

01; 04; 12

© 1991 г.

## ТЕОРИЯ СЕТОЧНЫХ КЛЮЧЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ф. Г. Бакшт, А. А. Костин

Теоретически исследованы стационарное проводящее состояние и переходные процессы, возникающие при подаче отрицательного сеточного импульса, в управляемом цезиевом триоде. Показано, что могут существовать два режима горения стационарного низковольтного разряда в триоде. При определенных положениях сетки в зазоре существует «гистерезис» в изменении параметров плазмы по вольт-амперной характеристике, связанный с переходом от одних режимов к другим. Исследована зависимость характера переходного процесса от типа исходного стационарного состояния.

## Введение

Изучение разряда в триодах с цезиевым наполнением при давлении цезия  $p_{Cs} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$  Тор и межэлектродном расстоянии  $d = d_1 + d_2$  порядка нескольких мм (здесь  $d_1$  — расстояние от сетки до катода, а  $d_2$  — до анода) было стимулировано возможностью применения этих приборов в качестве высокотемпературных сеточных ключевых элементов (СКЭ). Несмотря на то что исследование физических процессов в СКЭ началось сравнительно давно (см., например, [1-4]), выполненные в этом направлении расчеты были фрагментарны и относились либо к весьма малой области анодных напряжений  $u_a$  вблизи точки гашения разряда в триоде, либо к развитому дуговому режиму, в котором плазма в катодной и анодной областях уже перешла в сильноионизованное состояние [3, 4]. Отсутствовали расчеты интересных с точки зрения приложений промежуточных участков вольт-амперной характеристики (ВАХ) триода. Не была теоретически изучена зависимость стационарного проводящего состояния от параметров прибора, величины сеточного смещения и т. п. В результате в построенной ранее теории нестационарных процессов в СКЭ [5] не была прослежена зависимость переходного процесса от характера исходного стационарного состояния.

Настоящая работа продолжает исследования [3-5] по теории СКЭ. В первой части работы излагаются результаты теоретического исследования стационарного проводящего состояния СКЭ. При этом основное внимание уделяется зависимости состояния плазмы в катодной и анодной областях от положения сетки в зазоре. Во второй части анализируются переходные процессы в СКЭ, инициируемые подачей на сетку отрицательного импульса напряжения. Прослеживается зависимость переходного процесса и, в частности, гашения или негашения разряда в триоде от типа исходного стационарного проводящего состояния.

Стационарное проводящее состояние  
сеточного ключевого элемента

При математическом моделировании процессов в СКЭ используется однородность плазмы в катодной и анодной областях, характерная для кнудсеновского разряда при  $p_{Cs} \lesssim 10^{-2}$  Тор,  $d \sim 1$  мм. Наличие сетки приводит к различию параметров плазмы в катодной и анодной областях, а также к возникновению в плоскости сетки скачка потенциала  $\varphi_{12}$ . Потенциальная диаграмма триода

в стационарном проводящем состоянии приведена на рис. 1. На этом рисунке скачок потенциала в области сетки  $\varphi_{12}$  тормозит электроны, идущие из катодной в анодную область разряда; в этом случае скачок потенциала  $\varphi_{12}$  считается отрицательным. В стационарном проводящем состоянии скачки потенциала в лэнгмюровских слоях вблизи катода  $\varphi_1$ , анода  $\varphi_2$  и в плоскости сетки составляют единицы вольт. Электронные пучки, сформированные на катодном и сеточном скачках потенциала, при таких энергиях релаксируют за счет столкновений электронов пучка с тепловыми электронами плазмы. При характерных параметрах разряда это приводит к установлению в основной части разрядных промежутков максвелловских функций распределения электронов в существенной для ступенчатой ионизации цезия области энергий  $\mathcal{E} < 1.5$  эВ (см. рис. 3 в [3]). Рассчитанное для таких условий эффективное сечение ионизации  $\sigma_* = \Gamma/nN_a\bar{v}_e$  немонотонно зависит от степени ионизации плазмы  $\beta = n/N_a$  [6]. Здесь  $n$  — концентрация плазмы,  $N_a$  — концентрация атомов цезия,  $\Gamma$  — скорость ионизации. Это приводит к тому, что даже при близких значениях электронных температур  $T_{e1}$  и  $T_{e2}$  соответственно в катодной и анодной областях разряда могут реализоваться режимы горения кнудсеновского разряда с весьма сильно различающимися значениями концентрации плазмы  $n_1$  и  $n_2$ . Указанное обстоятельство определяет многообразие режимов горения разряда в СКЭ.

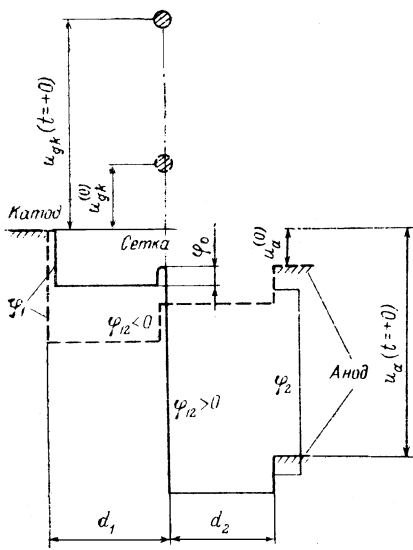


Рис. 1. Потенциальная диаграмма разряда в СКЭ в стационарном проводящем состоянии (штриховые линии) и непосредственно после подачи отрицательного импульса напряжения на сетку (сплошные линии).

При расчете стационарного проводящего состояния СКЭ решалась система уравнений [3], включающая в себя уравнения баланса заряженных и нейтральных частиц и уравнения баланса энергии электронов для катодной и анодной областей разряда. В результате определялись величины  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $T_{e1}$ ,  $T_{e2}$ ,  $N_k^{(1)}$ ,  $N_k^{(2)}$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_{12}$  при заданных значениях анодного напряжения  $u_a$ , сеточного значения  $u_{gk}$ , давления цезия  $p_{Cs}$ . Здесь индексы 1 и 2 отмечают параметры соответственно в катодной и анодной областях,  $N_k$  — заселенности основного ( $k=0$ ) и возбужденных ( $k=1, 2, 3, 4$ ) состояний атома цезия, учитываемых в дискретном спектре (подробнее см. в [6]).

Для численного решения системы стационарных уравнений применялся метод установления. Система уравнений дополнялась нестационарными членами. В качестве начальных значений, как правило, выбирались параметры плазмы, соответствующие стационарному состоянию, реализующемся при некотором значении  $u_a$ . Новое стационарное решение определялось как асимптотическое (при  $t \rightarrow \infty$ ) решение нестационарной системы уравнений, соответствующее скачкообразному увеличению или уменьшению напряжения  $u_a$ .

Результаты расчетов стационарного проводящего состояния приведены на рис. 2—5. Расчеты, результаты которых приведены на рис. 2—4, выполнены для следующих параметров прибора: ток эмиссии катода  $j_e = 3$  А/см<sup>2</sup>, давление цезия  $p_{Cs} = 1.5 \cdot 10^{-2}$  Тор, сеточное смещение  $u_{gk} = -2$  В, шаг сетки  $h = 250$  мкм, диаметр витка  $d_g = 50$  мкм (сетка решетчатая), расстояние между катодом и анодом  $d = d_1 + d_2 = 0.44$  см. Результаты, приведенные на рис. 2—5, относятся к различным значениям  $d_1$  и  $d_2$ , т. е. соответствуют разному положению сетки в зазоре.

Рис. 2 иллюстрирует типичный характер изменения параметров плазмы по вольт-амперной характеристике. Видно, что в зависимости от величины  $u_a$  может реализоваться один из двух режимов горения разряда. При сравнительно малых  $u_a$  ( $u_a < u_a^*$ ) реализуются режимы с резко различающимися концентрациями плазмы в катодной и анодной областях ( $n_1 \gg n_2$ ). Далее такие режимы

Рис. 2 иллюстрирует типичный характер изменения параметров плазмы по вольт-амперной характеристике. Видно, что в зависимости от величины  $u_a$  может реализоваться один из двух режимов горения разряда. При сравнительно малых  $u_a$  ( $u_a < u_a^*$ ) реализуются режимы с резко различающимися концентрациями плазмы в катодной и анодной областях ( $n_1 \gg n_2$ ). Далее такие режимы

Рис. 2 иллюстрирует типичный характер изменения параметров плазмы по вольт-амперной характеристике. Видно, что в зависимости от величины  $u_a$  может реализоваться один из двух режимов горения разряда. При сравнительно малых  $u_a$  ( $u_a < u_a^*$ ) реализуются режимы с резко различающимися концентрациями плазмы в катодной и анодной областях ( $n_1 \gg n_2$ ). Далее такие режимы

мы будем называть режимами 1-го типа. В этих режимах в катодной области разряда образуется потенциальная яма для электронов, ограниченная барьерами  $\varphi_1$  и  $\varphi_{12}$ . При этом падение напряжения в плоскости сетки задерживает электроны, идущие между витками сетки из катодной в анодную область разряда ( $\varphi_{12} < 0$ ). В режимах 1-го типа плазма в анодной области слабо ионизо-

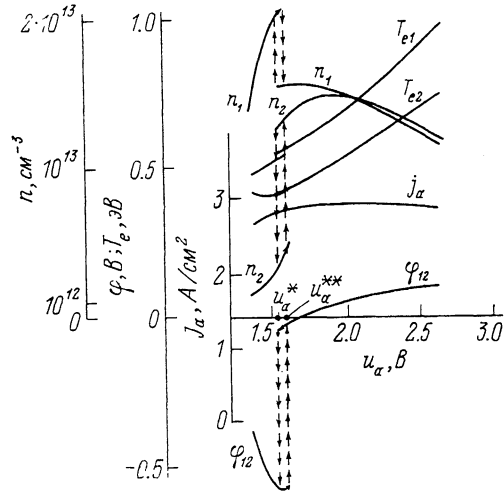
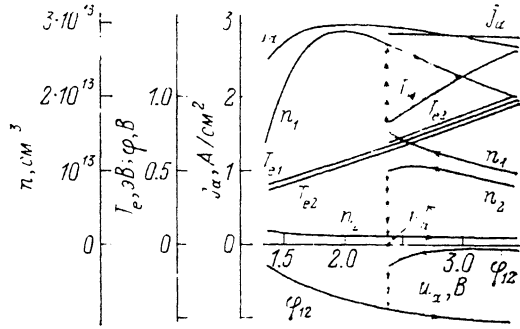


Рис. 2. Стационарное проводящее состояние СКЭ.

$d_1=0.13$  см,  $d_2=0.31$  см,  $u_{gk}=-2$  В.

Рис. 3. То же, что и на рис. 2.

$d_1=0.23$  см,  $d_2=0.21$  см,  $u_{gk}=-2$  В.



вана, в то время как в катодной области по мере увеличения напряжения плазма приближается к сильноионизованному состоянию.

В области сравнительно больших  $u_a$  ( $u_a > u_a^*$ ) реализуются режимы 2-го типа с примерно одинаковыми концентрациями плазмы в катодной и анодной

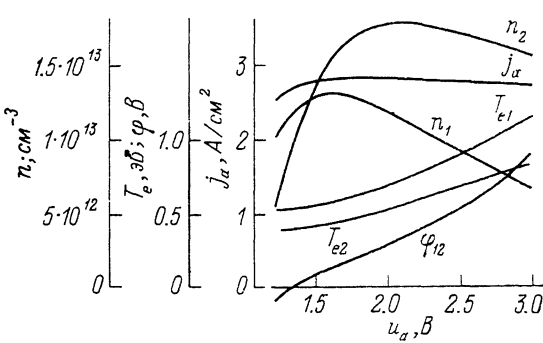
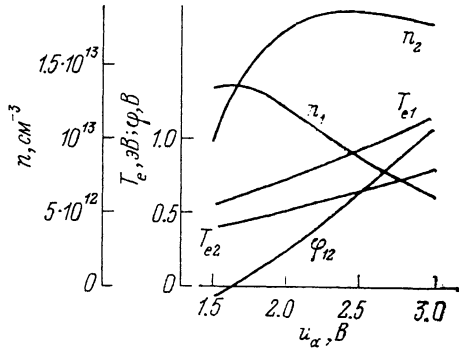


Рис. 4. То же, что и на рис. 2.

$d_1=0.1$  см,  $d_2=0.34$  см,  $u_{gk}=-2$  В.

Рис. 5. То же, что и на рис. 2.

$d_1=0.1$  см,  $d_2=0.34$  см,  $u_{gk}=-10$  В.



областях ( $n_1 \approx n_2$ ). В этих режимах барьер  $\varphi_{12}$  значительно меньше по абсолютной величине и меняет знак по мере увеличения анодного напряжения, т. е. при больших  $u_a$  потенциальный барьер  $\varphi_{12}$  может быть ускоряющим ( $\varphi_{12} > 0$ ) для электронов, проникающих из катодной в анодную область разряда. При изменении  $u_a$  имеет место «гистерезис» режимов, т. е. существует область напряжений  $u_a^* < u_a < u_a^{**}$ , в пределах которой реализуются одновременно режимы обоих типов. Возможность существования решений различных типов, как уже

указывалось, связана с особенностями механизма ионизации в кнудсеновской плазме в исследуемом диапазоне давлений  $p_{CS}$ . Расчет показывает, что образование сосуществования решений 1-го и 2-го типов существенно зависит от положения сетки в зазоре. Перемещение сетки к аноду расширяет область двузначности решений. При этом, однако, левая и правая границы области, т. е. величины  $u_a^*$  и  $u_a^{**}$ , сдвигаются в область больших напряжений. Это иллюстрирует рис. 3, где приведены результаты аналогичных расчетов, соответствующие при том же межэлектродном расстоянии  $d$  большому расстоянию  $d_1$ . В рассмотренном примере перемещение сетки к аноду на 0.1 см приводит к увеличению  $u_a^*$  примерно на 1 В. Значение  $u_a^{**}$  (на рис. 3 оно не показано) увеличивается более существенно.

Результаты, приведенные на рис. 4, относятся к прибору с меньшим по сравнению с рис. 2 и 3 расстоянием  $d_1$  от катода до сетки. В этом случае режим 1-го типа исчезает (ср. рис. 2 и 4) и остается один режим 2-го типа с несильно различающимися концентрациями  $n_1$  и  $n_2$  и с ускоряющим (в основном) потенциальным барьером  $\varphi_{12} > 0$ . Исчезновение режима 1-го типа при перемещении сетки к катоду связано с уменьшением расстояния  $d_1$  по сравнению с длиной ионизации в катодной области. В результате оказывается невозможным поддерживать такой режимы горения разряда в триоде, когда основная ионизация сосредоточена в катодной плазме.

Рис. 5 иллюстрирует влияние сеточного смещения на характер распределения параметров плазмы в зазоре. Из сравнения рис. 5 и 4 видно, что при увеличении  $|u_{gk}|$  характер изменения параметров плазмы при увеличении  $u_a$  в основном остается прежним. При этом увеличение  $|u_{gk}|$  во многом компенсируется увеличением потенциального барьера в плоскости сетки. Точка гашения разряда в триоде при больших  $|u_{gk}|$  заметно сдвигается в область больших анодных напряжений.

Были также выполнены расчеты, соответствующие большому диаметру витков сетки  $d_g$  при том же шаге  $h$ . Основным результатом здесь также является увеличение напряжения гашения разряда при увеличении  $d_g$ . Например, при  $d_g = 100$  мкм ( $d_1 = 0.1$  см,  $d_2 = 0.34$  см,  $h = 250$  мкм,  $u_{gk} = -2$  В),  $u_T = 2$  В (ср. с рис. 4).

## Нестационарные процессы в сеточных ключевых элементах

Основным результатом расчетов стационарного проводящего состояния является установление возможности существования двух режимов горения стационарного разряда в триоде: режимов с резко различающимися концентрациями  $n_1$  и  $n_2$ , характеризующихся наличием слабоионизованной плазмы в анодной области, и режимов с близкими  $n_1$  и  $n_2$ , характеризующихся наличием достаточно сильно ионизованной плазмы как в катодной, так и в анодной областях. Как показывает расчет, гашение разряда в режимах 1-го и 2-го типов происходит по-разному и существенно различается амплитудами  $U_{g0}$  гасящего сеточного импульса напряжения.

Расчеты нестационарных процессов проводились для цепи, состоящей из последовательно включенных СКЭ, источника напряжения с ЭДС  $E_a$  и сопротивления нагрузки  $R = (E_a - j_a^{(0)} S) / u_a^{(0)}$ , где  $S$  — площадь поперечного сечения разряда,  $j_a^{(0)}$  и  $u_a^{(0)}$  — плотность тока в приборе и напряжение в исходном стационарном состоянии. При  $t = 0$  напряжение  $u_{gk}$  на сетке скачком меняется от исходной величины  $u_{gk} = -2$  В до величины  $u_{gk} = -U_{g0}$  и далее поддерживается постоянным. При расчете нестационарных процессов использовалась система уравнений [5].

Вначале рассмотрим нестационарный процесс в условиях, когда отрицательный импульс сеточного напряжения прикладывается к триоде, работающему в стационарном проводящем состоянии 1-го типа. Подача отрицательного импульса напряжения приводит к мгновенной (в рассматриваемом масштабе времен) перестройке потенциальной диаграммы разряда (рис. 1). При этом про-

исходит уменьшение прозрачности сетки, что приводит к начальному запирающему току в цепи (рис. 6).

Поскольку уменьшение анодного тока обеспечивается за счет возникновения достаточно большого обратного электронного тока из катодной области плазмы на катод, то прикатодный потенциальный барьер  $\varphi_1$  остается сравнительно небольшим в течение всего переходного процесса. В результате почти все напряжение  $u_a$ , приложенное к прибору, падает в плоскости сетки, т. е. барьер  $\varphi_{12}$  становится положительным и близким по величине к  $u_a$ . Существенно, что уменьшение тока  $j_a$  в анодной цепи в случае исходного стационарного состояния 1-го типа связано не только с увеличением толщины ленгмюровских слоев вблизи витков сетки, но и с возникновением в плоскости сетки виртуального ка-

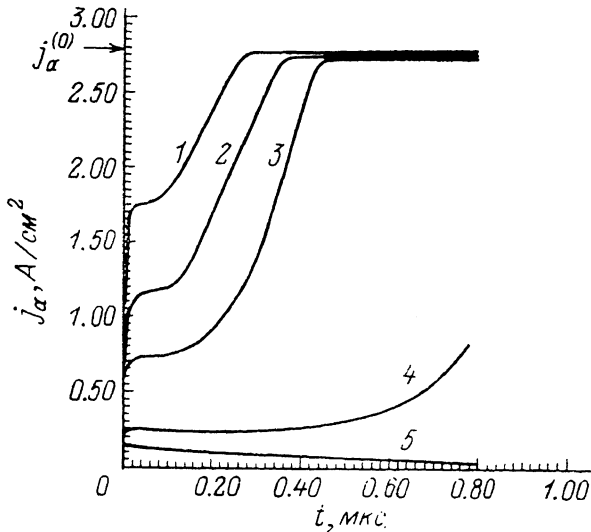


Рис. 6. Нестационарные процессы в СКЭ (исходное проводящее состояние 1-го типа).

$U_{g0}$ , В: 1 — 15, 2 — 20, 3 — 25, 4 — 35, 5 — 40;  $d_1 = 0.18$  см,  $d_2 = 0.26$  см,  $E_a = 20$  В,  $u_a^{(0)} = 1.5$  В,  $j_a^{(0)} = 2.9$  А/см,  $S = 1$  см.

тода, т. е. возникновением немонотонного хода потенциала между витками сетки. Соответствующий ход потенциала схематически показан на рис. 1.

Величина потенциального барьера  $\varphi_p$  при  $q\varphi_{12} \gg T_e$  и  $n_1 \gg n_2$  определяется условием Ленгмюра для протекания биполярного тока в слое пространственного заряда между катодной и анодной плазмой:  $\exp(-q\varphi_p/T_{e1}) = 4 \cdot 0.61 \sqrt{\pi/8} \times (n_2/n_1) \sqrt{T_{e2}/T_{e1}}$ . Возникновение виртуального катода приводит к тому, что ток прибора оказывается пропорциональным ионному току  $j_i$ , текущему из анодной плазмы в сторону сетки. Таким образом, в режиме с виртуальным катодом анодный ток  $j_a = \sqrt{M/m} \cdot j_i$  пропорционален концентрации ионов в анодной плазме. Как было показано (обзор соответствующих работ см. в [7]), в рассматриваемом случае при протекании нестационарного процесса в анодной области СКЭ реализуется режим низковольтного плазменно-пучкового разряда с разогревом анодной плазмы за счет столкновительного затухания ленгмюровских волн, возбуждаемых ускоренным на падении напряжения  $\varphi_{12}$  электронным пучком. При реализующейся в анодной области концентрации плазмы  $n_2 < 10^{13}$  см $^{-3}$  на возбуждение ленгмюровских волн и последующий разогрев анодной плазмы расходуется мощность  $\approx (1/2) j_a \varphi_{12}$  [8]. В основном вложенная энергия тратится на генерацию ионов. Рассмотренный механизм разогрева плазмы в сочетании с интенсивной генерацией ионов цезия в анодной области СКЭ приводит в конечном итоге к ликвидации виртуального катода и восстановлению тока при не слишком больших  $U_{g0}$ , что иллюстрируется кривыми 1—4 на рис. 6. Параметры плазмы в исходном проводящем состоянии, соответствующем рис. 6, следующие:  $n_1 = 2.4 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $n_2 = 3.2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ,  $T_{e1} = 0.52$  эВ,  $T_{e2} = 0.42$  эВ.

Из рис. 6 видно также довольно резкое нарастание тока непосредственно после подачи сеточного импульса и начального запыриания тока. Это связано с разогревом анодной плазмы на временах  $\tau_r \sim 10^{-2}$  мкс вследствие изменения распределения потенциала в триоде. Зависимости параметров разряда от времени качественно повторяют результаты работы [5] и здесь не приводятся. Основное отличие состоит в том, что гашение разряда (ему соответствует кривая 5 на рис. 6) происходит при значительно большей величине  $U_{g0}$ , чем в [5]. Это связано с большей величиной тока  $j_a^{(0)}$  и соответственно с большей концентрацией плазмы в исходном проводящем состоянии.

Рассмотрим теперь переходные процессы в условиях, когда исходным стационарным проводящим состоянием является режим 2-го типа. Поскольку в этом режиме еще до подачи сеточного импульса плазма в анодной области достаточно

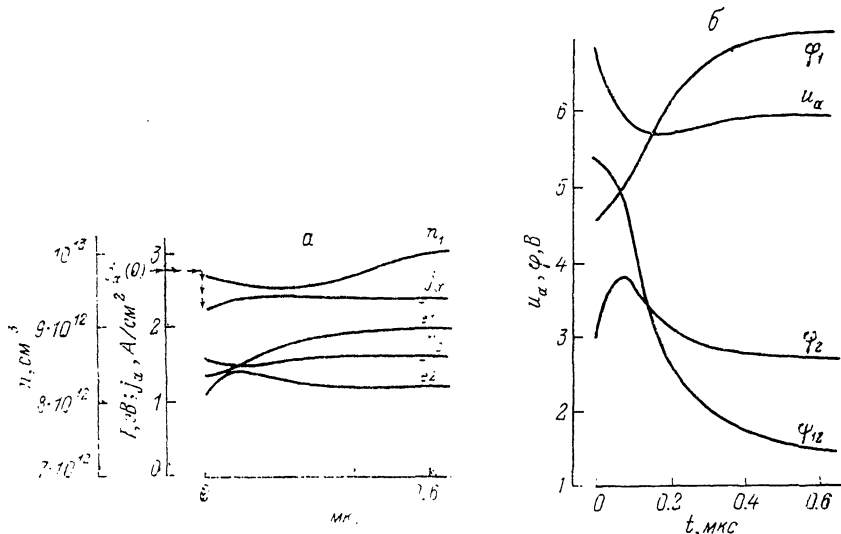


Рис. 7. Нестационарный процесс в СКЭ (исходное проводящее состояние 2-го типа).

Режим восстановления тока:  $d_1 = 0.18$  см,  $d_2 = 0.26$  см,  $E_a = 20$  В,  $u_a^{(0)} = 3.5$  В,  $j_a^{(0)} = 2.78$  А/см<sup>2</sup>,  $S = 1$  см<sup>2</sup>,  $U_{g0} = 70$  В; а — зависимости  $n$ ,  $T_e$ ,  $j_a$  от времени; б — зависимости  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_{12}$ ,  $u_a$  от времени.

сильно ионизована, то разогрев плазмы анодной области разряда не приводит к значительному увеличению концентрации  $n_2$  и ионного тока  $j_i$ , отводимого из анодной плазмы в сторону сетки. Близость концентраций  $n_1$  и  $n_2$  в исходном стационарном проводящем состоянии приводит к тому, что после подачи сеточного импульса и уменьшения тока  $j_a$  в цепи в плоскости сетки практически не образуется виртуальный катод. Таким образом, в течение переходного процесса в режимах 2-го типа отсутствуют причины, которые могли бы привести к восстановлению тока в цепи в случае его значительного начального запыриания. В результате характер переходного процесса определяется фактически только величиной начального запыриания тока. Если начальное запыриание тока сколь-нибудь значительно, то ток прибора, не восстанавливаясь, уменьшается до нуля и разряд гаснет.

Сказанное иллюстрируется рис. 7 и 8, на которых сравниваются зависимости от времени тока  $j_a(t)$  и параметров плазмы в режимах негашения (рис. 7) и гашения (рис. 8). Оба режима, представленные на рис. 7 и 8, выбраны вблизи амплитуды сеточного импульса  $U_{g0}$ , соответствующей переходу от негашения к гашению. Как и выше, импульс сеточного напряжения является прямоугольным. Видно, что амплитуда гасящего сеточного импульса для режимов 2-го типа существенно больше, чем для режимов 1-го типа (ср. с рис. 6). Это связано с сильным экранированием сеточного потенциала вследствие увеличившейся концентрации плазмы в анодной области. Зависимость параметров анодной плазмы от времени характерна для импульсного плазменно-пучкового разряда [7]. После наложения отрицательного сеточного импульса напряжения в случае заметного уменьшения тока  $j_a$  и появления ускоряющего падения напряжений

в плоскости сетки  $\varphi_{12}$  в анодной плазме резко увеличивается электронная температура  $T_{e2}$  (рис. 8, а). Концентрация  $n_2$  сильноионизованной анодной плазмы возрастает при этом, однако, незначительно. Отсутствие механизма восстановления тока в триоде приводит к тому, что переход от негашения к гашению происходит при значительно меньшем начальном запираии тока, чем в случае режимов 1-го типа (ср. с рис. 6). Режим гашения характеризуется сильным уменьшением тока и электронной температуры с последующей рекомбинацией плазмы вначале на стенках, а затем и в объеме.

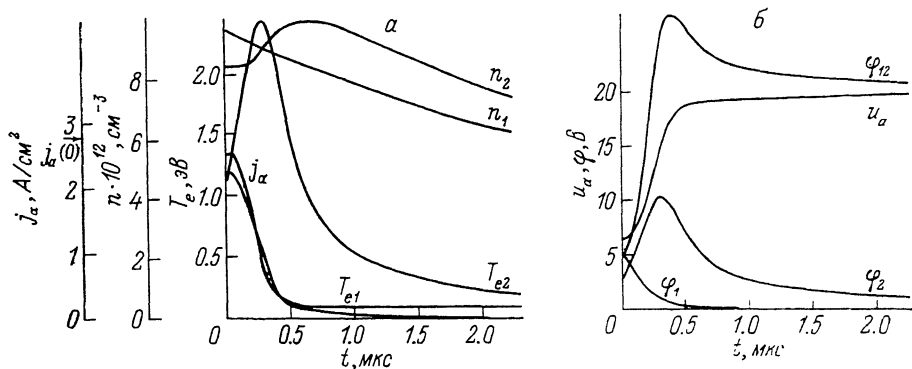


Рис. 8. То же, что и на рис. 6 (исходное проводящее состояние 1-го типа).

Режим гашения; параметры исходного проводящего состояния те же, что и на рис. 7;  $U_{g0}=88$  В; а — зависимости  $n$ ,  $T_e$ ,  $j_\alpha$  от времени; б — зависимости  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_{12}$ ,  $u_a$  от времени.

В заключение перечислим основные результаты. Установлено, что могут существовать два режима горения стационарного разряда в триоде. Переход из одного режима в другой происходит скачкообразно при увеличении или уменьшении анодного напряжения  $u_a$ . При определенных положениях сетки в зазоре существует область значений  $u_a$ , в пределах которой могут реализоваться режимы как 1-го, так и 2-го типов. При этом имеет место «гистерезис» в изменении параметров плазмы по вольт-амперной характеристике. Исследована зависимость характера переходного процесса в триоде от типа исходного стационарного состояния.

Авторы благодарны Г. А. Дюжеву, А. А. Богданову, А. М. Марциновскому, В. Б. Каплану, С. М. Школьнику за обсуждение результатов работы.

#### Список литературы

- [1] Каплан В. Б., Макаров А. И., Марциновский А. М. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 274—284.
- [2] Каплан В. Б., Макаров А. Н., Марциновский А. М. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 285—296.
- [3] Бахит Ф. Г., Каплан В. Б., Костин А. А. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 48. Вып. 11. С. 2273—2284.
- [4] Бахит Ф. Г., Каплан В. Б., Костин А. А. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 48. Вып. 11. С. 2285—2294.
- [5] Бахит Ф. Г., Костин А. А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 1. С. 3—12.
- [6] Бахит Ф. Г., Дюжев Г. А., Каплан В. Б. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 263—273.
- [7] Бахит Ф. Г., Колосов Б. И., Костин А. А. и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990. 136 с.
- [8] Агапов А. В., Бахит Ф. Г., Колосов Б. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 10. С. 583—586.

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

Поступило в Редакцию  
14 января 1991 г.