $\sim 10^{-2}$, что маловероятно. Кроме того, при монотонном распределении потенциала ионы из катодной области входят в ячейку с малыми направленными скоростями и концентрация их быстро спадает с расстоянием от среза сетки, в то время как концентрация электронов практически не меняется. Обеспечение же квазинейтральности за счет ионов анодной области требует, как нетрудно оценить, очень высоких значений n_2 , многократно превышающих предельно возможные в рабочей области давлений P_{Cs} .

Перепад потенциала φ_{12} между катодной и анодной областями может быть локализован в виде скачков на границе полости сетки с катодной и анодной областями или гладко распределен непосредственно в канале.

Для того чтобы установить конкретный вид зависимости $\varphi(z)$, рассмотрим задачу о свободном затекании плазмы в узкий ($2a \ll l_{ei}$) канал металлического электрода. Решение этой задачи дает возможность оценить скорость спадания плотности ионов в глубь канала и определить ширину Ленгмюровского слоя в канале. Введем усредненную по области квазинейтральной плазмы концентрацию ионов $\langle n_i(z) \rangle = \int_0^{r_1} n_i(z, r) 2r dr / r_L^2$ (ось z направлена из плазмы). Осевое уменьшение концентрации электронов будем определять бoльцмановской функцией $n_e(z) = n(0) \exp(-\varphi/T_e)$, где $\varphi = \varphi(z) = \varphi(z, r = 0)$. Величина $\langle n_i \rangle$ удовлетворяет, очевидно, усредненному по r уравнению непрерывности

$$\frac{d}{dz} (\langle n_i \rangle v_z) + \frac{2}{r_1} n_i(r = r_L) v_r(r = r_L) = 0. \quad (1)$$

Если, как и при рассмотрении одномерной приэлектродной задачи, считать границей плазмы точку, где условие $n_i = n_e$ приводит к обращению φ'_r в ∞ , то вблизи этой точки первый член в уравнении непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial z} (n_i v_z) + n_i \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{n_i v_r}{r} = 0 \quad (2)$$

становится малым по сравнению с последующими и формулировка критерия Бомы ничем не отличается, например, от случая цилиндрического ленгмюровского зонда, т.е. $v_r(r_L) = v_B$. Нетрудно показать, что такой „усредненный“ подход адекватно описывает ионную компоненту плазмы при $v_z^2 > T_e/M$.

Можно предположить, что ионы, поступающие в канал, имеют близкую к этой величине скорость уже на срезе сетки (или приобретают ее на расстоянии порядка a от этого среза). Действительно, потенциал плазмы в окрестности размером $l_{e,i}$ отверстия в бесконечном металлическом электроде не сильно отличается от потенциала приэлектродной плазмы, если размер отверстия $2a \ll l_{e,i}$ и в отверстии нет других заряженных частиц, кроме тех, что поступают из плазмы.² Тогда и плотность ионного тока в данном сечении должна быть близка к Бомовской. Вошедшие в отверстие ионы расходятся по его стенкам, концентрация плазмы падает по оси z , а ширина слоя растет, пока при $z = z_{fl}$ слои не смыкаются. Соответственно потенциал в направлении z растет, тормозя электроны и „протягивая“ по отверстию ионы. В проведенном рассмотрении не учитывается тепловой разлет ионов на стенки. Расчетные оценки вклада этого эффекта в пробных радиальных полях при полученных ниже значениях аксиального поля показывают, что скорость спадания концентрации ионов возрастает не более чем на 15–20%. „Отступление“ в глубь

² Если потенциал $\varphi(0) < T/2$, то из-за быстрого спадания n_i на длине порядка $a \ll \ll h$ возможно нарастание потенциала квазинейтральной плазмы $\varphi(z) \gg T_e/2$. Естественно, этот эффект возможен лишь из-за стока ионов на сетку в поперечном направлении. Необходимое при $\varphi(z) \lesssim T_e$ кинетическое рассмотрение крайне затруднено из-за двумерности задачи, поэтому спадание концентрации ионов будем оценивать по величине n_e .

анала порядка a позволяет также, как показывают аналогичные оценки, пренебречь эффектами электростатической фокусировки (дефокусировки) ионного потока на входе сеточного отверстия [10].

Расчет приэлектродного слоя в канале осложняется тем, что средняя длина свободного пробега иона l_{ia} , как уже говорилось, значительно превосходит радиус канала a . Даже в плоской геометрии задача такого типа не рассмотрена в настоящее время достаточно корректно при $l_{ia} \gg a$, из-за отсутствия шкалы характерных пространственных масштабов [11].

Очевидно, что в первом приближении толщину слоя $a - r_l(z)$ можно оценить по известной величине осевой плотности плазмы $h(z)$ по закону $3/2$ для ионного тока. Для получения более точного результата необходимо учитывать электронный пространственный заряд и продольную составляющую движения ионов, формирующих слой. Действительно, если по аналогии с математически близкой задачей об изменении потенциала в приэлектродном слое цилиндрического зонда использовать радиально-одномерную модель, то потенциал описывается уравнением Пуассона [5]

$$u'' + \frac{u'}{r} = c^2 \left(\frac{1}{x\sqrt{1+2u}} - e^{-u} \right), \quad (3)$$

где r_L — радиус плазмы, $x = r/r_L$, $c = (r_L/r_D) \cdot \exp(-1/4)$, $u = \varphi/T_e$ (потенциал φ отсчитывается от границы квазинейтральной плазмы).

Легко видеть, что решение уравнения с традиционными граничными условиями $\varphi(1) = 0$, $\varphi'(1) = 0$ при $x > 1$ противоречит условию написания (3): потенциал ускоряет электроны и тормозит ионы. Физически отсутствие решения связано с сильной продольной неоднородностью плазмы и аксиальным полем при условии $l_{ia} \gg a$.

Простейший способ учесть продольное движение ионов и электронный пространственный заряд сводится к следующему: будем использовать (1), опуская значок i и считая, что

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = \frac{-1.22v_B}{r_L V_z} - v_z'$$

такой вид имеет спадание средней по радиусу концентрации ионов $\langle n_i(z) \rangle$. Тогда радиальное изменение $n_i(r)$ при $r \geq r_L$ имеет вид

$$n_i(r) = \frac{n_i(r_L)}{\sqrt{1 + 2q\varphi(r)/Mv_B^2}} \exp \left(- \int_r^{r_L} \frac{1.22v_B dr'}{r_L \sqrt{v_B^2 + 2q\varphi(r')/M}} \right). \quad (4)$$

Это выражение отличается от ранее использовавшегося в (3) интегральным множителем, учитывающим, что в данном сечении z в точку с большей радиальной координатой попадают ионы из той области вблизи оси канала, где их (ионов) плотность выше. На рис. 4 построено решение уравнения Пуассона в этом приближении и проведено сравнение с расчетом по закону $3/2$. Видно, что учет электронного пространственного

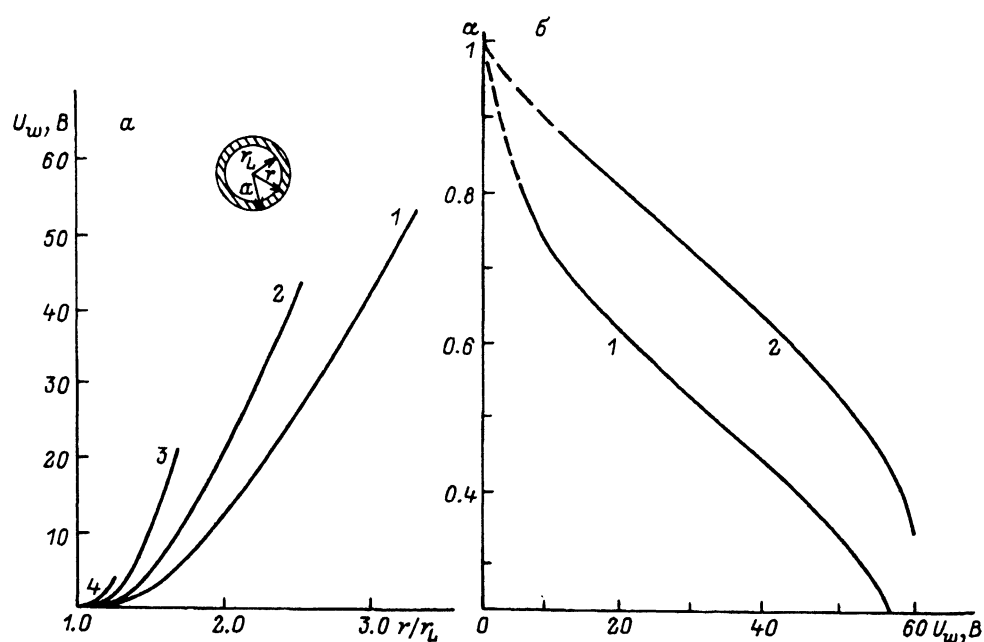


Рис. 4. Радиальный ход потенциала в приэлектродном слое при разных прозрачностях канала $\alpha = (r_L/a)^2$ (а) и зависимость прозрачности от напряжения на стенке (б).

Концентрация плазмы в центре канала $n_e(0) = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.6 \text{ В}$. Ордината правого конца кривых $U_w(r/r_L)$ соответствует приложенному к стенке напряжению, при этом прозрачность: 1 — 0.3, 2 — 0.5, 3 — 0.6, 4 — 0.8. Кривая 1(б) рассчитана по формуле (4), 2 — по закону "3/2".

заряда приводит к тому, что слои оказываются шире, особенно при малых потенциалах стенок U_w относительно оси канала, однако характер зависимости α от U_w не меняется.

При оценках глубины затекания плазмы будем поэтому для простоты пользоваться законом 3/2. Условимся считать границей плазмы точку z_{f1} , где r_L/a становится меньше $\tilde{\alpha} = 0.32$ (при $\alpha = \tilde{\alpha}$ к стенкам приложено максимально возможное напряжение).

На рис. 5 приведены расчетные кривые хода потенциала $\varphi(z)$ и глубина затекания плазмы z_{f1} при различных концентрациях n на входе и потенциалах стенок U_w относительно невозмущенной плазмы. Видно, что даже при весьма большой величине $n \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ обеспечить проницаемость канала на глубину $\sim h$ можно лишь для $U_w \sim 10 \text{ В}$. Существенно, что ход потенциала с ростом температуры укрупняется. При этом плотность электронов спадает внутрь канала медленнее, чем раньше, за счет увеличения доли быстрых частиц, а плотность ионов — за счет дополнительного ускорения в поле.

5. Возможные профили потенциала, удовлетворяющие указанным в начале раздела 4 требованиям, приведены на рис. 6, а (кривая I), б(II, III, IV), в. Профиль I является простым и естественным обобщением задачи о затекании плазмы. Кривые II, III допускают возможность существования скачков потенциала на срезах сетки. Полученные в раз-

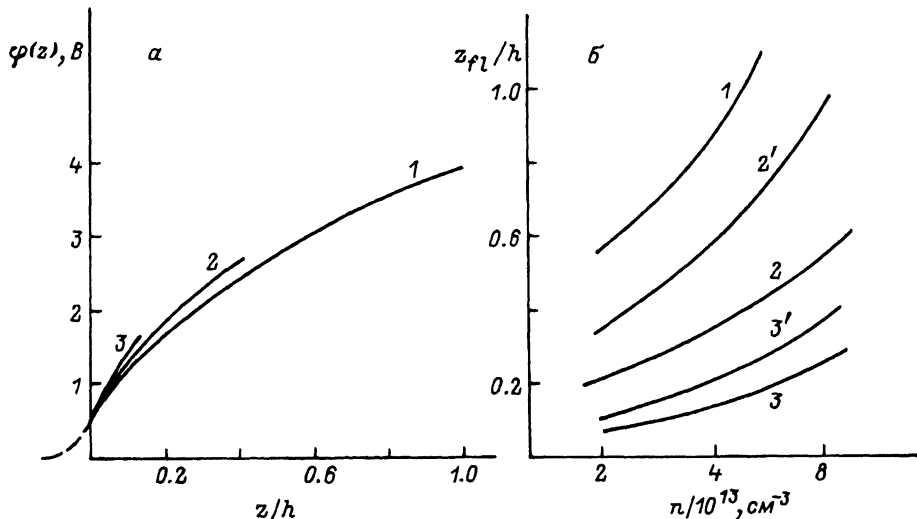


Рис. 5. Осевого профиля потенциала затекающей в канал плазмы при ее концентрации вне канала $n = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (а) и зависимости от концентрации глубины затекания (б).

1-3 — $T_e = 0.7 \text{ В}$; $U_w, \text{ В}$: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 20, 2', 3' — $T_e = 1.2 \text{ В}$, $U_w, \text{ В}$: 2 — 10, 3 — 20.

деле 4 результаты позволяют оценить достоверность этих моделей. Для краткости рассуждений будем обозначать $n_e^{(1)}, n_e^{(2)}, n_i^{(1)}, n_i^{(2)}$ концентрации электронов и ионов, попадающих в канал из областей катод-сетка и сетка-анод соответственно. Направление от катода к аноду будем называть «слева направо» (положительное направление оси z), левую и правую границы сетки — границами 1 и 2.

Из раздела 4 следует, что во всех случаях $n_i^{(1,2)}$ вблизи границ 1 и 2 соответственно очень малы. Поэтому исключается существование на границе катодная область-сетка понимаемого в классическом смысле скачка потенциала — изменения $\varphi > T_e$ на масштабе нескольких $r_D \ll a$. Действительно, при переходе через двойной слой концентрация ионов n_i убывала бы много медленнее, чем n_e , и сохранить квазинейтральность было бы невозможно.

В случае II рис. 6,б по аналогии с некоторыми режимами ПКЭ с МС допущено существование виртуального катода перед анодной областью. Легко видеть, однако, что в отличие от МС концентрация плазмы слева от такого гипотетического барьера не является независимой величиной, а задается значением $n_i^{(2)}$, явно недостаточным для возникновения виртуального катода.

Чтобы оценить достоверность модели III (рис. 6,б), найдем величину $n_e^{(1)}$ слева от скачка 2. Предполагая, что на границе 1 ФРЭ близка к максвелловской, и пользуясь теоремой Лиувилля, найдем, что

$$n_e^{(1)} \sim n_1 \operatorname{erfc} \left[\left(\frac{\varphi_m - \varphi}{T_{e1}} \right)^{1/2} \operatorname{sign} \varphi' \right] \cdot e^{-\varphi/T_e}.$$

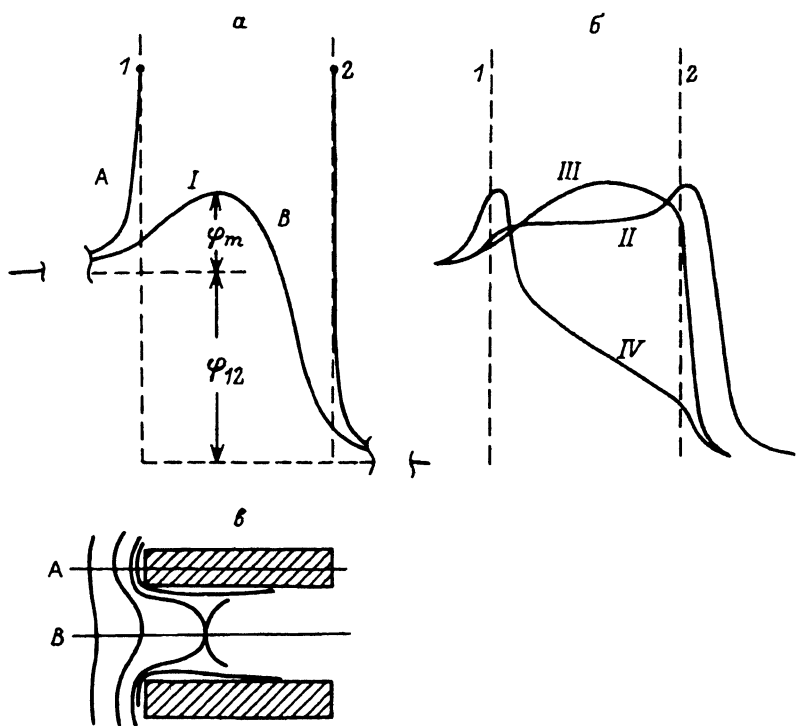


Рис. 6. Возможные варианты осевого хода потенциала в канале сетки (I-IV на рис. а,б) и качественный вид эквипотенциальных линий поля в районе сеточного отверстия (в)

Кривые A и B потенциала (а) соответствуют направлениям, указанным на рис. 6,в.

Варьирование различных значений φ (потенциала на левой границе скачка 2) показывает, что даже при условии предельной ионизации плазмы в катодной области n_e , в этой точке остается меньше $n_i^{(1)} + n_i^{(2)}$.

Модель IV, как показали аналогичные оценки, сводится либо к I, либо к III, т.е. ионы из анодной области либо подхватываются справа сильным полем (рис. 6,а, I) либо приобретают необходимую энергию при переходе скачок (рис. 6,б, II).

Таким образом, осевой профиль потенциала однозначно определен из требований немонотонности потенциала, условия $\varphi_{12} \gg T_e$ и имеет вид протяженного потенциального горба.

6. Полученное распределение потенциала позволяет объяснить основные закономерности проводящего состояния ПКЭ с «объемной» сеткой и его отличие от проводящего состояния ПКЭ с МС. Для последних характерен свободный обмен ионами между катодной и анодной областями разряда. В наиболее эффективных с точки зрения сеточного управления режимах генерация сосредоточена в катодной области, $\varphi_{12} < 0$, $T_{e1} > T_{e2}$. Анодная область является буферной, ее роль сводится к тому, чтобы обеспечить токопрохождение. Тормозящий скачок φ_{12} регулирует

величину тока и одновременно ускоряет ионы в ячейке сетки, поддерживая необходимую прозрачность.³

В КЭ с „объемной“ сеткой обмен ионами между областями сведен к минимуму, так что каждая из областей по существу эквивалентна самостоятельному диоду. Кроме того, необходимо наличие больших потоков ионов внутри сеточного канала для обеспечения его прозрачности. Из приведенных оценок следует, что одной катодной области для этого недостаточно даже при больших значениях n_1 , тем более, что „затягивающий“ потенциал ограничен максимумом φ_m , устанавливающим величину тока. Поэтому φ_m не может быть велик. Напротив, потенциал $\varphi_{12} + \varphi_m$, доставляющий в канал ионы из анодной области, должен быть достаточно велик, так как он одновременно обеспечивает вкладывание необходимой для поддержания ионизации мощности в анодную область.

Поэтому для ПКЭ с КС не реализуются режимы с $n_1 \gg n_2$, типичные для МС, а характерен обратный случай $n_2 > n_1$, причем обе величины соответствуют сильно ионизованной плазме уже вблизи точки гашения. Здесь разница концентраций наибольшая, но в отличие от МС не за счет малой величины n_1 , а за счет большой n_2 , которая близка к предельной. В катодной области концентрация при этом существенно выше, чем в аналогичных условиях в анодной области разряда с МС.

Как показали специальные измерения, параметры плазмы примерно соответствуют параметрам в диоде катод–сетка (когда на последнюю подается анодное напряжение) при одном и том же уровне тока. При этом, начиная с некоторого уровня тока (порядка 1.5 А/см^2), параметры плазмы в сходных точках ВАХ практически перестают зависеть от величины тока эмиссии, что и иллюстрирует рис. 2.

С ростом анодного напряжения (и тока) концентрация в катодной области быстро растет за счет роста прикатодного барьера. Растет и ее вклад в обеспечение проницаемости ячейки, относительная роль анодной плазмы уменьшается; уменьшается также перепад потенциала. Поэтому n_2 растет незначительно, а катодный барьер увеличивается даже быстрее, чем растет U_a . В результате плазма в катодной области быстро переходит в полностью ионизованное состояние и n_1 „догоняет“ n_2 (рис. 2). Проницаемость ячейки обеспечивается тогда одновременно анодной и катодной областями, причем их вклады различны.

Отметим в заключение, что предложенная модель хода потенциала в канале сетки позволяет проследить все основные тенденции изменения свойств плазмы и протекающего тока после подачи гасящего импульса (результаты будут изложены во II части).

Список литературы

- [1] Каплан В.Б., Макаров А.Н., Марциновский А.М. и др. //ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 274–280.
- [2] Кайбышев В.З., Кузин Г.А. //ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 2 С. 320–322.
- [3] Баранников А.Л., Сироткин Б.А., Феоктистов Б.К. //ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 6. С. 1358–1360.
- [4] Пекшев П.Ю., Баранников А.Л., Голубев В.Г. //ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 6. С. 1341–1343.

³ Возможен и иной вариант стационарного состояния ПКЭ с МС, реализуемый обычно при $d_1 \ll d_2$: генерация сосредоточена преимущественно в анодной области, $n_2 > n_1$, $T_{e2} > T_{e1}$, $\varphi_{12} < 0$. Такой режим, однако, хуже поддается сеточному управлению.

- [5] Бакиш Ф.Г., Каплан В.Б., Костин А.А. и др. //ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 11. Ч. 1. С. 2279–2283.
- [6] Бакиш Ф.Г., Каплан В.Б., Костин А.А. и др. //ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 11. Ч. 2. С. 2284–2293.
- [7] Баранников А.Л., Голубев В.Г. //Электронная техника. 1980. Сер. 4. Электровакuumные и газоразрядные приборы. Вып. 2. С. 79–85.
- [8] Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
- [9] Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 264 с.
- [10] Aston G., Wilber P.J. //J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. № 4. P. 2614–2626.
- [11] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. Под ред. Б.Я.Мойжеса, Г.Е.Пикуса. М.: Наука, 1973. 374 с.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
2 сентября 1991 г.