

04

© 1991 г.

ОБРЫВЫ ТОКА В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ, ИНИЦИИРУЕМОМ ПУТЕМ ПРИНУДИТЕЛЬНОГО ЗАЖИГАНИЯ КАТОДНОГО ПЯТНА

*А. В. Болотов, А. В. Козырев, А. В. Колесников,
Ю. Д. Королев, В. Г. Работкин, И. А. Шемякин*

Рассмотрен механизм обрыва тока в вакуумном разряде при предварительном принудительном иницировании катодного пятна. Совокупность экспериментальных результатов удается объяснить в предположении немонотонного распределения потенциала в области катодного факела. При этом процесс обрыва тока инициируется при разрушении области «горба» потенциала.

Введение

В [1] показано, что при разряде конденсатора через вакуумный промежуток, предварительно заполненный плазмой, при достижении током критической величины имеет место эффект резкого увеличения сопротивления промежутка и обрыва тока за время около 10^{-7} с. Подобные плазменные прерыватели используются в настоящее время как устройства для получения мощных электронных и ионных пучков, а также в качестве элементов схем с индуктивным накоплением энергии [2-4]. Обрывы тока в несколько сотен килоампер осуществлены при его пропускании через плазмонаполненный промежуток в течение 10^{-7} с [5], а также в течение 10^{-6} с [6]. Обычно механизм прерывания связывают с формированием в промежутке слоя, в котором компенсация электронного пучка ионным потоком недостаточна. Такой слой характеризуется высоким сопротивлением и высоким падением напряжения на нем [5-7]. Однако детали этого процесса до конца не выявлены. В настоящей работе представлены результаты осциллографических исследований эффекта обрыва тока в сочетании с фотоэлектрическими наблюдениями свечения различных областей промежутка. На основе результатов предложена физическая модель обрыва тока.

Экспериментальная установка и методика

Схема установки показана на рис. 1. Разрядная камера изготовлена из отрезка трубы внутренним диаметром 22 см, торцевые фланцы которой имеют прозрачные окна. Внутренняя поверхность трубы служила анодом. Иницирование разряда осуществлялось за счет подачи импульса 8 кВ между электродами 1 и 2 при срабатывании разрядника P_1 . При этом происходил пробой по поверхности диэлектрической вставки 3 и возникало катодное пятно. Емкость в цепи поджига $C_1=0.25$ мкФ, а балластное сопротивление $R_1=1.1$ Ом.

Напряжение на анод $U_0=5-10$ кВ подавалось от емкости $C_0=5$ мкФ при срабатывании разрядника P_0 . Давление в разрядной камере изменялось в пределах $10^{-5}-10^{-2}$ Тор. Узел поджига был расположен вблизи оси камеры и максимальное расстояние от электрода 1 до анода составляло 12 см. Момент поджига относительно момента подачи напряжения U_0 изменялся за счет изме-

нения интервала между срабатываниями разрядников P_1 и P_0 . Напряжение на электродах регистрировалось с помощью омического делителя, а ток — с помощью шунта.

Наблюдение свечения промежутка производилось через окна на торцах камеры. Оптическая система выделяла достаточно малый телесный угол наблюдения, пространственное разрешение системы вдоль оси разряда составляло ± 0.2 см. Световой сигнал мог подаваться как непосредственно на ФЭУ, так и на входную щель монохроматора с последующей регистрацией свечения на отдельных спектральных линиях. Особенностью опытов было то, что разрядный ток с катодного факела замыкался на большую по площади поверхность анода (~ 300 см²). За счет малой плотности тока зажигание анодного пятна не наблюдалось до обрыва тока и в процессе обрыва.

Как обосновывалось в [8], при давлениях $p=10^{-3}-10^{-2}$ Тор в промежутке зажигается газовый разряд, сопротивление которого существенно ниже волнового сопротивления электрической цепи $\rho = \sqrt{L_0/C_0}$. В таком режиме при

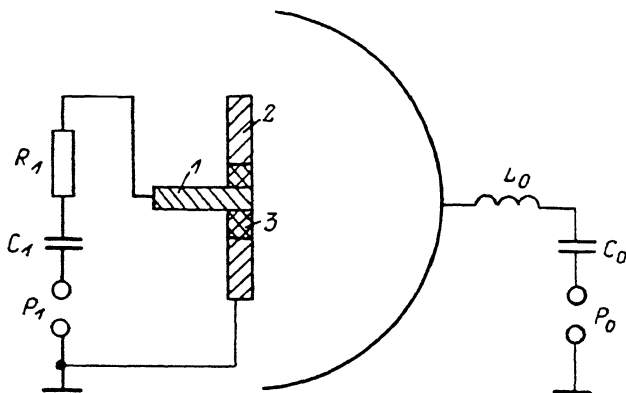


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

предварительном осуществлении поджига, т. е. при времени задержки срабатывания разрядника P_0 относительно P_1 $\Delta t \geq 1$ мкс, был проведен опыт короткого замыкания. Индуктивность цепи, определенная из периода колебаний тока $L_0=0.82$ мкГн. Характерно, что максимальный ток при наличии в цепи разрядника P_0 был примерно на 40 % меньше тока короткого замыкания, поскольку в течение первой четверти периода сопротивление разрядника было сравнимо с волновым сопротивлением $\rho=0.4$ Ом.

Результаты и обсуждение

Для описываемых экспериментов целесообразно ввести понятие критического давления $p_{кр}$, при превышении которого следует говорить о зажигании газового разряда. Процесс зажигания обусловлен здесь ионизацией газа пучком электронов, отбираемым из катодного факела, и накоплением в зазоре пространственного заряда положительных ионов, в результате чего распределение потенциала $U(x)$ искажается и на аноде выполняется условие $dU/dx=0$. Далее распределение $U(x)$ приобретает вид кривой с максимумом, и в области «горба» потенциала происходит интенсивная ионизация остаточного газа. В результате промежуток быстро заполняется плазмой, т. е. формируется столб разряда. Детально этот процесс с соответствующими оценками описан в [8].

Для $p \ll p_{кр}$ механизм пробоя обычно связывают с поступлением в зазор паров материала катодного факела. Здесь роль остаточного газа оказывается несущественной. Именно в таких условиях обычно наблюдается эффект прерывания тока. Рассмотрим с описанных позиций результаты экспериментов.

На рис. 2 показаны осциллограммы напряжения на зазор в момент $t=0.8$ мкс. поджиг осуществляется после подачи напряжения на зазор в момент $t=0.8$ мкс.

Из кривых 1, соответствующих $p \approx p_{кр}$, видно, что ток нарастает плавно и эффект обрыва не наблюдается. Несоответствие моментов перехода осциллограмм тока и напряжения через нуль связано с тем, что делитель напряжения регистрирует не только активную, но и частично индуктивную составляющую.

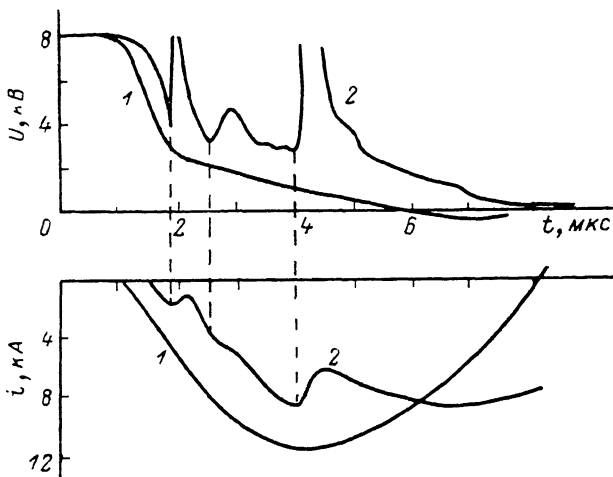


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на промежутке и тока при различных давлениях.
1 — $p=7 \cdot 10^{-4}$, 2 — $2 \cdot 10^{-5}$ Тор.

При изменении давления в пределах $10^{-5} - 10^{-4}$ Тор время от момента поджига до начала резкого спада напряжения не изменяется и осциллограммы качественно похожи друг на друга (кривая 2 на рис. 2). Здесь в момент $t=4$ мкс наблюдается обрыв тока, который далее будем называть основным или главным. Он сопровождается выбросом напряжения $L di/dt$, в несколько раз превышаю-

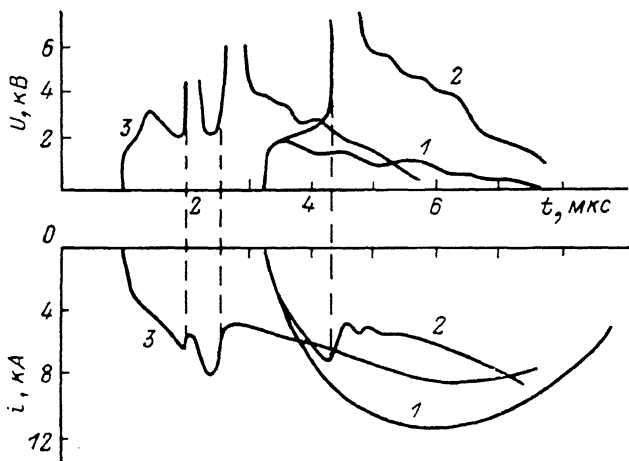


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на промежутке и тока при предварительном поджиге и различных давлениях.
1 — $p=7 \cdot 10^{-4}$; 2, 3 — $2 \cdot 10^{-5}$ Тор.

щим U_0 . Ему предшествуют промежуточные или частичные обрывы (например, в момент $t=1.9$ мкс), которые могут выглядеть и как задержки в кривой роста тока ($t=2.5$ мкс).

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство. При давлении $p=2 \cdot 10^{-5}$ Тор (кривая 2) уже через 1.5 мкс после включения поджига ток разряда составляет 3.7 кА, напряжение горения 3.5 кВ, а сопротивление промежутка 0.95 Ом. Как отмечалось, пробой вакуумного промежутка связан с распространением в зазор плазмы катодного факела. Однако при скорости распро-

странения $v \approx 2 \cdot 10^6$ см/с размер факела через 1.5 мкс будет составлять только 3 см. Тем не менее промежуток уже пропускает ток на несколько порядков больше, чем соответствующий закону «трех вторых». Это одна из проблем, требующих объяснения.

Подобные же выводы следуют из анализа опытов по предварительному поджигу и последующему приложению импульса напряжения (рис. 3, момент поджига $t=0$). Здесь исходное сопротивление промежутка к моменту приложения напряжения определяется процессом разлета факела. Его естественно ожидать одинаковым для всего диапазона давлений. Это и демонстрируется при сравнении кривых 1 и 2 на рис. 3, для которых напряжение на зазоре в момент подачи импульса составило 1.8 кВ при $U_0=8$ кВ. Если $p \geq p_{кр}$, то с ростом тока напряжение горения падает (кривая 1). Для вакуумного разряда наблюдается слабый подъем напряжения и далее главный обрыв тока (кривая 2). При уменьшении времени между приходом импульса поджига и импульса напряжения на промежутке (кривая 3) слабый подъем напряжения сопровождается выбросами за счет частичных обрывов тока. Из кривой 3 вновь видно, что времени 1 мкс достаточно для того, чтобы промежуток пропустил большой ток (около 3 кА).

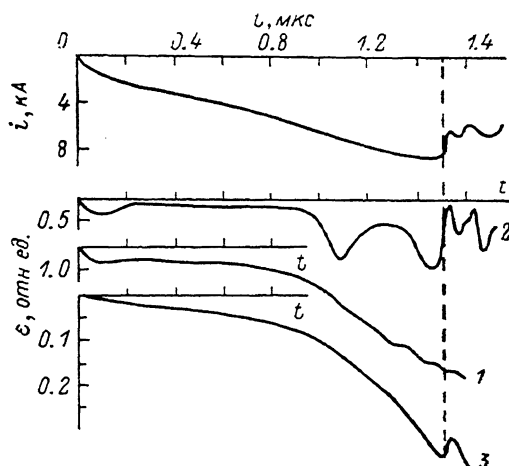


Рис. 4. Осциллограммы тока i и относительной интенсивности свечения разряда при $p=2 \cdot 10^{-5}$ Тор на различных расстояниях x от катода.

1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 6 см.

Дополнительную информацию дает наблюдение свечения различных областей разряда. Для обсуждения удобно выделить следующие стадии развития процесса: протекание тока перед основным обрывом, стадия обрыва тока и, наконец, последующее уменьшение сопротивления и переход к режиму горения вакуумной дуги. Рассмотрим вначале свечение на первой стадии, предшествующей основному обрыву.

Фотографирование промежутка и фотоэлектрические измерения позволяют выделить в нем три характерные области: ядро катодного факела, сосредоточенное в месте привязки катодного пятна и имеющее размер 0.2 см, чехол факела или светящаяся область с размером в направлении анода 2.5—3 см и столб разряда. Осциллограммы свечения для разных областей при предварительном поджиге ($\Delta t=1.5$ мкс) показаны на рис. 4. Характерно, что размер областей не меняется в течение фазы, предшествующей обрыву тока. Интенсивность свечения ядра более чем на порядок превышает интенсивность свечения столба. В пересчете на единицу объема эта разница еще больше, поскольку нужно иметь в виду, что размер плазмы в направлении наблюдения в столбе намного больше, чем в ядре.

Вид осциллограмм свечения в описанных областях различен. Свечение в ядре и столбе (кривые 1, 3) растет монотонно и перед основным обрывом интенсивность увеличивается. В чехле факела перед основным обрывом обязательно наблюдаются колебания интенсивности. Два пика таких колебаний видны на рис. 4 (кривая 2) в интервале времен 1—1.5 мкс. Эти колебания не удается связать с частичными обрывами тока. Они наблюдаются также тогда, когда частичные обрывы отсутствуют, причем основной обрыв может приходиться на любую фазу колебаний. Во всех случаях обрыв сопровождается резким уменьшением интенсивности свечения чехла.

В приведенном на рис. 4 примере поджиг осуществлен за 1.5 мкс до подачи импульса напряжения. Затем еще 1.5 мкс проходит до основного обрыва тока.

Тем не менее размер чехла катодного факела не меняется, что противоречит представлениям о свободном разлете плазмы катодного пространства при вакуумном пробое. В связи с этим оказывается практически невозможным объяснить токоперенос в промежутке в рамках традиционных представлений. Например, если считать границу чехла эмиттирующей поверхностью, а столб разряда рассматривать как вакуумный диод, то для сферического диода при радиусе внутреннего электрода 3 см и внешнего электрода 12 см, напряжении $U=2$ кВ получим, согласно закону «трех вторых», предельный ток $i=1.4$ А. Привлекая различные виды ионной компенсации, не удастся существенно увеличить ток. Например, если рассматривать анод как эмиттер электронов, то получаем увеличение тока для плоского случая в 1.86 раз [9]. Численные расчеты, проведенные в [10], показывают возможность увеличения плотности

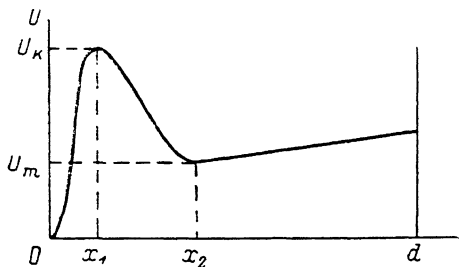


Рис. 5. Качественная картина распределения потенциала вдоль оси разряда.

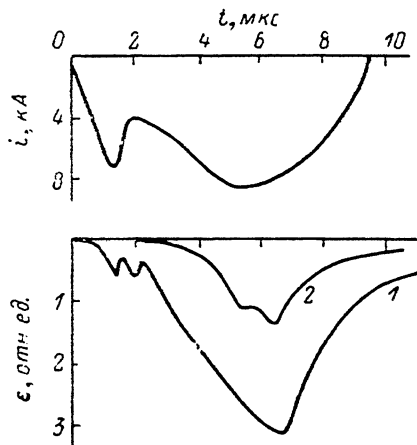


Рис. 6. Осциллограммы тока и относительной интенсивности свечения разряда при $p=2 \cdot 10^{-5}$ Тор на различных расстояниях от катода.

0 — 0.5, 2 — 3 см.

тока до 14 раз. Очевидно, что это очень далеко от единиц килоампер, наблюдаемых в эксперименте.

В вакуумных разрядах существует еще один систематически наблюдающийся эффект, не имеющий твердого объяснения, а именно наличие ионов, распространяющихся из прикатодной плазмы в направлении анода [11]. Одним из возможных объяснений было предположение о наличии «горба» потенциала вблизи катода, высказанное в [12]. Эта точка зрения не получила развития. Однако в последнее время появляются публикации, направленные на экспериментальное измерение распределения потенциала [13] с целью доказательства немонотонности. Гипотеза о немонотонности распределения потенциала позволяет достаточно убедительно объяснить механизм токопереноса в дуге с диффузной привязкой катодного пятна [14]. Эта идея представляется нам плодотворной и для данной ситуации. Здесь логично объясняются как токоперенос в начальной стадии, так и механизм обрыва тока.

Схематично картина распределения потенциала вдоль оси промежутка показана на рис. 5. Поверхность ядра катодного факела рассматривается как неограниченный эмиттер электронов, здесь она расположена в сечении $r=0$. Вблизи поверхности ядра существует область прикатодного падения потенциала длиной x_1 с падением напряжения на ней U_k . Эту область можно рассматривать как вакуумный диод с ионной компенсацией, причем высокая плотность тока достигается за счет малой длины.

Координата x_2 примерно соответствует границе чехла катодного факела. Зона $0-x_2$ является потенциальной ловушкой для электронов, которые на длине x_2 за счет соударения потеряли энергию eU_m . Эти электроны остаются внутри потенциальной ямы и, совершая колебательное движение, ионизируют пары материала катода. В результате обеспечивается высокая степень ионизации паров. Ток в сечении x_2 переносится быстрыми электронами, стартую-

щими с катода и не испытывавшими столкновений в слое $0-x_2$, а также хаотическими электронами из плазмы, образовавшимися внутри потенциальной ямы и имеющими достаточную скорость для преодоления потенциального барьера.

Наличие высокоионизованной плазмы внутри потенциальной ямы способствует тому, что часть материала катода возвращается на него в виде ионов, а другая часть ионов, ускоренных в зоне x_1-x_2 , движется в направлении анода. Отметим, что именно из таких предпосылок удалось объяснить аномально низкое испарение катода в дуге с диффузной привязкой пятна [14].

В описанной модели поверхность x_2 условно можно рассматривать как эмиттирующую поверхность вакуумного диода. Область минимума потенциала вблизи x_2 является в свою очередь потенциальной ловушкой для ионов. Это приводит к увеличению предельного тока через диод, так как пространственный заряд ионов накапливается именно в той части, которая и определяет пропускную способность диода по току.

Процесс обрыва тока в изложенной схеме можно объяснить следующим образом. Увеличение полного тока в цепи должно сопровождаться и увеличением потока хаотических электронов из плазмы через сечение x_2 , т. е. снижением потенциального барьера $U_k \rightarrow U_m$. При полном разрушении барьера ситуация резко изменяется, так как исчезают условия поддержания плазмы в области $0-x_2$. Ионный поток оказывается недостаточным, чтобы обеспечить компенсацию в катодном слое, и напряжение на нем начинает возрастать.

Типичные длительности стадии обрыва тока составляли 200—300 нс, а амплитуды напряжения на промежутке, соответствующие обрывам, были 40—80 кВ. Спад тока сопровождается спадом интенсивности свечения в чехле (кривая 2 на рис. 4), что соответствует представлениям о разрушении потенциальной ямы при обрыве тока. Ясно, что увеличение напряжения на катодном слое вызывает бомбардировку катода высокоэнергетичными ионами и интенсивное поступление плазмы с катода в зазор. По-видимому, это является одной из причин хаотических осцилляций свечения в чехле, наблюдаемых при обрыве тока. Кроме того, процесс поступления плазмы определяет дальнейшее нарастание тока в промежутке после фазы обрыва.

Из рис. 2, 3 видно, что ток в момент обрыва и максимальный ток разряда в стадии вакуумной дуги соизмеримы. Однако свечение промежутка в последней стадии существенно иное, чем в первой. Свечение ядра в момент обрыва и в момент максимума тока t_m близки по интенсивности. Это значит, что свойства ядра не претерпели существенных изменений. Однако интенсивность свечения области, названной чехлом, и столба разряда после обрыва начинает возрастать и в момент t_m она примерно на порядок выше, чем в момент обрыва тока. Колебаний свечения, характерных для чехла в первой стадии, не наблюдается. Такой характер свечения обусловлен распространением материала катодного факела на всю глубину зазора. Убедительным доказательством этому является то, что на больших расстояниях от катода рост интенсивности наблюдается позже во времени, чем на малых расстояниях (рис. 6). Оценка скорости распространения паров дает величину $2-3 \cdot 10^6$ см/с. Эта оценка сделана как из осциллограмм интегрального свечения, так и из осциллограмм свечения на отдельных спектральных линиях.

Таким образом, восстановление тока после обрыва сопровождается зажиганием разряда в парах материала электродов, причем пары распространяются на весь промежуток. В этом смысле имеется некоторая аналогия с газовым разрядом низкого давления. Область максимума потенциала, показанная на рис. 5, становится, по-видимому, менее выраженной. Кроме того, как и в газовом разряде, должно возникать отрицательное анодное падение потенциала, обеспечивающее соответствующий хаотический поток электронов из столба на анод [8].

Список литературы

- [1] Суладзе К. В., Цхадая Б. А., Плотто А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. Вып. 6. С. 282—285.
- [2] Stephanakis S. J., Apruzese J. P., Burkhalter P. G. et al. // Appl. Phys. Lett. Vol. 48. N 13. P. 829—831.

- [3] *Meger R. A., Young F. C.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 63. N 12. P. 8543—8548.
- [4] *Ottlinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 3. P. 774—784.
- [5] *Meger R. A., Comisso R. J., Cooperstein G., Goldstein S. A.* // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42. N 11. P. 943—944.
- [6] *Абдуллин Э. Н., Баженов Г. П., Вастриков А. Н.* и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 109—110.
- [7] *Луценко Е. И., Середа Н. Д., Димитрова В. Д.* // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 1. С. 151—164.
- [8] *Коваль Н. Н., Королев Ю. Д., Пономарев В. Б.* и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 6. С. 747—752.
- [9] *Грановский В. Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1972. 544 с.
- [10] *Шантурий Л. П.* // РИЭ. 1980. № 3. С. 612—622.
- [11] *Кимблин С. У.* // Экспериментальные исследования плазматронов. Новосибирск: Наука, 1977. С. 226—253.
- [12] *Плютто А. А., Рыжков В. Н., Капин А. Т.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 8. С. 494—507.
- [13] *Арестов С. И., Бузаев С. П., Сухарев А. Н.* и др. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987. Т. 2. С. 93.
- [14] *Болотов А. В., Козырев А. В., Королев Ю. Д.* // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Т. 2. С. 34.

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
9 января 1990 г.