

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Электронная эмиссия из сегнетоэлектрических плазменных катодов

Г.А. Месяц

На основе анализа ранее и недавно полученных экспериментальных результатов показано, что интенсивная электронная эмиссия из диэлектрических катодов вызывается незавершенным разрядом по поверхности диэлектрика, обусловленным наличием на ней тангенциальной составляющей электрического поля. Местами зарождения таких разрядов являются тройные точки (ТТ) металл–диэлектрик–вакуум. Плазма разряда, двигаясь по поверхности диэлектрического электрода, приводит к возникновению тока смещения и электрического микровзрыва в ТТ. При наличии большого числа ТТ, что обеспечивается металлической сеткой, плотно прижатой к сегнетоэлектрику, можно получать электронный ток до 10^4 А плотностью порядка более чем 10^2 А см⁻². Для инициирования поверхностного разряда на противоположную сторону сегнетоэлектрика наносят металлическое покрытие — подложку, на которую подают пусковой импульс. При опережающей подаче этого импульса по отношению к импульсу ускоряющего напряжения электронный ток многократно превышает ток Чайльда–Ленгмюра. Сегнетоэлектрический эффект обусловлен большой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon > 10^3$) используемых материалов (BaTiO₃, PLZT, PZT). Такие катоды получили название сегнетоэлектрических. Однако для того, чтобы подчеркнуть важную роль плазменных эффектов, нами предложено называть их сегнетоэлектрическими плазменными (СЭП) катодами.

PACS numbers: 52.80.–s, 84.70.+p, 85.45.–w

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200801e.0085

Содержание

1. Введение (85).
2. Импульсный разряд по поверхности диэлектрика в вакууме (87).
2.1. Предпробойный ток. 2.2. Эффект снижения напряжения разряда в импульсном режиме. 2.3. Процессы в контакте катод–диэлектрик.
3. Исследование эмиссионных процессов в диодах с точечными катодами (89).
3.1. Взрывная электронная эмиссия. 3.2. Образование плазмы в тройных точках на поверхности сегнетоэлектрика. 3.3. Электронный ток в диоде с точечным катодом.
4. Планарные сегнетоэлектрические плазменные катоды (94).
4.1. К истории вопроса. 4.2. Физические процессы на поверхности катода. 4.3. Функционирование электронного диода с сегнетоэлектрическим плазменным катодом. 4.4. Сегнетоэлектрические эффекты.
5. Приборы на основе сегнетоэлектрических плазменных катодов (102).
5.1. Особенности работы диодов. 5.2. Применение сегнетоэлектрических плазменных катодов. 5.3. Сравнение плазменных катодов и сегнетоэлектрических плазменных катодов.

6. Заключение (106).

Список литературы (107).

1. Введение

Для получения сильноточных импульсных пучков нужны ускорители электронов, которые содержат два основных элемента: диод для ускорения электронов и генератор импульсов ускоряющего напряжения [1]. В качестве источника электронов в диодах импульсных ускорителей большой мощности с током вплоть до 10^6 А обычно используют катоды со взрывной эмиссией электронов (ВЭЭ) [1] с энергией от нескольких сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт и длительностью 10^{-10} – 10^{-7} с. Для получения пучков электронов с энергией 10^3 – 10^5 эВ, током 10 – 10^3 А и плотностью электронного тока 10^2 А см⁻² и более используют сегнетоэлектрические плазменные (СЭП) катоды. В таких катодах плазма образуется в месте контакта сегнетоэлектрика и металла. В ускорителях с СЭП-катодами легко управлять такими параметрами электронного пучка, как энергия электронов, ток, первеанс, момент запуска диода, апертура и т.д. Длительность импульсов электронных пучков в диодах с СЭП-катодами обычно составляет 10^{-8} – 10^{-6} с, а в некоторых случаях достигает 10^{-3} с. Такие катоды являются альтернативой термоэлектронным катодам, плотность тока с которых обычно не превышает 10 А см⁻². Кроме того, СЭП-катоды значительно проще в эксплуатации и дешевле.

Г.А. Месяц, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 135-24-30. Факс (495) 956-24-04
E-mail: mesyats@pran.ru, mesyats@sci.lebedev.ru

Статья поступила 28 июня 2007 г.,
после доработки 14 августа 2007 г.

Идея создания диэлектрического катода возникла при исследовании разряда по поверхности диэлектрика при контакте катода с форстеритовой и стеатитовой керамиками [2, 3]. Было показано, что в режиме незавершенного разряда благодаря большой компоненте тангенциального поля в месте контакта керамики с катодом, который был назван тройной точкой — ТТ (металл–диэлектрик–вакуум), из этого контакта можно извлекать ток электронов до 100 А. Однако радикальное улучшение параметров катода стало возможным при использовании в качестве диэлектрика сегнетоэлектрика титаната бария BaTiO_3 . Для получения большой амплитуды тока и однородного по сечению пучка в [4] было предложено на одну из сторон цилиндрического диска из BaTiO_3 устанавливать металлическую сетку или шайбу. В местах контакта сетки и BaTiO_3 образуется большое число ТТ. Шайба или сетка, как правило, заземляются. Другая сторона диска покрывалась металлической пленкой, на которую подавался пусковой импульс. На поверхности сегнетоэлектрика образовывалось плазменное покрытие, которое приводило к эмиссии электронов. При использовании диода с таким катодом автором с сотрудниками в 1967 г. в Томском политехническом институте впервые был получен электронный пучок с током 2 кА, энергией электронов 50 кэВ и длительностью 100 нс [5].

В последние два десятилетия интерес к таким катодам сильно возрос (см., например, обзор [6] и имеющиеся там ссылки). Высказывается предположение, что названная выше эмиссия обусловлена испусканием электронов непосредственно с поверхности сегнетоэлектрика, а не из металла сетки при участии плазмы, как полагали ранее [2–5]. Такие катоды даже стали называть сегнетоэлектрическими, а саму эмиссию — сегнетоэлектрической эмиссией (ferroemission) [6]. При этом речь шла о точно такой же конструкции катода, как и в [4, 5]. В серии работ, обзор которых дан в [6], было показано, что подача пускового импульса порядка 1 кВ на сегнетоэлектрик, задняя поверхность которого покрыта металлом, а передняя — сетчатым или полосковым электродом, вызывает интенсивную электронную эмиссию с передней поверхности катода.

Подробный анализ теоретических предположений, выдвигаемых в обзоре [6], дается в разделе 4.4, а во введении мы только кратко коснемся этих предположений.

Наиболее популярная модель "сегнетоэлектрической эмиссии электронов" основана на свойстве сегнетоэлектрика изменять поляризацию при наложении высоковольтного импульса [7–9]. Предполагается, что быстрая (за несколько наносекунд) переполяризация доменов внутри сегнетоэлектрического образца вызывает появление очень сильного электрического поля (до 10^9 В см⁻¹) вблизи поверхности. Сильное электрическое поле возникает из-за низкой электропроводности сегнетоэлектрика, которая препятствует быстрому перераспределению "свободных" зарядов, способных компенсировать "связанный" заряд домена, появляющийся при неравновесной переполяризации. В результате вблизи поверхности сегнетоэлектрика формируется нескомпенсированный отрицательный заряд, который создает сильное электрическое поле, вызывающее значительную автоэлектронную эмиссию с поверхности сегнетоэлектрика [7].

Эта модель имеет слабые места. Во-первых, возможность быстрой переполяризации сегнетоэлектрика пока находится под вопросом. Эксперименты показали, что наносекундная переполяризация осуществляется только в субмикронных сегнетоэлектрических пленках под действием электрического поля величиной $(2-4) \times 10^4$ В см⁻¹, что хорошо совпадает с теоретическими прогнозами [10]. Однако в экспериментальных работах [7, 11] сообщается о сильной эмиссии из сегнетоэлектрика при приложенных электрических полях $\sim (2-3) \times 10^4$ В см⁻¹ и толщине образцов 0,2–2 мм. При таких электрических полях ожидаемое время переполяризации намного больше нескольких наносекунд [12]. Следует также упомянуть, что недавнее исследование влияния среднего размера зерна на переполяризацию доменов [13] выявило при уменьшении среднего размера зерна от 7 до 1 мкм катастрофическое падение процентного содержания доменов, успевающих переполяризоваться за время подачи обратного напряжения (60 кВ см⁻¹ в течение 30 мин при температуре 100 °С). Еще одно слабое место модели — наличие сильного тангенциального электрического поля, которое при величине $\sim 10^4-10^5$ В см⁻¹ вызывает поверхностный разряд [1]. Хорошо известно, что поверхностный разряд приводит к образованию плазмы, которая поставляет заряды, необходимые для компенсации незранированных зарядов; иначе говоря, поверхностная плазма препятствует дальнейшему возрастанию электрического поля. Следует отметить, что результаты расчетов [11, 14] предсказывают наличие сильных тангенциальных электрических полей, способных вызвать поверхностный разряд на сегнетоэлектрическом образце, который и наблюдался ранее [2, 3].

Модель "сегнетоэлектрической" эмиссии электронов за счет переполяризации образца противоречит также результатам экспериментов [15], выполненных на керамике PLZT (свинец–лантан–цирконий–титанат), имеющей две различные несегнетоэлектрические (антисегнетоэлектрик и параэлектрик) фазы. В этих экспериментах на задний электрод подавались однополярные или биполярные высоковольтные (ВВ) импульсы. Электронная эмиссия из неполярного сегнетоэлектрического образца PLZT наблюдалась также в экспериментах [16]. На полярных образцах из PZT (свинец–цирконий–титанат) электронная эмиссия наблюдалась при температуре, почти вдвое превышающей температуру Кюри [17]. В работе [18] показано, что при подаче на задний электрод неполярного образца PZT положительного или отрицательного ВВ-импульса, кроме эмиссии электронов, присутствует также эмиссия ионов. Очевидно, что наблюдение эмиссии ионов является прямым экспериментальным доказательством образования плазмы на поверхности сегнетоэлектрического образца.

Эксперименты с кристаллами триглицинсульфата (TGS) [19, 20] и PLZT также показали существование плазмы, индуцированной ВВ-импульсом, поданным на образец. В работе [16] высказывается предположение, что плазма формируется на поверхности сегнетоэлектрика. Доказательства возникновения плазмы на поверхности сегнетоэлектрика приведены также в [21–23].

Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы показать, что плазменные эффекты играют главную роль в работе катодов на основе сегнетоэлектриков. Сегнетоэлектрические эффекты (если не считать фундаменталь-

ной роли большой величины диэлектрической проницаемости $\epsilon > 10^3$) могут иметь значение при относительно небольших по величине пусковых импульсах, при которых плотности тока эмиссии не являются предельно высокими (см. раздел 4.4); иначе говоря, сегнетоэлектрические эффекты играют роль в обстоятельствах, не представляющих интереса для прикладной сильноточной электроники. В статье мы вначале дадим описание незавершенного импульсного разряда по поверхности диэлектрика в вакууме, благодаря которому мы и пришли к идее СЭП-катода [2, 4, 5]. После этого рассмотрим эффекты в тройных точках для случая, в котором используются специальные точечные катоды. Затем дадим описание работы сильноточных электронных диодов с такими катодами и обсудим их применение в сильноточной электронике.

2. Импульсный разряд по поверхности диэлектрика в вакууме

2.1. Предпробойный ток

Рассмотрим кратко результаты работ по эмиссии электронов при незавершенном разряде по поверхности керамики в условиях резкого неоднородного поля на катоде [2, 3]. Расположение электродов и диэлектрика показано на рис. 1а. Катод имел форму штыря, т.е. цилиндра с острыми краями диаметром $D_c \ll D_d$, где D_d — диаметр диэлектрического цилиндра. В качестве диэлектрика иногда использовались усеченный цилиндр или конус с углом наклона α к нормали поверхности анода (рис. 1а).

Плоский анод с диаметром D_a имел закругленные края. Длина катодной грани, по которой происходил разряд, равнялась $l = (D_a - D_c)/2$. К промежутку между анодом и катодом прикладывался прямоугольный импульс длительностью 500 нс (при временной длительности фронта ~ 1 нс) и напряжением ≤ 50 кВ. На рисунке 1б приведены осциллограммы тока разряда по поверхности стеатитовой керамики. На осциллограммах можно указать четыре характерных участка (I–IV). Первый участок — это пик, обусловленный током смещения через диэлектрик из-за быстрого возрастания электрического поля на фронте импульса. Второй участок характеризуется относительно слабым током (порядка 1 А). На третьем наблюдается существенное увеличение тока —

до ~ 100 А. Наконец, на четвертом участке за время ≤ 1 нс происходит быстрое возрастание тока до величины, ограниченной волновым сопротивлением линии и амплитудой импульса напряжения.

Особый интерес для нас представляет ток на участке III. Этот ток уменьшается с уменьшением отношения D_a/D_d , а при $D_a/D_d \leq 1$ участки II и III сливаются воедино (рис. 1в). Если $D_a/D_d > 1$, то на участке III наблюдается сильное возрастание тока при увеличении толщины диэлектрика, а также при наличии под диэлектриком углубления в аноде. Электронно-оптические исследования процесса пробоя по поверхности форстеритовой керамики показали, что свечение плазмы появляется в контакте катод–диэлектрик в течение первых 3 нс. Свечение плазмы движется к аноду со скоростью порядка 10^7 см s^{-1} . После достижения свечением края керамики плазма со скоростью порядка 10^8 см s^{-1} начинает двигаться на анод. Момент появления первого свечения на анодной грани диэлектрика в форме усеченного конуса зависит от угла наклона α этой грани к анодной нормали. При $\alpha = 0$ (диэлектрик — цилиндр) свечение на анодной грани наблюдалось только после достижения плазмой с катода верхнего края анодной грани диэлектрика. При $\alpha = 10^\circ$ свечение анодной грани наблюдается уже на участке III, когда плазма еще не достигла этой грани. После прихода плазмы к аноду происходит резкая вспышка, а на том и другом электродах появляются катодное и анодное пятна [24].

Исходя из этих результатов был сделан вывод о том, что ток на участке III является током электронов, которые попадают на анод прежде, чем плазма достигнет анодной грани, т.е. в режиме незавершенного разряда [2, 3]. Это подтверждается сильным возрастанием тока на участке III при увеличении диаметра анода D_a , когда на анод может попасть большее количество электронов с катода. Об этом говорит также факт свечения анодной грани при угле наклона $\alpha = 10^\circ$ до прихода к ней плазмы с катода. Это свечение обусловлено разрядом по поверхности анодной грани, который инициируется электронами с участка III, попадающими на эту грань. При $\alpha = 0$ возможность попадания на анодную грань исключается и до прихода плазмы с катода она не светится. Об этом говорит также возрастание тока на участке III при наличии углубления на аноде и при увеличении толщины диэлектрика, т.е. когда происходит ослабление нормальной к поверхности диэлектрика составляющей электри-

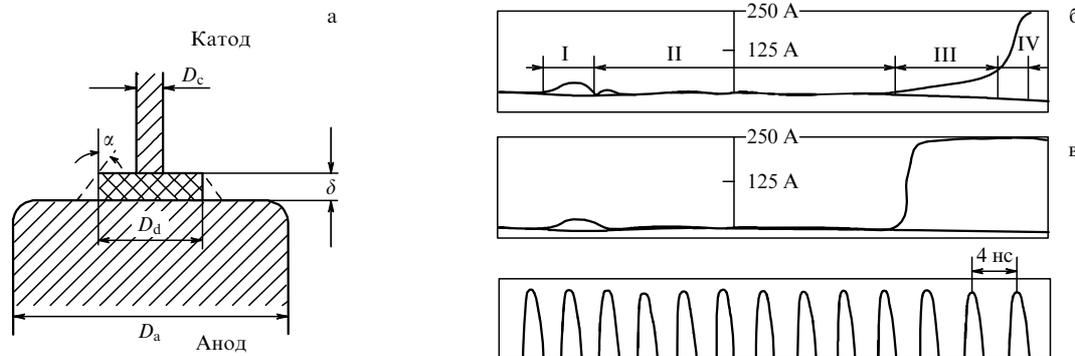


Рис. 1. Исследование разряда в вакууме по поверхности стеатитовой керамики. (а) Конфигурация электродов: δ — толщина диэлектрика; D_c , D_d , D_a — диаметры цилиндрических катода, диэлектрика и анода; штриховыми отрезками показан диэлектрик в форме усеченного конуса. Типичные осциллограммы тока разряда: (б) при $D_a > D_d$, $\delta = 2$ мм, $D_d = 11$ мм, $D_c = 5$ мм, $D_a = 22$ мм, $U = 35$ кВ; (в) $D_a = D_d = 11$ мм.

ческого поля. Методом электронно-оптической скоростной фотографии была измерена [2, 3] скорость движения катодной плазмы по поверхности диэлектрика, которая оказалась приблизительно пропорциональной разности потенциалов U между катодом и анодом. При этом абсолютная величина скорости плазмы на поверхности диэлектрика составляла $(1-3) \times 10^7$ см s^{-1} [3] при толщине диэлектрика $\delta = 2$ мм.

Когда штырь являлся анодом, то плазма возникала как в прианодной, так и в прикатодной областях. С течением времени оба потока начинают двигаться навстречу друг другу. В момент, когда потоки соединяются, на катодной и анодной гранях происходит сильная вспышка света, а на катоде и аноде появляются катодное и анодное пятно, что свидетельствует о начале дугового разряда.

2.2. Эффект снижения напряжения разряда в импульсном режиме

При неоднородном поле на катоде в случае, когда диаметр катода меньше диаметра диэлектрика, наблюдается сильное снижение импульсного напряжения U , при котором происходит разряд по диэлектрику в вакууме, по сравнению со статическим U_{st} . Этот эффект обусловлен усилением тангенциальной составляющей поля у катода вследствие неравномерного распределения потенциала по поверхности диэлектрика из-за наличия поверхностных и объемных емкостей. Тангенциальная (E_t) и нормальная (E_n) составляющие поля на поверхности диэлектрика на расстоянии x от поверхности катода при $l \gg D_c$ и воздействии идеального перепада напряжения имеют вид [3, 23]

$$E_t(x) = U\gamma \frac{\cosh \gamma(l-x)}{\sinh \gamma l}, \quad (1)$$

$$E_n(x) = \frac{U}{\delta} \frac{\sinh \gamma(l-x)}{\sinh \gamma l}, \quad (2)$$

где

$$\gamma = \left(\frac{pC_1 + \sigma_1}{pC_2 + \sigma_2} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

δ — толщина диэлектрика, x — расстояние от поверхности катода до исследуемой точки на поверхности диэлектрика, l — длина диэлектрика, p — оператор Лапласа в операционном методе расчета переходного процесса в электрических цепях, $C_1 = \epsilon\epsilon_0/\delta$ — емкость единицы поверхности диэлектрика относительно нижнего электрода [Ф cm^{-2}]; $C_2 = k\epsilon_0$ — удельная взаимная емкость единиц поверхности диэлектрика относительно друг друга [Ф]; k — постоянная, зависящая от свойств поверхности диэлектрика; σ_1 — удельная объемная проводимость [(Ом cm^2) $^{-1}$]; σ_2 — удельная поверхностная проводимость [Ом $^{-1}$]; U — приложенное напряжение [В].

Так как время $t \sim p^{-1}$, то из (1) и (2) следует, что, если характерное время воздействия напряжения $t \gg C_1/\sigma_1$ и $t \gg C_2/\sigma_2$, то $\gamma = (\sigma_1/\sigma_2)^{1/2}$. Если же $t \ll C_1/\sigma_1$ и $t \ll C_2/\sigma_2$, то $\gamma = (C_1/C_2)^{1/2}$. Первое соотношение соответствует импульсному пробое, а второе — статическому. Если $r \ll x \ll l$, где r — радиус скругления края катода, прилегающего к диэлектрику, то тангенциальная и нормальная составляющие поля определяются соответ-

ственно из формул

$$E_t = \frac{E_{ot}\gamma l}{\tanh \gamma l}, \quad E_n = \frac{U}{\delta}, \quad (4)$$

где $E_{ot} = U/l$ — среднее тангенциальное поле на поверхности диэлектрика.

Если в стационарном режиме $\gamma l < 0,5$, а в импульсном $\gamma l \geq 1$, то для стационарного случая $E_t \approx U/l$, а для импульсного $E_t = U\gamma/\tanh \gamma l$. Следовательно, увеличение импульсного поля по сравнению со стационарным соответствует условию $\gamma l/\tanh \gamma l > 1$. При $\gamma l > 2$ в импульсном режиме коэффициент усиления поля составит $\sim l(\epsilon/\delta)^{1/2}$. Следовательно, чем тоньше и длиннее диэлектрик и чем больше диэлектрическая проницаемость, тем меньше отношение амплитуды импульсного напряжения разряда по диэлектрику в вакууме к амплитуде статического разрядного напряжения. Этот вывод очень важен для функционирования сегнето-электрических плазменных катодов, у которых $\epsilon \geq 10^3$, так как управление катодом будет происходить при низкой амплитуде импульса напряжения.

2.3. Процессы в контакте катод–диэлектрик

Наличие диэлектрика в вакуумном промежутке приводит к усилению электрического поля в области контакта катод–диэлектрик за счет микрозоров. В работе [25] исследованы процессы в контакте металл–диэлектрик при приложении электрического поля. В этом контакте перед вакуумным пробоем появлялись электроны, наличие которых было обусловлено усилением электрического поля. Электроды и изолятор помещались в магнитное поле, перпендикулярное электрическому, с целью обеспечения отвода электронов из разрядного промежутка. Электроны "сбрасывались" на заземленные пластины, покрытые люминофором.

Величина напряжения между электродами, при котором возникало свечение люминофора, является критерием интенсивности контактных явлений. С возрастанием диэлектрической проницаемости увеличивался выход электронов из контакта. Это приводило к тому, что импульсное напряжение, при котором появляется свечение у катода, снижалось почти в семь раз при увеличении диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ от 6,6 (стеатит) до 1800 (титанат бария) (табл. 1).

Таблица 1. Значения импульсного напряжения и напряженности поля, соответствующие моменту появления свечения в контакте катод–диэлектрик, для различных диэлектриков [25]

Диэлектрик	ϵ	Напряжение на диэлектрике, кВ	Напряженность поля в зазоре (0,025 мм), кВ cm^{-1}
Стеатит	6,6	21,5	120
Циркониевый фарфор	9,5	25,0	200
Рутил	8,0	8,3	480
Титанат бария	1800	3,3	1300

Повышение напряженности электрического поля в области контакта за счет изменения формы катода в результате замены плоского катода острием также приводит к усилению электронного тока. Изменение материала катода не оказывает существенного влияния на выход электронов из контакта.

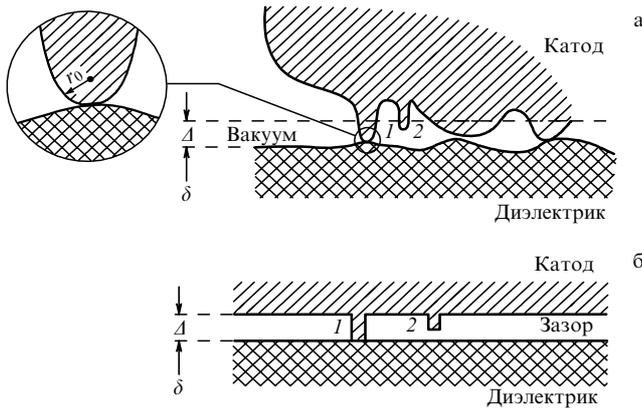


Рис. 2. (а) Форма контакта диэлектрика с катодом: r_0 — радиус закругления катодного выступа, Δ — усредненная ширина зазора катод–диэлектрик, δ — толщина диэлектрика, 1 — контактирующее острие, 2 — неконтактирующее острие. (б) Стилизованное представление контакта катод–диэлектрик.

Наличие повышенной напряженности поля в области соединения катода с диэлектриком объясняется тем, что поверхности как диэлектрика, так и катода не могут быть идеально гладкими и соприкасаются друг с другом лишь выступами поверхностей (рис. 2а). Для приближенной оценки напряженности электрического поля в области контакта можно идеализировать его геометрию (рис. 2б). Обозначим через Δ усредненную ширину микрозазора в контакте катод–диэлектрик, а через δ — толщину диэлектрика. Если допустить, что длина зазора намного меньше, чем его ширина, то поле внутри него можно считать однородным всюду, кроме его краев. Напряженность поля E_c в катодном зазоре может быть найдена как напряженность поля в промежутке, последовательно соединенном с диэлектриком:

$$E_c = \frac{U/\Delta}{1 + \delta/\epsilon\Delta}, \quad (5)$$

где E_c — напряженность электрического поля в катодной области. Из соотношения (5) можно сделать два вывода. Во-первых, если $\delta/\epsilon\Delta \ll 1$, то

$$E_c \approx \frac{U}{\Delta} = E \frac{\delta}{\Delta}, \quad (6)$$

где $E = U/\delta$ — среднее электрическое поле в диэлектрическом промежутке. Таким образом, в этом случае электрическое поле в зазоре увеличивается в δ/Δ раз. Во-вторых, если $\delta/\epsilon\Delta \gg 1$, то

$$E_c \approx \epsilon E, \quad (7)$$

т.е. электрическое поле возрастает в ϵ раз.

Однако поле на микроостриях катода будет еще больше за счет геометрического усиления [24]. Если высота микроострия h , а радиус кончика катодного острия r_0 , то при $h < \Delta$

$$E_{c0} \approx \frac{E_c h}{r_0} = \beta E_c, \quad (8)$$

где β — коэффициент усиления электрического поля. В частности, для случая, представленного на рис. 2а, на

кончике острия 2 будет именно такое усиление поля. Коэффициент β достигает величин 10–100 [23]. Следовательно, полное усиление поля при больших ϵ составляет величину порядка $\delta h/\Delta r_0$. Если $\delta = 1$ см, $\Delta = 10^{-3}$ см, $h = 10^{-4}$ см, $r_0 = 10^{-5}$ см, а напряжение $U = 10^4$ В, то электрическое поле на поверхности острия (например острия 2 на рис. 2) составит 10^8 В см $^{-1}$. Такое острие взрывается за время $\sim 10^{-9}$ с вследствие наличия тока автоэлектронной эмиссии [1]. (Подробнее об этом мы будем говорить в разделе 3.1.)

Плазма и пучок электронов при этом доходят до диэлектрика и приводят также к поверхностному разряду [1, 24]. Поэтому независимо от того, касается ли острие поверхности диэлектрика или нет, оба случая будем называть тройной точкой (ТТ). Только тройную точку в случае касания назовем ТТ типа 1, а в случае отсутствия касания — ТТ типа 2.

3. Исследование эмиссионных процессов в диодах с точечными катодами

3.1. Взрывная электронная эмиссия

Прежде чем перейти к описанию процесса эмиссии электронов из ТТ металл–диэлектрик–вакуум дадим кратко изложение сути взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) из металлических острий, так как, по нашему мнению, ВВЭ играет важную роль в рассматриваемых катодах. Взрывная электронная эмиссия — это эмиссия электронов, которая возникает при микроскопических взрывах на поверхности металлических или графитовых катодов в результате большой концентрации энергии в микрообъемах этой поверхности [2, 26]. Взрыв микрообъема металла и инициирование ВЭЭ может происходить по различным причинам: при ударе о катод ускоренной частицы вещества микроскопических размеров, воздействия на катод сфокусированного лазерного импульса, пучков ионов и нейтральных частиц, а также плазмы [27]. Однако наиболее распространенным и простым способом инициирования ВЭЭ является быстрый нагрев микроучастков катода джоулевым теплом за счет большой плотности тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ).

Для получения большой плотности тока АЭЭ необходимо сильное электрическое поле. Для создания такого поля в качестве катодов используют металлические микроострия. Кроме того, любой плоский металлический катод имеет на поверхности микровыступы, электрическое поле на которых усиливается в β раз по сравнению со средним электрическим полем между катодом и анодом, равным $E_0 = U/d$, где U — напряжение, а d — расстояние между катодом и анодом. Плотность тока АЭЭ j согласно формуле Фаулера и Нордгейма зависит от напряженности поля на кончике выступа E как [28]

$$j = \frac{1,55 \times 10^{-6} E^2}{\varphi} \exp\left(-\frac{6,85 \times 10^7 \varphi^{3/2}}{E}\right), \quad (9)$$

где φ — работа выхода металла катода [эВ], электрическое поле E измеряется в [В см $^{-1}$].

Если электрическое поле на кончике вольфрамового микроострия составляет $E = 10^8$ В см $^{-1}$, то плотность тока АЭЭ достигает $j = 10^9$ А см $^{-2}$ [1]. При таких

больших j острие взрывается спустя время $t_d \approx 10^{-9}$ с. Это время, которое называют временем задержки взрыва, можно оценить из соотношения [1, 26]

$$j^2 t_d = \bar{h}, \quad (10)$$

где \bar{h} — удельное действие при взрыве металла. Для большинства металлов \bar{h} составляет величину порядка $10^9 \text{ А}^2 \text{ с см}^{-4}$ [27].

Особенностью ВЭЭ является то, что электроны из катода испускаются кратковременными порциями, имеющими природу лавин, в которых содержится $10^{11} - 10^{12}$ электронов, в течение $10^{-9} - 10^{-8}$ с. Такие лавины электронов были нами названы эктонами [29]. Возникает вопрос: почему образуются такие порции или отчего происходит обрыв тока? Картина обрыва тока выглядит так. Вначале при появлении эктона плотность тока АЭЭ может достигать 10^9 А см^{-2} . При этом происходит быстрый разогрев микрообъема на поверхности катода и его взрыв, приводящий к возникновению эффективной термоэлектронной эмиссии вследствие перегрева металла. По мере развития взрыва происходят такие процессы, как увеличение зоны эмиссии электронов, теплоотвод, вынос энергии в результате испарения и выброса нагретого жидкого металла. Все это снижает температуру зоны испускания электронов и уменьшает плотность тока АЭЭ, что приводит к еще более быстрому охлаждению зоны эмиссии из-за уменьшения температуры джоулевого разогрева.

Микровыступы, о которых мы говорим, имеются на любой плоской поверхности металла, а также могут создаваться специально, например, используются катоды из микроострий, а также катоды из набора лезвий, фольг, металлического или графитового войлока. Однако, как показали многочисленные эксперименты, такие катоды недолговечны из-за выноса массы, оплавления микровыступов и сворачивания эмитирующих кромок. Кроме того, с такими катодами обычно трудно добиться хорошей однородности электронного пучка с большим сечением. Однородность пучка достигается за счет однородного заполнения катодной поверхности плазмой, образующейся вследствие микровзрывов на катоде. Однако из-за сравнительно малой скорости катодной плазмы, неодновременности и случайности взрыва острий, обусловленных рядом причин (эффект экранирования, различие в электрических полях на вершинах микровыступов, эффект мазков и т.д.) [1], обычно очень трудно получить однородное распределение плотности тока электронов, а главное, добиться стабильности этого распределения от импульса к импульсу. Если диод состоит из катода в виде острия и плоского анода, то ток ВЭЭ для случая нерелятивистских электронов определяется из соотношения [24]

$$i = A_1 U^{3/2} \frac{vt}{d - vt}, \quad (11)$$

где $A_1 \approx 37 \times 10^{-6} \text{ А В}^{-3/2}$, v — скорость разлета катодной плазмы, U — напряжение, d — длина промежутка катод-анод, t — время. Обычно скорость $v \sim 10^6 \text{ см с}^{-1}$ [2, 24]. Если имеется много острий при характерном расстоянии между ними намного меньшем d , которые взрываются за время меньшее, чем длительность фронта импульса, то ток ВЭЭ в диоде можно найти из соотношения

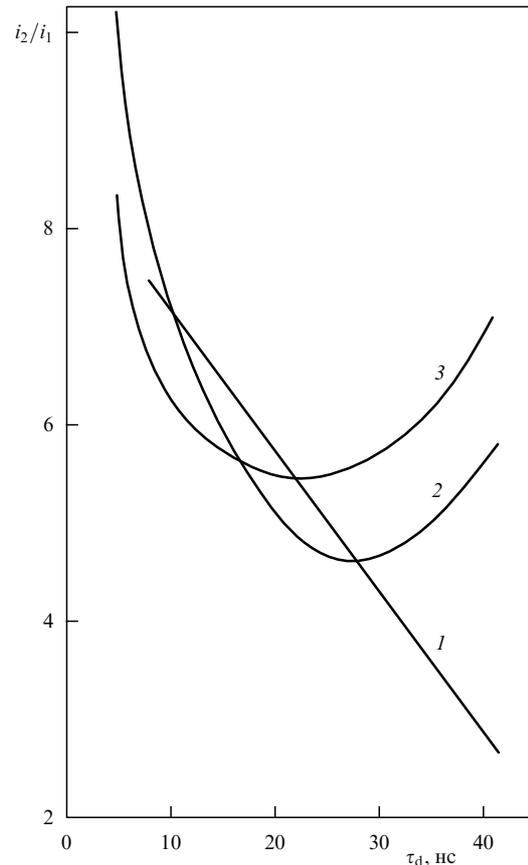


Рис. 3. Зависимость отношения токов i_2/i_1 от интервала времени τ_d между импульсами при $U = 13,5 \text{ кВ}$ (1), $U = 20 \text{ кВ}$ (2), $U = 28 \text{ кВ}$ (3).

шения

$$i = A_2 U^{3/2} \frac{S}{(d - vt)^2}, \quad (12)$$

где S — площадь катода, $A_2 = 2,3 \times 10^{-6} \text{ А В}^{-3/2}$.

Одной из важных особенностей ВЭЭ является эффект двойного импульса [26], который состоит в том, что, если на диод подать два одинаковых импульса напряжения, разделенных интервалом времени τ_d , то ток электронов i_2 во втором импульсе во много раз будет превосходить ток i_1 в первом импульсе. Как видно из рис. 3, для катода-острия и плоского анода отношение i_1/i_2 может достигать 10 [30]. При длинах $d \sim 1 \text{ мм}$, длительностях импульсов 10^{-8} с и напряжениях $\sim 10^4 \text{ В}$ этот эффект исчезает при $\tau_d \sim 10^{-7}$ с. Указанный эффект обусловлен частичным заполнением промежутка плазмой, образующейся при микровзрыве на катоде под действием первого импульса. Эффект влияния плазмы, созданной первым импульсом, еще более усиливается, если за время воздействия первого импульса на аноде успевает образоваться анодная плазма за счет его разогрева пучком ускоренных электронов ВЭЭ, что имеет место при сравнительно больших напряжениях на диоде и малых расстояниях между катодом и анодом. Именно этим объясняется наличие минимума в зависимости i_2/i_1 от τ_d на рис. 3.

Как мы уже упоминали выше, при использовании ВЭЭ существует принципиальная причина неоднородности электронного пучка, обусловленная тем, что импульсное напряжение, ускоряющее электроны, в то же

Таблица 2. Свойства спектральных линий свечения на катоде: J — относительная интенсивность наиболее ярких спектральных линий, α — вероятность появления каждой линии в серии из 10 разрядов

Элемент	$t_p = 8$ нс						$t_p = 2$ нс					
	$U = 0,8$ кВ		$U = 0,7$ кВ		$U = 0,62$ кВ		$U = 1,63$ кВ		$U = 1,5$ кВ		$U = 1,4$ кВ	
	J	α	J	α	J	α	J	α	J	α	J	α
Ba I	31,7	0,75	14	0,75	9,8	0,56	52,6	0,57	3,7	0,5	8,4	0,5
Ba II	22,4	0,75	9,2	0,375	2	0,33	15,4	0,75	4,34	0,5	2,24	0,17
O II	4	1	1,88	0,63	—	—	10,6	0,57	6	0,57	0	0
Ti I	19,6	0,8	1,97	0,5	—	—	18,4	0,63	4,56	0,5	1,7	0,4
W I	9,6	0,8	5,5	0,8	—	—	7,3	0,25	3,5	0,3	—	—

самое время вызывает и микровзрывы на катоде за счет тока АЭЭ. Поэтому одна из принципиальных возможностей получения однородного распределения электронов в пучке состоит в разделении функций ускорения электронов и создания микровзрывов на катоде. Для этого необходимо использовать металло-диэлектрические катоды, в которых используются явления, происходящие в контакте металл–диэлектрик–вакуум, который мы назвали выше тройной точкой (ТТ). В таком контакте при определенных условиях также возникает ВЭЭ в результате разогрева микровыступа током плазмы незавершенного скользящего разряда. Однако особый интерес представляют металло-диэлектрические катоды с использованием сегнетоэлектрика. В этом случае процессы, происходящие в тройных точках из-за большой величины ϵ радикально изменяются.

3.2. Образование плазмы в тройных точках на поверхности сегнетоэлектрика

Для изучения роли ТТ в эмиссии электронов в катодах с сегнетоэлектриком в серии работ [5, 27, 31–35] исследовались разрядные явления на поверхности диэлектрика и эмиссия электронов из единичного контакта катод–сегнетоэлектрик. Назовем его точечным катодом (ТК). Обычно в вакуумной камере устанавливался диэлектрический диск 1 из BaTiO_3 (рис. 4). На одну из сторон этого диска наносился слой металла 2, который называем металлической подложкой, а к другой прижималась металлическая игла 3. Отбор электронов из плазмы ТК, образующейся в зоне ТТ, производился экстрактором 4, который является анодом по отношению к игле 3. В первых экспериментах [31] между электродами 2 и 3 прикладывались импульсы напряжения с амплитудой 0,6–4 кВ и длительностью фронта ~ 1 нс. Длительность импульсов составляла $t_p = 2, 4, 8, 20, 50$ нс. В процессе незавершенного поверхностного разряда на поверхности сегнетоэлектрика регистрировались разрядный ток i_f и прикладываемое напряжение U_f , а также ток электронов из контакта игла–диэлектрик. Игла 3 по отношению к подложке 2 являлась анодом или катодом в зависимости от полярности импульса на подложке 2. Регистрировались свечение плазмы разряда и спектр его излучения. Использовались скоростные осциллографы, усилители света, покадровая съемка с помощью электронно-оптического преобразователя, фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) и спектрографы. При исследовании эмиссии электронов из контакта металл–диэлектрик на электрод 4 подавался импульс напряжения положительной полярности.

Кратко остановимся на результатах экспериментов [31] по наносекундному импульсному поверхностному разряду, а потом на эмиссии электронов из ТТ. Исполь-

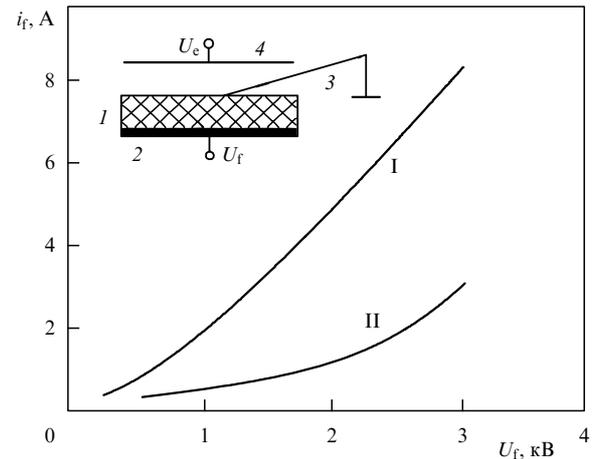


Рис. 4. Зависимость тока разряда i_f по поверхности сегнетоэлектрика BaTiO_3 ($\delta = 2$ мм) от амплитуды импульса напряжения U_f между иглой 3 и подложкой 2. На схеме в верхней части рисунка 1 — диэлектрик, 4 — анод диода. Кривая I получена, когда электрод 3 является катодом по отношению к подложке 2, а кривая II получена, когда электрод 3 являлся анодом.

зовались диэлектрическая пластина из титаната бария толщиной 1, 2 и 3 мм и вольфрамовая игла. Разряд возникает, когда амплитуда импульса напряжения превышает некоторую пороговую величину. В этот момент в спектре свечения плазмы регистрируются линии нейтрального и однократно ионизованного бария Ba I и Ba II. При дальнейшем повышении напряжения появляются линии других элементов (Ti I, O I, O II), входящих в состав керамики, а также линии вольфрама (W I), из которого был сделан катод. Это означает, что плазма возникает сначала вследствие разрушения диэлектрика и ионизации его паров, а затем взрыва микровыступов (табл. 2).

Ток поверхностного разряда обусловлен зарядкой динамической емкости C между движущейся со скоростью v_d плазмой и слоем серебра 2. Скорость движения плазмы по сегнетоэлектрику $v_d(U_f)$ в зависимости от напряжения на нем U_f определялась тремя способами. Во-первых, по осциллограмме тока смещения i_f при разряде, так как для $U_f = \text{const}$ $i_f = U_f dC/dt$. Если скорость v_d неизменна, то при условии $v_d t < \delta$, где δ — толщина диэлектрика, емкость $C = 4\epsilon_0\epsilon v_d t$, а ток смещения

$$i_f = 4\epsilon_0\epsilon v_d U_f, \quad (13)$$

следовательно, $v_d \sim i_f/U_f$, где i_f — измеряемый ток смещения, U_f — напряжение, прикладываемое между

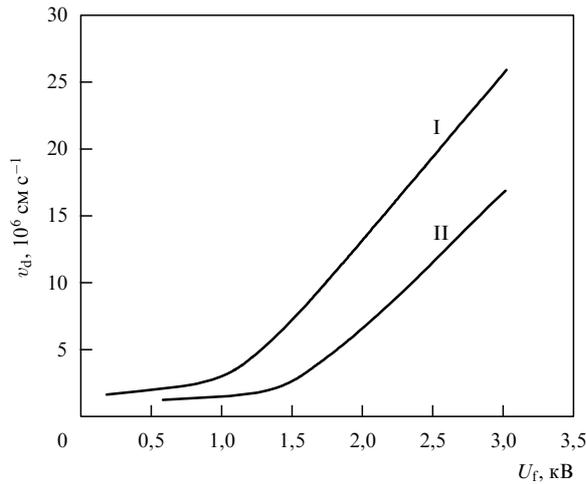


Рис. 5. Зависимость скорости разряда v_d по поверхности сегнетоэлектрика BaTiO_3 ($\delta = 2$ мм) от напряжения U_f между иглой и подложкой: игла 3 является катодом (кривая I) и анодом (кривая II) относительно подложки 2.

подложкой 2 и острием 3. Формула (13) справедлива только при $\tau_d = 10^{-8} - 10^{-7}$ с, поскольку при обычных значениях $\delta = 1 - 3$ мм лишь для таких τ_d соблюдается условие $v_d t < \delta$. Движение плазмы обусловлено тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности диэлектрика.

Во-вторых, скорость разряда определялась путем фотографирования картины свечения электронно-оптическим преобразователем с усилителем света [31, 34]. Зависимость $v_d(U_f)$ для положительного и отрицательного относительно подложки остриев приведена на рис. 5. Если толщина диэлектрика $\delta > v_d t_p$, где t_p — длительность импульса, то зависимость $v_d(U_f)$ на начальном участке удовлетворительно описывается эмпирической формулой [31]

$$v_d = A_0 U_f. \quad (14)$$

При отрицательной полярности (см. рис. 5) острия 3 относительно подложки 2 величина $A_0 = 2,1 \times 10^3$ см $(\text{В с})^{-1}$, а при положительной $A_0 = 4,9 \times 10^2$ см $(\text{В с})^{-1}$. Линейная зависимость v_d от U_f имеет место только при $U_f < 1,5$ кВ, затем скорость v_d возрастает с увеличением U_f быстрее, чем линейно.

В-третьих, скорость v_d определялась по перемещению двух электродов-остриев, которые соприкасались с поверхностью диэлектрика. Для этого на расстоянии в несколько миллиметров от острия 3 на поверхности диэлектрика дополнительно устанавливалось еще одно острие, которое соединялось с подложкой и заземлялось. Скорость v_d , определенная таким способом, оказалась наибольшей [34]. Одной из причин этого является усиление тангенциального электрического поля из-за наличия второго острия на поверхности диэлектрика.

Из формул (13) и (14) следует, что при малых U_f разрядный ток i_f можно приближенно оценить по формуле

$$i_f = 4\varepsilon_0 \varepsilon A_0 U_f^2. \quad (15)$$

Следовательно, ток на поверхности сегнетоэлектрика возрастает пропорционально увеличению диэлектриче-

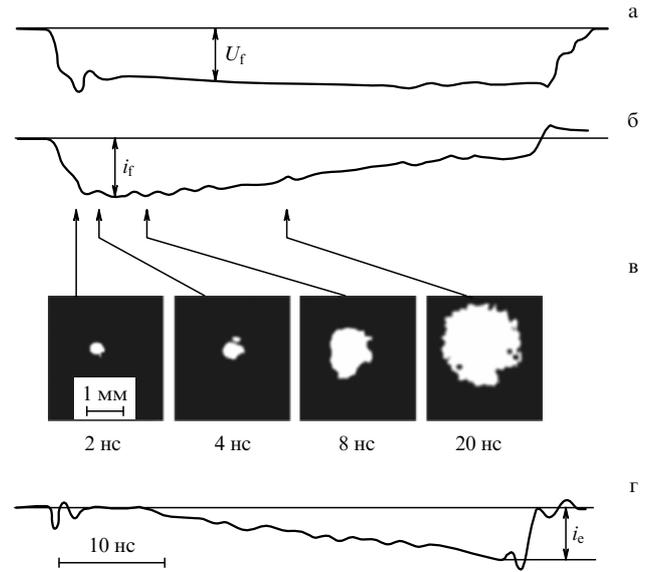


Рис. 6. Осциллограмма напряжения разряда U_f между иглой и подложкой (а), осциллограмма тока смещения при развитии разряда (б), эопограмма свечения вокруг контакта электрода 3 и сегнетоэлектрика 1 в различные моменты времени (в), зависимость электронного тока в диоде от времени (г). Импульсы напряжения U_e и U_f поступают одновременно.

ской проницаемости ε . Экспериментальные зависимости $i_f(U_f)$ для подложки из BaTiO_3 ($d = 2$ мм) для различных полярностей острия относительно подложки приведены на рис. 4. Согласно формуле (15) ток разряда должен оставаться неизменным в течение длительности импульса t_p , подаваемого на подложку, если напряжение U_f является постоянным. Как показано в [31], это имеет место только в течение первых ~ 20 нс, а затем к моменту $t = 50$ нс ток i_f уменьшается почти в два раза (рис. 6).

Скорость движения плазмы внутри промежутка от катода к аноду оценивалась по времени ее движения между этими электродами. Для вольфрамовых, медных и стальных остриев скорость движения плазмы составляла $1,7 - 2 \times 10^6$ см с^{-1} и практически не зависела от полярности острия относительно подложки. Следовательно, эта скорость близка к скорости разлета плазмы при взрывной эмиссии электронов [1, 2, 26]. Указанный факт является одним из свидетельств того, что в рассмотренных нами условиях эмиссия электронов из ТТ металл-диэлектрик-вакуум является взрывной эмиссией, обусловленной разогревом остриев током смещения при движении плазмы вдоль поверхности керамики. Это имеет место как при положительной, так и при отрицательной относительно подложки полярности иглы.

Энергетические характеристики плазменных процессов на поверхности диэлектрика при точечном катоде исследовались в работе [33]. Измерялись общая энергия W , необходимая для разряда, и мощность P . Схема эксперимента была несколько изменена по сравнению с приведенной на рис. 4. Была добавлена дополнительная игла, прижатая к диэлектрической пластине, которая соединялась с подложкой и заземлялась. К исследуемой же игле по кабелю подавался импульс напряжения. Использовались иглы из стали, расположенные на расстоянии 5 мм друг от друга. Мощность P определялась как разность мощностей падающей и отраженной волн,

осциллограммы которых снимались с согласованной нагрузки генератора, т.е.

$$P = P_1 - P_2 = \frac{1}{Z}(U_1^2 - U_2^2), \quad (16)$$

где Z — волновое сопротивление генератора и передающего кабеля, U_1 и U_2 — напряжение соответственно падающей и отраженной волн. В работе [33] измерялись энергия, выделяющаяся в искре поверхностного разряда, в зависимости от амплитуды напряжения 2–5 кВ, а также мощность разряда в зависимости от времени в течение 5–30 нс. Было показано, что мощность P в основном выделяется только в начальной части импульса. Поэтому такие разряды нужно поджигать короткими импульсами. Увеличение длительности импульса поджигает до значений более чем 20 нс нецелесообразно. Энергия разряда составляла 0,5–2,5 мДж.

При незавершенном разряде по поверхности диэлектрика в вакууме имеют место четыре источника плазмы. Во-первых, это плазма поверхностного разряда. Во-вторых, — плазма, образующаяся от разогрева, испарения и ионизации материала диэлектрика. В-третьих, острие 2 (см. рис. 2) при отрицательном напряжении на нем взрывается за счет тока АЭЭ. Наконец, в-четвертых, плазма появляется вследствие взрыва острия 1 (см. рис. 2), обусловленного током смещения за счет движения плазмы по поверхности диэлектрика.

Рассмотрим кратко, как образуется та или иная плазма. Плазма поверхностного разряда обусловлена наличием тангенциальной составляющей поля в месте контакта острия 1 (см. рис. 2) с поверхностью диэлектрика. При отрицательной относительно подложки полярности иглы картина разряда выглядит [35–40] так. С подачей напряжения на подложку электроны попадают на диэлектрик. Поскольку коэффициент вторичной эмиссии диэлектриков больше единицы, то место бомбардировки будет заряжаться положительно. При этом усиливается компонента поля, притягивающая электроны к поверхности изолятора. Плазма поверхностного разряда состоит из атомов и ионов материала диэлектрика и газа, который при разряде десорбируется с его поверхности. При положительной относительно подложки 2 полярности острия 3 (см. рис. 4) поверхностный разряд инициируется положительными ионами, которые эмитируют с острия под действием электрического поля и попадают на поверхность диэлектрика.

Рассмотрим второй способ образования плазмы. Для этого оценим плотность тока, необходимую для испарения диэлектрика вследствие тока АЭЭ с острия 2 (см. рис. 2). Предположим, что разрушение поверхности диэлектрика наступает при достижении на ней некоторой критической температуры T_{cr} . Тогда время нагрева определится из соотношения

$$t_h = \frac{\pi \lambda \rho c}{4w^2} (T_{cr} - T_0)^2, \quad (17)$$

где λ , c , ρ и w — соответственно коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость, плотность титаната бария и плотность потока энергии, падающего на диэлектрик, T_0 — начальная температура. Из эксперимента [31] следует, что $t_h \sim 10^{-9}$ с при напряжении $U \approx 1$ кВ. Если принять, что $(T_{cr} - T_0)c = W_s$ — теплота сублимации, а $w = jU$, где j — плотность тока электро-

нов, то

$$j = \left(\frac{\pi \lambda \rho W_s^2}{4t_h U^2 c} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Подставляя в (18) удельные характеристики ВаTiO₃ [36], получим $j \approx 10^4$ А см⁻². Можно считать, что плотность тока АЭЭ должна быть примерно такой же, так как высота микроззора Δ обычно очень мала ($< 10^{-4}$ см). Это означает, что на поверхности острия 2 (см. рис. 2) напряженность электрического поля составит $\sim 3 \times 10^7$ В см⁻¹ [28]. Такое поле соответствует зазору между диэлектриком и металлом в контакте с высотой $\Delta \approx 3 \times 10^{-5}$ см. Эта плотность тока на 4–5 порядков меньше, чем та, которая приводит к быстрому возникновению тока ВЭЭ.

Третий способ образования плазмы обусловлен взрывом острия 2 в результате наличия тока АЭЭ в микроззоре шириной Δ . Поэтому в [31] линии материала диэлектрика в спектре появляются раньше, чем линии вольфрама. Физика этого процесса подробно рассмотрена в работах [26, 41]. В разделе 3.3 мы рассмотрим четвертый способ образования плазмы, а именно образование плазмы за счет ВЭЭ, возникающей вследствие взрыва острия 1 (см. рис. 2), обусловленного током смещения. Этот способ тесно связан с закономерностью возрастания тока электронов в диоде с ТК.

3.3. Электронный ток в диоде с точечным катодом

Рассмотрим подробнее роль тока смещения в появлении ВЭЭ и образовании катодной плазмы. В месте контакта керамики с электродом имеются ТТ первого и второго типа. Независимо от полярности микровыступа в ТТ на поверхности диэлектрика начинается разряд, аналогичный показанному на рис. 6, а через микровыступ будет замыкаться ток смещения, который определяется формулой (15). Ток смещения будет протекать по контакту металл–диэлектрик через площадку $S_0 = \pi r_0^2$ (см. рис. 2). Поэтому плотность тока через этот контакт выразится в виде $j = 4e_0 \varepsilon A U_f^2 / (\pi r_0^2)$, где r_0 — радиус микровыступа в ТТ. Предполагаем, что микровыступ имеет цилиндрическую форму. Взрыв металлического контакта, согласно формуле (10), произойдет через время $t_d = \bar{h} / j^2$, где \bar{h} — удельное действие, которое в первом приближении можно считать характеристикой металла [27]. Время задержки взрыва t_d определится соотношением

$$t_d = \frac{\bar{h} \pi^2 r_0^4}{16 e_0^2 \varepsilon^2 A_0^2 U_f^4}. \quad (19)$$

Таким образом, время задержки взрыва микровыступов обратно пропорционально квадрату диэлектрической проницаемости и четвертой степени напряжения между иглой и подложкой U_f . Найдем значение r_0 , при радиусе острия меньше которого происходит взрыв острия в тройной точке. Из соотношения (19) следует, что

$$r_0 < \left(\frac{16 e_0^2 \varepsilon^2 A_0^2 t_d U_f^4}{\pi^2 \bar{h}} \right)^{1/4}. \quad (20)$$

Для большинства металлов $\bar{h} \approx 10^9$ А² см⁻⁴ [27]. Если $t_d = 10^{-9}$ с, $\varepsilon \approx 10^3$, $U_0 = 10^3$ В, $A_0 = 2 \times 10^3$ см⁻¹ В⁻¹, то из (20) получим $r < 10^{-5}$ см. Это означает, что во всех тройных точках с радиусом контакта, меньшим 10^{-5} см,

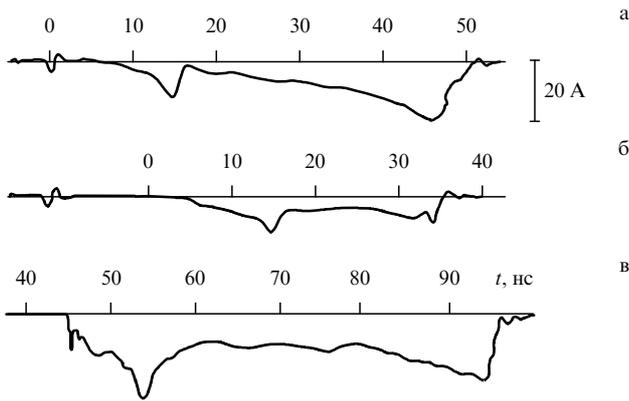


Рис. 7. Осциллограммы электронного тока в диоде для точечного катода на поверхности ВаТiО₃ ($\delta = 3$ мм) при напряжении на диоде $U_e = 20$ кВ, $U_f = 1,2$ кВ: (а) импульс пускового напряжения U_f приходит одновременно с ускоряющим U_e ; (б) U_e опережает U_f ; (в) U_f приходит на 45 нс раньше, чем U_e .

происойдут микровзрывы металла в течение 10^{-9} с. При этом из области микровзрыва металла будут испускаться электроны за счет взрывной электронной эмиссии.

Как мы показали в разделе 3.1, для вакуумного диода с катодом-острием и плоским анодом ток ВЭЭ определяется формулой (11). Для острия, помещенного на диэлектрическую подложку, формула для тока электронов с поверхности диэлектрика примет вид

$$i_e = AU_e^{3/2} \frac{v_d t}{d - vt}, \quad (21)$$

где $A = 33 \times 10^6 \text{ A В}^{-3/2}$, v_d — скорость движения плазмы по диэлектрику, v — скорость движения плазмы от катода к аноду, U_e — напряжение, ускоряющее электроны. Предполагается, что величина скорости v порядка 10^6 см с^{-1} обусловлена микровзрывом в тройной точке типа 1. Отношение величин тока электронов в диоде при наличии диэлектрика и в его отсутствие согласно формулам (11) и (21) определяется из соотношения

$$\frac{i_d}{i_e} \approx \frac{v_d}{v}, \quad (22)$$

если расстояние катод-анод $d \gg vt$. Так как $v \sim 10^6 \text{ см с}^{-1}$, а при $U_f > 2$ кВ $v_d \sim 10^7 \text{ см с}^{-1}$, то $i_d/i_e \gg 1$. Зависимость $i_e(t)$ при $d \gg vt$ согласно (21) имеет линейный характер. В основном это подтверждается осциллограммой электронного тока, полученной в [31], однако на начальном участке осциллограммы имеется выброс тока.

Исследование этого выброса на примере керамики из титаната бария ВаТiО₃ толщиной $\delta = 3$ мм проведено в [32]. На рисунке 7 показаны осциллограммы электронного тока для случаев, когда разрядный импульс и импульс вытяжки приходят одновременно (рис. 7а), разрядный импульс запаздывает (рис. 7б) и разрядный импульс U_f опережает U_e на 45 нс (рис. 7в). Во всем диапазоне напряжений наблюдались характерные выбросы тока с последующими срывами. Можно предположить, что появление выбросов тока связано с возрастанием потенциала плазмы вследствие того, что тепловой ток электронов в плазме становится меньше тока, отбираемого на цилиндр Фарадея. Тогда с увеличением плотности электронного тока выброс тока эмиссии должен наступать раньше, а увеличение концентрации

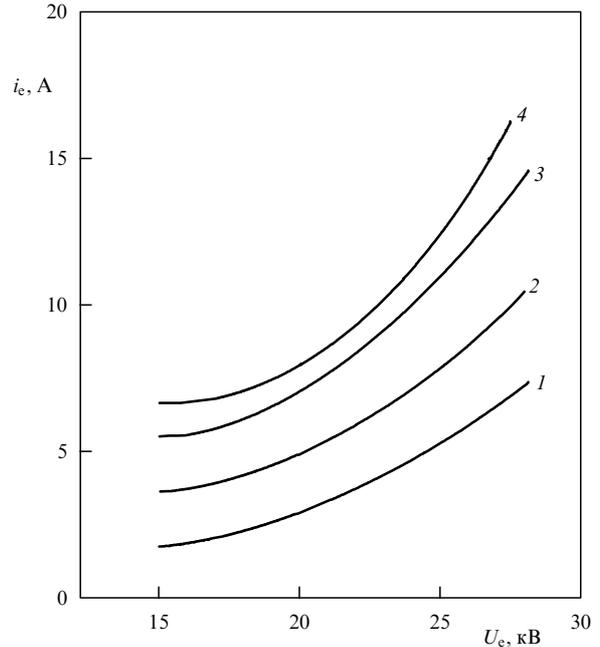


Рис. 8. Зависимости амплитуды электронного тока от напряжения на аноде — экстракторе 4 при различных импульсах напряжения при положительной полярности иглы относительно подложки: 1 — 1,8 кВ; 2 — 2,3 кВ; 3 — 2,75 кВ; 4 — 3,1 кВ.

плазмы должно приводить к задержке его появления. Эксперименты [32] качественно подтверждают эти выводы. Зависимость электронного тока от напряжения между катодом и анодом при положительной относительно подложки полярности острия приведена на рис. 8. В [31] показано, что время начала эмиссии электронов с точностью до 1 нс совпадает с моментом появления свечения на поверхности сегнетоэлектрика.

Результаты исследований поведения точечных катодов в сильных электрических полях, приведенные выше, в широком диапазоне напряжений и временах $10^{-9} - 10^{-7}$ с [31–35] позволяют сделать вывод о том, что диодам с такими катодами присущи все основные особенности ВЭЭ:

— в период воздействия импульса ток в диоде нарастает по кривой, описываемой "законом 3/2" с учетом разлета плазмы катодного факела как в вакуумном зазоре, так и по поверхности диэлектрика, если пусковой импульс приходит не раньше импульса, ускоряющего электроны;

— в токе эмиссии электронов, как и при ВЭЭ, присутствуют неустойчивости в виде кратковременных всплесков, амплитуда которых заметно превышает уровень ограничения объемным зарядом;

— при импульсе U_f , опережающем импульс U_e (наличии предимпульса), ток электронов в диоде резко увеличивается, как и в случае ВЭЭ [26], о котором мы говорили в разделе 3.1 (см. рис. 3).

4. Планарные сегнетоэлектрические плазменные катоды

4.1. К истории вопроса

Как мы уже упоминали, электронная эмиссия из незавершенного разряда по поверхности керамики в вакууме

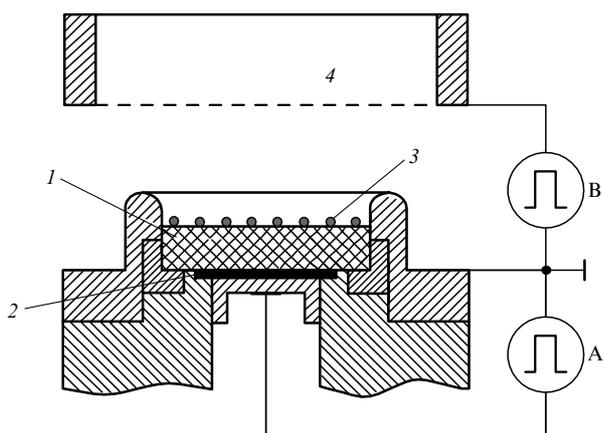


Рис. 9. Схема диода с планарным СЭП-катодом: А — электрическая цепь поджига разряда на сегнетоэлектрике, В — электрическая цепь ускорения электронов. 1 — диэлектрик, 2 — подложка, 3 — сетка, 4 — анод.

была обнаружена в [2]. В 1967 г. авторы [4] предложили использовать этот эффект для создания эффективного катода с извлечением электронов с большой поверхности сегнетоэлектрика из титаната бария. Для создания большого числа ТТ к одной стороне круглой пластины сегнетоэлектрика прижимался кольцеобразный электрод, а на другую вжиганием серебра наносился сплошной электрод.

Однако в источнике с кольцеобразным электродом распределение плазмы вдоль поверхности диэлектрической пластины оказалось неоднородным, что приводило к неоднородности электронного пучка, о чем будет сказано в разделе 4.2. Это привело авторов [5] к мысли о размещении в пространстве внутри кольцевого электрода металлической сетки, которая соединялась бы с этим электродом. Первое описание работы источника электронов с таким катодом при использовании сегнетоэлектрика из BaTiO_3 дано в [5]. При ускоряющем напряжении 50 кВ, толщине цилиндра из сегнетоэлектрика 3 мм, амплитуде 3 кВ импульса, подаваемого на подложку, был получен импульсный электронный ток 2 кА длительностью 200 нс. Упрощенная схема устройства включения источника электронов, используемого в [5], приведена на рис. 9. Это устройство содержит две импульсные электрические цепи А и В. Первая необходима для получения плазмы на поверхности диэлектрической пластины из сегнетоэлектрика, а вторая — для вытяжки электронов из плазмы и их ускорения.

Конструкция катода, представленная на рис. 9, стала канонической для разработки катодов с применением сегнетоэлектриков. Различия состояли только в используемом типе сегнетоэлектрика, а также в конфигурации и способе нанесения сетки на передний электрод. В качестве сегнетоэлектриков использовали керамики BaTiO_3 , PLZT, PZT и т.д., диэлектрическая проницаемость которых равна $(1-4) \times 10^3$. Сплошной электрод, который обычно называют подложкой, пусковым или задним, наносился на заднюю часть керамического образца с формой диска. Узорный электрод, который называют передним, или сеткой (собственно сетка различных форм, полоски или кольцо), накладывался поверх эмитирующей поверхности. В первой работе [5] использовались тонкие медные проволочки диаметром 30 мкм, натяну-

тые на поверхности титаната бария. В работах [9, 42, 43] применялся узорный электрод, состоящий из соединенных металлических полосок шириной 200 мкм, разделенных непокрытыми промежутками с равной шириной. Эта конфигурация стала "стандартом" в последующих исследованиях. Некоторые авторы использовали металлическую сетку, механически впрессованную в переднюю (эмитирующую) поверхность образца [20, 44–46]. В работе [45] изучались керамические образцы с сетчатым электродом в форме квадратных ячеек из вольфрамовых проволочек диаметром 0,025 мм с расстоянием 0,75 мм между их центрами. В работах [22, 46–48] использовались сетки стандартной конфигурации. В ряде экспериментов сетка приклеивалась к поверхности диэлектрика серебряной краской [15, 49]. Был предложен также передний электрод [50], состоящий из несоединенных пятнышек внутри кольца. Использовались также электроды (Cu, W, Au, Ag, Pt, Al), нанесенные на поверхность диэлектрика испарением [42, 43], плотным прижатием проволочек [51], ионно-лучевым напылением [52], фотохимическим травлением [53], а также печатью [47]. Проблема электродов подробно изучалась в [54], где использовались алюминиевые электроды толщиной от 1 до 2 мкм, напыленные на предварительно нанесенный слой хрома.

Следует, однако, отметить, что каким бы образом не изготовлялась сетка, на ее металлических краях всегда имеются микроскопические выступы, которые, вне зависимости от того касаются они или не касаются диэлектрика, создают тройные точки. Чем больше таких выступов, тем полнее будет заполнено плазмой пространство поверхности диэлектрика между эмитирующими узорами. Фактически эффект ТТ будет существовать и тогда, когда нет прямого контакта микровыступа с диэлектриком, а существует микрозазор. В этом случае происходит электрический пробой зазора между выступом и диэлектриком, который затем сопровождается поверхностным разрядом, о котором мы говорили в разделе 3.

4.2. Физические процессы на поверхности катода

Вначале рассмотрим, что происходит на поверхности катода, когда нет ускоряющего напряжения, а между передним и задним электродами приложено пусковое напряжение. При этом появляется оптическое излучение, поток нейтральных атомов и молекул, а также поток плазмы. Рассмотрим каждый из них отдельно.

Первые исследования видимого излучения с поверхности катода из титаната бария были проведены в [55]. В качестве сетки использовались металлическое кольцо или тонкие медные проволочки. Толщина диэлектрика диаметром 4 см составляла 3 мм. Типичная картина разряда для сетки-кольца приведена на рис. 10а. Видны отдельные каналы незавершенного разряда, которые движутся от кольца к центру диэлектрика. Длительность импульса с амплитудой 5 кВ, прикладываемого между кольцом 4 и подложкой 2, составляла ~ 100 нс. Когда внутри кольца натянуты медные проволочки (диаметр 30 мкм), то картина разряда существенно изменяется (рис. 10б). Происходит большое число незавершенных разрядов, которые начинаются в месте контакта проволочек с диэлектрической пластиной. Позднее [6, 49] аналогичная структура поверхностного разряда для сетки, состоящей из металлических полос, наблюда-

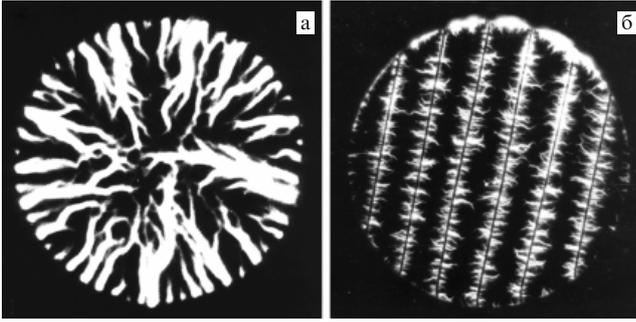


Рис. 10. Свечение на поверхности сегнетоэлектрика при кольцевой (а) и многопроволочной (б) сетках. Интегральные фотографии при воздействии на подложку импульса длительностью $t_p = 100$ нс при $U_t = 5$ кВ, $d = 3$ мм.

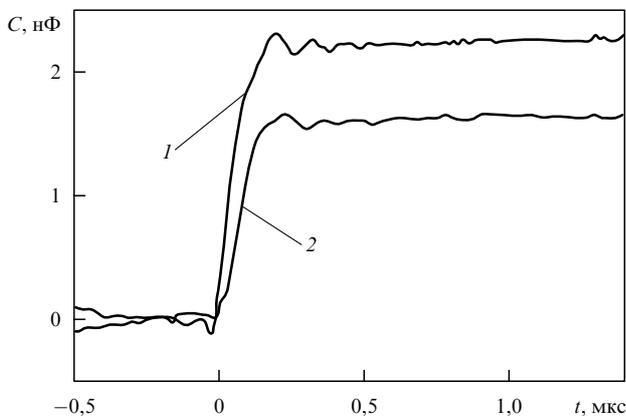


Рис. 11. Зависимость емкости между подложкой 2 и сеткой 3 плазменным покрытием на поверхности сегнетоэлектрика 5. Кривая 1 получена при положительном напряжении на сетке, кривая 2 — при отрицательном.

лась на образцах PZT (полярных и неполярных) и BaTiO_3 . Видимое излучение появлялось лишь при превышении электрическим полем, приложенным к диэлектрику, некоторого уровня. Индивидуальные поверхностные разряды обычно начинаются в первые несколько наносекунд после приложения импульсного напряжения между передним и задним электродами. Затем эти разряды распространяются навстречу друг другу. Спустя 30–40 нс плазма покрывает область между полосками, оставляя непокрытой лишь узкую (< 1 мм) область посередине. Это типичная особенность незавершенного разряда, при котором разрядный ток замыкается на ток смещения через диэлектрик. Поэтому потенциал плазмы равен потенциалу заземленного переднего электрода. Поскольку передний фронт поверхностного разряда состоит из потока электронов, то он останавливается на некотором расстоянии вследствие их кулоновского отталкивания. Кроме того, потенциал двух потоков плазмы одинаков, поэтому резко уменьшается тангенциальное электрическое поле.

Движение плазмы по поверхности диэлектрика приводит к изменению емкости сегнетоэлектрического образца. На рисунке 11 показано изменение от времени емкости $C(t)$ образца BaTiO_3 в течение периода формирования плазмы на его поверхности при отрицательном

и положительном пусковых импульсах на сетке и амплитуде импульса 5 кВ [49]. Зависимость $C(t)$ выходит на практически постоянное значение за время ~ 200 нс, которое соответствует времени достижения максимальной интенсивности видимого излучения. Принимая во внимание, что величина емкости образца без образования плазмы $\sim 1,5$ нФ, можно оценить степень покрытия поверхности плазмой при положительном и отрицательном импульсах на сетке. В первом случае степень покрытия значительно выше, чем во втором.

По рисунку 11 можно приближенно оценить среднюю скорость движения плазмы между полосками переднего электрода. Будем считать, что диэлектрик имеет форму квадрата с длиной стороны $K \approx 4$ см, равной диаметру использованного в [49] круга. Кроме того, примем, что плазма полностью перекрывает пространство между полосками. В этом случае зависимость $C(t)$ запишется так:

$$C(t) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon K (a + 2v_d t) n}{\delta}, \quad (23)$$

где v_d — скорость движения плазмы по диэлектрику, n — число металлических полос на сегнетоэлектрике, a — ширина полосы, δ — толщина диэлектрика. Тогда

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon K v_d n}{\delta} \approx \frac{C_\infty}{T} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 K^2}{T \delta}, \quad (24)$$

где C_∞ — наибольшая величина емкости,

$$C_\infty = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon K^2}{\delta}, \quad (25)$$

T — время достижения C_∞ . Из соотношений (24) и (25) следует, что скорость движения плазмы по поверхности диэлектрика

$$v_d = \frac{K}{2nT}. \quad (26)$$

Так как в [49] $n \approx 15$, $T \approx 2 \times 10^{-7}$ с, $K \approx 4$ см, то из рис. 11 и формулы (26) вытекает, что $v_d < 10^6$ см с^{-1} как при положительной, так и при отрицательной сетке. Следовательно, скорость v_d существенно меньше, чем скорость движения плазмы по диэлектрику при точечных электродах (см. рис. 5), что объясняется замедлением движения плазмы из-за двух встречных потоков, о которых мы говорили выше.

Исследования спектров излучения с помощью спектрометра "Jobin-Yvon 750 M" производилось для керамики, которая состояла из твердого раствора следующих компонентов: $\text{Pb}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{Nb}_2\text{O}_6$, $\text{Sr}_{0,5}\text{Ba}_{0,5}\text{Nb}_2\text{O}_6$, $\text{Sr}_2\text{Ba}_4\text{Ti}_2\text{Nb}_8\text{O}_{30}$ и $\text{BaPb}_{0,33}\text{Nb}_{0,67}\text{O}_3$. По мнению авторов [49] такой сегнетоэлектрик имеет значительно больший срок службы, чем PZT и PLZT. Диаметр активной части диэлектрика составлял 70 мм, а его толщина равнялась 8 мм. Передним электродом являлась медная сетка, а задним — серебряная пленка. Спектр излучения показал присутствие возбужденных ионов и нейтральных атомов Cu, Pb, Sr, Ba, Ti и O, которые появлялись в первые 50 нс после приложения пускового импульса с амплитудой 8–16 кВ. Чем больше была амплитуда пускового импульса, тем больше становилось число незавершенных разрядов и тем ярче они были. Таким образом, в [49] для планарного катода были получены те же качественные результаты, что и для точечного в [31]. В том и другом

случаях присутствуют спектральные линии металла катода, а также возбужденных ионов и нейтральных частиц элементов, входящих в состав сегнетоэлектрика.

Разряд по поверхности диэлектрика в вакууме обычно сопровождается интенсивным потоком нейтральных частиц в основном из-за десорбции поверхностных атомов и молекул [37]. Измерение параметров потока нейтральных частиц при разряде на поверхности BaTiO_3 и PZT производилось зондами Пеннинга [49]. Увеличение амплитуды задающего импульса от 4 до 6 кВ приводило к почти трехкратному возрастанию сигнала Пеннинга, что указывает на более интенсивное образование нейтральных частиц при повышении напряжения задающего импульса. Принципиальной разницы в формировании нейтральных частиц в образцах BaTiO_3 и PZT обнаружено не было. Для BaTiO_3 давление газа в месте расположения зондов возрастало от 1×10^{-5} торр до 2×10^{-5} торр в течение 20 мкс от момента подачи задающего импульса. Оценка скорости потока нейтральных частиц дает величину $\sim 10^5$ см с^{-1} . Плотность нейтральных частиц в пределах слоя толщиной 0,1 мм от переднего электрода составляет $n_n \sim 10^{15}$ см $^{-3}$, что соответствует нескольким монослоям газа. Таким образом, подача пускового импульса на подложку приводит к ухудшению вакуума системы.

Исследование параметров потока плазмы, движущегося от сетки к аноду диода, проводилось с помощью зондов, которые располагались на различных расстояниях от сетки, а также посредством набора коллимирующих цилиндров Фарадея (CFC). Например, в [49] два цилиндра Фарадея с коллимирующими отверстиями размером 0,5 мм имели потенциалы смещения с различными полярностями, что позволяло одновременно измерять электронную и ионную компоненты плазмы. Влияние электромагнитного шума на работу CFC проверялось наложением постоянного магнитного поля перед коллимирующими отверстиями. Электронная температура плазмы оценивалась по вольт-амперным характеристикам, снятым с помощью одного плавающего зонда. Если на задний электрод подавался положительный пусковой импульс, то наблюдался короткий (50–100 нс) импульс электронов перед ионным сигналом. Плотность тока электронов не превышала $1,5$ А см $^{-2}$. Энергия этих электронов не превосходила 400 эВ.

Энергия электронов измерялась методом замедляющего потенциала. При отрицательном пусковом напряжении на подложке в [56] был обнаружен широкий спектр энергий электронов — от нуля до нескольких килоэлектронвольт. Энергия электронов оказалась существенно более высокой при положительном импульсе на сетке, чем при отрицательном [57]. При отрицательных импульсах в [9] были зарегистрированы электроны с энергией до 60 эВ. В работе [52] измерялась энергия электронов с использованием оже-спектрометра при возбуждении сегнетоэлектрического катода толщиной 110 мкм положительными импульсами на сетке. Узкое распределение энергии концентрировалось около значения 265 эВ и оставалось таким же при пусковых импульсах в диапазоне 300–400 В. Подробное исследование спектра энергии электронов в зависимости от пускового режима проведено в работе [58]. Спектр энергии электронов при подаче пусковых импульсов на задний электрод намного шире (его ширина на полувысоте ~ 1100 эВ), чем спектр, наблюдаемый при подаче пусковых импульсов

на передний электрод, т.е. сетку, который имеет ширину около 100 эВ. Кроме того, при подаче импульсов на передний электрод максимум спектрального распределения смещается в сторону высоких энергий примерно на 400 эВ. Таким образом, энергия электронов в плазме, образующейся на диэлектрике при подаче пускового импульса, сильно зависит от условий эксперимента. Обзор работ в этом направлении дан в [6].

Продолжительность ионного импульса, который появлялся после электронного, превышала 2 мкс как для BaTiO_3 , так и для PLZ. Ионный импульс имел хорошо выраженный максимум, после которого тянулся длинный хвост. Времяпролетные измерения показали, что ионный импульс состоит из двух компонент: быстрой со скоростью $\sim 10^7$ см с^{-1} и медленной со скоростью $\sim 10^6$ см с^{-1} . Плотность ионного тока составляет $\sim 0,5$ А см $^{-2}$, что соответствует плотности протонов $\sim 2 \times 10^{11}$ см $^{-3}$. Ионный поток с электронами на переднем фронте обусловлен плазмой поверхностного разряда. По мнению авторов [49], плазма, образующаяся при незавершенном поверхностном разряде, ускоряется от поверхности вследствие наличия градиента магнитного давления, обусловленного током разряда. Кроме того, положительный пусковой импульс на заднем электроде может привести к дополнительному ускорению ионов от поверхности образца. Ускорение ионов прекратится, когда отрицательный заряд электронов плазмы, удерживаемых на передней поверхности положительным задающим напряжением, сравняется с положительным зарядом заднего электрода. Из результатов [56] видна большая разница между ионными сигналами, полученными при положительном и отрицательном пусковых импульсах. При отрицательном пусковом импульсе плотность ионного потока $\sim 0,02$ А см $^{-2}$, а при положительном $\sim 0,2$ А см $^{-2}$. Такая разница, вероятно, связана с захватом ионов на поверхности образца отрицательным пусковым импульсом. В работе [49] в быстром потоке плазмы обнаружены ионы со скоростью, превышающей 10^8 см с^{-1} при плотности плазмы 10^9 – 10^{10} см $^{-3}$. Убедительного объяснения этому эффекту пока не дано.

Рассмотрим медленный поток плазмы, который движется со скоростью $\sim 10^6$ см с^{-1} и имеет плотность $\sim 5 \times 10^{12}$ см $^{-3}$. Мы считаем, что он обусловлен двумя причинами. Во-первых, плазма с указанной скоростью образуется при взрыве микронеоднородностей в ТТ металл–диэлектрик–вакуум вследствие тока смещения, обусловленного движением плазмы по поверхности диэлектрика. Именно такие скорости были измерены в [31, 33, 34] при экспериментах с точечными катодами (см. также раздел 3.2). Это имеет место как при положительном, так и при отрицательном напряжении на сетке. Во-вторых, плазма с такой скоростью образуется при взрыве поверхности диэлектрика при его бомбардировке пучком электронов АЭЭ с микровыступов сетки, если к сетке приложено отрицательное относительно подложки напряжение.

Режим работы диода с предзаполнением плазмой не пригоден для ряда применений сегнетоэлектрических плазменных катодов. Действительно, из-за высокой проводимости плазмы в начале воздействия импульса, ускоряющего электроны, работа диода может проходить в режиме, аналогичном режиму короткого замыкания. Работа такого диода может перейти в режим плазмен-

ного эрозионного размыкателя тока [1], при котором импеданс диода возрастает с последующим увеличением напряжения на диоде и уменьшением диодного тока. Такой режим приводит к уширению энергетического спектра ускоряемых электронов. Одним из возможных способов избежать предзаполнения промежутка диода между анодом и катодом является использование дополнительной управляющей сетки между передней поверхностью катода и анодом диода. Прикладывая к этой сетке необходимый потенциал смещения, можно значительно уменьшить плотность потока быстрой плазмы. Например, поток плазмы со скоростью $\sim 10^8$ см s^{-1} подавлялся при отрицательном потенциале на управляющей сетке 1,9 кВ [49]. Плазменные потоки со скоростью $\sim 10^7$ см s^{-1} подавлялись при напряжении $U_f \approx 0,7$ кВ. Было обнаружено, что подавление потока плазмы, имеющего скорость $\sim 10^8$ см s^{-1} , зависит от пускового напряжения U_f : чем больше U_f , тем больший потенциал смещения нужен для подавления потока плазмы.

4.3. Функционирование электронного диода с сегнетоэлектрическим плазменным катодом

В этом разделе мы покажем, каким образом способ формирования плазмы и способ подачи пускового импульса на задний электрод катода влияют на свойства электронного пучка, формирующегося в диоде. Напомним, что еще в первых экспериментах с сегнетоэлектрическими плазменными катодами было установлено два важных свойства таких диодов [5]. Во-первых, амплитуда тока электронов в диоде существенно превышает амплитуду тока Чайльда–Ленгмюра для обычного планарного диода (рис. 12). Во-вторых, было также показано, что амплитуда тока электронного пучка зависит от времени задержки τ_d между запускающим и ускоряющим импульсами. Например, при $\tau_d \approx 400$ нс амплитуда тока электронного пучка в 5–6 раз больше, чем при $\tau_d = 0$. В работе [5] резкое увеличение электронного тока при большом времени τ_d объясняется разлетом плазмы, образовавшейся в течение паузы между импульсами. С одной стороны, это приводит к увеличению эмитирующей поверхности, а с другой — к ионной компенсации отрицательного объемного заряда элект-

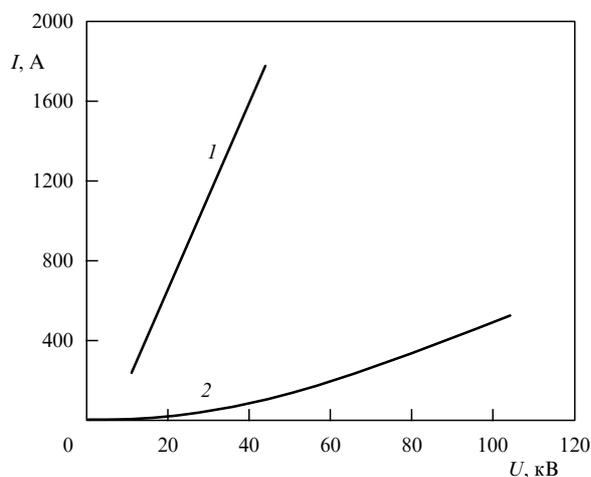


Рис. 12. Сравнение вольт-амперных характеристик диода с СЭП-катодом (1) и диода с термоэлектронным катодом (2).

ронов. Наибольшая плотность тока электронов на аноде диода при ускоряющем напряжении 50 кВ составляла $1,5 \times 10^2$ А $см^{-2}$ при диаметре катода ($BaTiO_3$) 4 см [5].

Обратим внимание на то, что приложение ускоряющего напряжения между катодом и анодом приводит к изменениям процессов в контакте катод–плазма. Например, значительно увеличивается плотность ионного тока, поступающего на катод. Взаимодействие этого тока с микровыступами на металлической части катода и с местами диэлектрических загрязнений будет приводить к образованию центров взрывной эмиссии электронов, как это происходит в вакуумном разряде [27].

С другой стороны, с СЭП-катодом можно реализовать два режима работы диода, а именно с предзаполнением плазмой зазора анод–катод или без предзаполнения. Первый случай [59] характеризуется быстрым формированием двойного слоя в окрестности катода, на который приходится основное падение потенциала анод–катод. Время, необходимое для этого, $t \approx \omega_e^{-1}$, где ω_e — электронная плазменная частота. Начальную ширину такого двойного слоя можно оценить из формулы

$$A_p = 750 \left(\frac{T_e}{n_e} \right)^{1/2}, \quad (27)$$

где T_e [эВ] и n_e [$см^{-3}$] — электронная температура плазмы и ее плотность. Оценка (27) показывает, что при $n_e \approx 10^{11}$ $см^{-3}$ и $T_e \approx 4$ эВ ширина двойного слоя не превышает 5×10^{-3} см. При такой малой ширине двойного слоя возникает большое электрическое поле $E \sim 10^7 - 10^8$ В $см^{-1}$, которое вызывает взрывную эмиссию электронов вследствие большого тока АЭЭ с микровыступов на катоде.

Работа диода и характеристики генерируемого электронного пучка сильно зависят от параметров пускового и ускоряющего импульсов. Для экспериментов в [59] использовались два типа генераторов: один с амплитудой до 40 кВ, а другой с амплитудой 250 кВ. Пусковой импульс подавался на задний электрод сегнетоэлектрика. Использовались два деполяризованных сегнетоэлектрика, $BaTiO_3$ и PZT, с положительными или отрицательными пусковыми импульсами. Вначале производилось наблюдение видимого свечения на катоде и аноде. Отрицательный пусковой импульс с амплитудой 3 кВ длительностью 10 мкс подавался на задний электрод образца. Длительность кадра скоростной съемки составляла 200 нс при $\tau_d = 200$ нс. При ускоряющем напряжении 35 кВ наблюдался пучок электронов с $t_e = 500$ нс, $j_e = 10$ А $см^{-2}$, $I_e = 80$ А. При достижении пусковым импульсом некоторого предела ток электронов начинался практически одновременно с подачей ускоряющего импульса. Такой же эффект наблюдался в случае точечного катода (см. рис. 6). До подачи ускоряющего импульса не наблюдалось никакого излучения в промежутке. При подаче ускоряющего импульса свет возникал на поверхности анода, а позднее появлялось слабое свечение на катодной сетке. Спустя 200 нс излучающие области анода и катода имели ширину в несколько миллиметров со смазанной границей. Интенсивность света в этих областях спадала почти одновременно с окончанием тока пучка электронов. Слабая интенсивность и быстрый спад излучения свидетельствуют об отсутствии взрывоэмиссионной плазмы. По-видимому,

наблюдаемое излучение связано с плазмой, формирующейся при взаимодействии электронного пучка с нейтральными частицами на поверхности катода. Следовательно, источник электронов работал в режиме плазменного катода [60, 61], при котором эмиссия электронов с металлической поверхности происходит за счет ионной бомбардировки.

Картина излучения видимого света изменилась, когда импульсы ускоряющего напряжения подавались со временем задержки $\tau_d = 1,5$ мкс. В этом режиме эмиссия электронов начиналась одновременно с подачей ускоряющего импульса и возрастанием тока электронов в диоде. Наблюдался яркий слой плазмы вблизи катода, который затем расширялся со скоростью $(1-2) \times 10^6$ см s^{-1} и достигал анодной плазмы. В этот момент наблюдался скачок диодного тока, сопровождающийся резким падением ускоряющего напряжения. Это связано с работой диода в режиме предзаполнения плазмой с образованием и расширением плазмы ВЭЭ. Таким образом, в зависимости от величины τ_d можно получить различные режимы работы диода как с образованием, так и без образования ВЭЭ. Генерация электронного пучка наблюдалась при любой полярности пускового импульса. Однако при положительном напряжении на сетке амплитуда тока электронного пучка при тех же значениях d , U_f , τ_d и прочих равных условиях была в 2–3 раза больше, чем при отрицательном напряжении, но в обоих случаях ток был больше тока Чайльда–Ленгмюра. Например, при $U_e = 40$ кВ, $\tau_d = 1,5$ мкс, $d = 2$ см электронный ток в диоде составлял 300 А, в то время как ток, ограниченный пространственным зарядом, не должен превышать 10 А. Такая ситуация может реализоваться в двух случаях: либо когда происходит предзаполнение диода плазмой, либо когда имеют место ненулевые начальные скорости электронов с катода. Очевидно, как показано в разделе 4.2, основную роль играет предзаполнение диода плазмой.

Наблюдалась зависимость амплитуды тока электронного пучка от напряжения задающего импульса U_f . Увеличение амплитуды напряжения U_e в 1,75 раза приводит к возрастанию амплитуды тока почти в 6 раз. Такая сильная зависимость связана с возрастанием плотности плазмы, образовавшейся на поверхности сегнетоэлектрического образца $BaTiO_3$ за счет включения большого количества ТТ.

Кратко рассмотрим работу диодов с ускоряющим напряжением $U_a \gg 100$ кВ. Первый ускоритель электронов с СЭП-катодом, имеющий энергию электронов 500 кэВ, ток 10 кА, длительность импульса 25 нс и плотность тока до 10^3 А cm^{-2} , был разработан в [62]. Использовался катод из титаната бария, на поверхность которого натягивалась медная сетка. На обратную сторону диэлектрика вжигалось серебро. Указанные выше параметры ускорителя были получены путем оптимального подбора параметров τ_d , U_f и диаметра катода. В работе [56] исследовался ускоритель электронов с питанием от генератора Маркса с напряжением до 270 кВ. Показано, что электронный ток диода изменяется с изменением τ_d , U_f , U_e . Причем качественно это происходит так же, как и при сравнительно низком напряжении U_e , хотя имеются и некоторые нюансы. В экспериментах использовались образцы деполяризованных $BaTiO_3$ и PZT. Применялся отрицательный импульс U_f (2,5 кВ для PZT и 6 кВ для $BaTiO_3$).

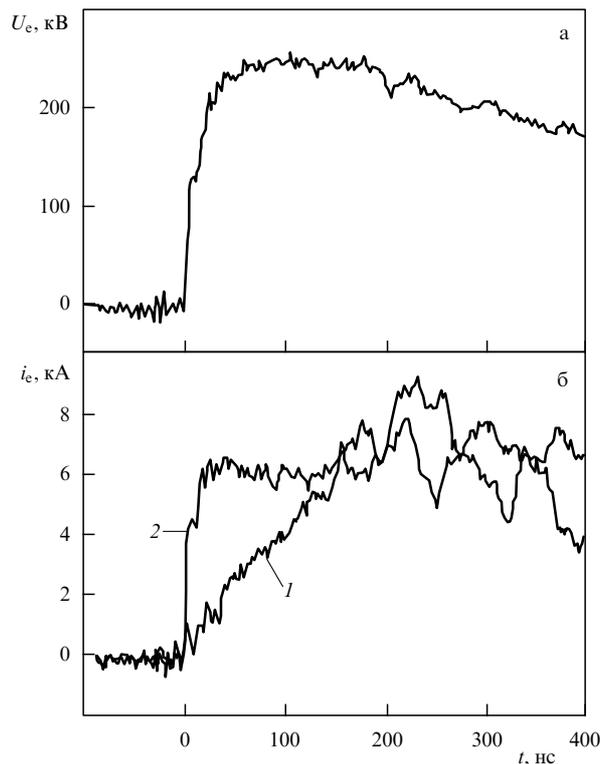


Рис. 13. Типичная форма импульса напряжения на диоде U_e (а) и тока диода i_e (б) без источника плазмы в диоде (1) и с источником (2). На подложку подавался отрицательный пусковой импульс $U_f = 6$ кВ длительностью $t_p = 500$ нс.

Типичная форма ускоряющего напряжения и диодного тока при подаче или без подачи пускового импульса показана на рис. 13. При $\tau_d \approx 1,1$ мкс плазма со скоростью $(1-2) \times 10^6$ см s^{-1} не успевает достигнуть анода ($d = 45$ мм). Однако плазма может заполнить почти половину промежутка анод–катод. Качественно такие же результаты наблюдались для промежутков с $d \geq 3$ см. При $d \leq 2,5$ см наблюдается быстрое ($\leq 1,5$ мкс) закорачивание зазора. По-видимому, закорачивание происходит благодаря появлению ВЭЭ и распространению взрывоэмиссионной плазмы.

Следует отметить три особенности наблюдаемой формы импульсов тока. Во-первых, отсутствие задержки в появлении электронной эмиссии по отношению к началу ускоряющего импульса напряжения в случае активного плазменного катода. Отсутствие временной задержки, несмотря на большой зазор анод–катод и относительно слабое электрическое поле ($E = 60$ кВ cm^{-1}), указывает на то, что источником электронов является предварительно образованная плазма. Во-вторых, длительность электронной эмиссии является одной и той же в обоих случаях, а именно при наличии и в отсутствие источника активной плазмы. Взрывная плазма может возникнуть благодаря предварительной поляризации плазмы, вызванной эмиссией электронов в направлении анода. В таком случае сильное электрическое поле может перераспределиться в двойном слое вблизи выходной катодной сетки [63, 64]. Это электрическое поле может быть причиной образования взрывной плазмы. В-третьих, амплитуда диодного тока остается почти постоянной в течение более чем 800 нс.

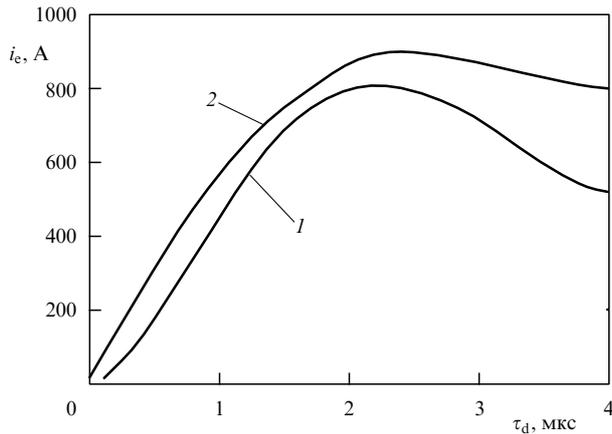


Рис. 14. Зависимость диодного тока от временной задержки τ_d . Зазор анод–катод длиной $d = 55$ мм (кривая 1) и $d = 45$ мм (кривая 2). Напряжение генератора Маркса $U_a = 270$ кВ. Положительный задающий импульс 6 кВ длительностью 500 нс подан на задний электрод.

Доказательство предзаполнения диода плазмой представлено на рис. 14, где показана зависимость диодного тока от временной задержки между задающим импульсом и подачей ВВ-импульса. Видно, что амплитуды измеренного электронного тока намного больше величины, предсказываемой законом пространственного заряда в предположении наличия вакуумного зазора анод–катод. Для наблюдаемой плотности электронного тока $j_e \approx 230$ А см⁻² требуется наличие плазмы с плотностью $n_e \approx 10^{13}$ см⁻³. Таким образом, исследования СЭП-катодов [17, 56] при ускоряющем напряжении до 500 кВ показали возможность генерации электронных пучков длительностью от нескольких десятков до нескольких сотен наносекунд с плотностью тока до 10^3 А см⁻².

4.4. Сегнетоэлектрические эффекты

В разделах 4.1–4.3 мы показали, что в рассматриваемых катодах принципиальную роль играет поверхностная плазма, являющаяся источником тока эмиссии электронов и ионов. Эта плазма образуется в местах тройных соединений металл–диэлектрик–вакуум в результате поверхностного разряда, взрывов микровыступов на металлической сетке или при бомбардировке поверхности катода ионами. Роль сегнетоэлектрика как частного случая диэлектрика связана с его большой диэлектрической проницаемостью ϵ : в вакуумном микрозазоре металл–диэлектрик (в месте тройного соединения металл–диэлектрик–вакуум) электрическое поле увеличивается в ϵ раз, что вытекает из оценочной формулы (7) $E_c = \epsilon U / \delta$, если $\delta / \epsilon L \gg 1$. Например, в случае ВаTiO₃ ($\epsilon \sim 1500$) при подаче на образец толщиной $\delta \sim 1$ мм напряжения $U \sim 1$ кВ поле в вакуумном зазоре точки тройного соединения составит величину $E \sim 1,5 \times 10^8$ В см⁻¹, что вполне достаточно для полевой эмиссии электронов из металла в вакуумный зазор. Эмитирующиеся из металла электроны являются затравочными электронами для генерации плазмы на поверхности диэлектрика (в данном случае — на поверхности сегнетоэлектрика ВаTiO₃).

Однако кроме изложенной в разделах 3.2, 3.3 и 4.1–4.3 интерпретации (основанной на формуле (7)) существ-

уют и другие интерпретации, которые приписывают эмиссию электронов особым свойствам сегнетоэлектриков. Среди этих интерпретаций следует отметить две, в одной из которых игнорируется существование плазмы вообще, а в другой полагается, что плазма может создаваться за счет сегнетоэлектрических эффектов.

Варианты интерпретации, игнорирующей существование поверхностной плазмы и ее участие в процессе электронной эмиссии из сегнетоэлектрических катодов¹, предлагались для объяснения результатов экспериментов, в которых не проводилось исследование наличия (или отсутствия) поверхностной плазмы. Именно в этих экспериментальных работах [7, 15, 17, 42, 43, 45, 56, 65–70] не проверяли наличие (или отсутствие) тока эмиссии ионов, происходящей одновременно с эмиссией электронов. Такая проверка является решающим экспериментом, доказывающим (или опровергающим) участие поверхностной плазмы в процессе электронной эмиссии из сегнетоэлектриков.

Между тем в конце 1990-х гг. на примерах сегнетоэлектрической керамики PLZT 12/65/36 [15], сегнетоэлектрика TGS [20] и сегнетоэлектрической керамики PLZT 7/65/35 [71] были выполнены эксперименты, показавшие, что во всех без исключения сегнетоэлектрических режимах эмиссия электронов из сегнетоэлектриков происходит из образующейся на их поверхности плазмы. Прямым экспериментальным доказательством возникновения поверхностной плазмы и ее решающей роли в процессе электронной эмиссии явилась проверка [15, 20, 71] одновременного наличия токов как эмитированных электронов, так и эмитированных ионов. На этом основании все умозрительные варианты интерпретации сильной электронной эмиссии из сегнетоэлектрических катодов, игнорирующие существование поверхностной плазмы, должны быть отвергнуты без их детального рассмотрения.

Экспериментальные результаты по исследованию сегнетоэлектрических катодов, описанные в разделах 4.1–4.3, говорят о решающей роли плазмы, которая образуется на поверхности катода. Фундаментальная роль в процессе возникновения плазмы на эмитирующей поверхности сегнетоэлектрического катода принадлежит ТТ металл–диэлектрик–вакуум. Это доказано как в старых [2–5, 31–34, 36, 62, 72, 73], так и в новых [27, 35, 41, 55, 74, 75] работах группы Месяца в России, а также в работах группы Красика в Израиле (см., например, [6, 15, 20, 49, 58, 59, 76]). Однако в опубликованных недавно работах [20, 71] утверждается, что бывают ситуации, в которых возникновение плазмы на фронтальной (эмитирующей) поверхности сегнетоэлектрического катода

¹ Эти варианты интерпретации связывают высокую плотность тока электронной эмиссии либо с быстрой наносекундной инверсией сегнетоэлектрических доменов, либо с быстрым изменением поляризационного состояния сегнетоэлектрика, либо с быстрым фазовым переходом, индуцированным приложенным полем [6]. Предполагается, что благодаря быстрому изменению спонтанной поляризации сильное внутреннее поле нескомпенсированных связанных зарядов в поверхностном слое приводит к возникновению обширной спонтанной эмиссии из сегнетоэлектрического материала в вакуум [7]. Согласно [56] электроны высвобождаются с локальных донорных уровней, создающихся при легировании керамик PLZT лантаном. Предполагается, что концентрация донорных центров особенно велика у поверхности предварительно поляризованного образца, откуда электроны высвобождаются при переполяризации сегнетоэлектрических доменов.

невозможно объяснить механизмом разряда в тройных точках. Остановимся кратко на аргументациях [20, 71]. Мы увидим, что в [20] действительно указана ситуация, когда возникновение поверхностной плазмы не может быть объяснено разрядом в тройных точках, но аргументация в работе [71] неубедительна.

В работе [20] для демонстрации роли переполаризации в образовании поверхностной плазмы и последующей эмиссии электронов были выбраны "модельные" ("классические") кристаллы TGS, принадлежащие к числу наиболее исследованных сегнетоэлектриков [77, 78]. Сегнетоэлектрический кристалл TGS (спонтанная поляризация $P_s = 2,8$ мкК см⁻², $\varepsilon \sim 50$) легко переполаризуется в электрических полях в несколько сотен вольт на 1 см, что облегчает изучение основных физических принципов явления. Кроме того, благодаря низкому значению температуры Кюри $T_C = 49^\circ\text{C}$ этот кристалл посредством нагрева может быть легко переведен в параэлектрическую фазу.

Подставляя в формулу (7) значения $\varepsilon = 50$ и $U/\delta = 500$ В см⁻¹, получаем, что в микроскопическом вакуумном зазоре тройного соединения диэлектрик–металл–вакуум напряженность электрического поля не превосходит значения $E = 2,5 \times 10^4$ В см⁻¹, что недостаточно для полевой эмиссии затравочных электронов ни из металла, ни из сегнетоэлектрика. Иными словами, сделанная оценка показывает, что если сегнетоэлектрический катод выполнен из кристалла TGS и на него подается пусковой импульс с низкой напряженностью (порядка коэрцитивного поля для TGS $E \sim 500$ В см⁻¹), то в таких условиях точки тройного соединения не могут играть решающей роли в процессе возникновения поверхностной плазмы.

Вывод, вытекающий из проведенной оценки, находит строгое экспериментальное подтверждение [20]. Основные экспериментальные результаты этой работы могут быть подытожены следующим образом.

а. В сегнетофазе (при $T < T_C = 49^\circ\text{C}$) при подаче на сегнетоэлектрический катод биполярных переполаризующих импульсов с напряженностью $E \sim 500$ В см⁻¹ на фронтальной (покрытой сеткой) поверхности катода образуется плазма, из которой эмитируются в вакуум токи электронов и ионов с плотностью тока в несколько ампер на 1 см². Но если посредством нагрева до температуры $T > T_C$ перевести кристалл TGS в парафазу, то плазма на фронтальной поверхности не образуется и эмиссия как электронов, так и ионов отсутствует. Этим экспериментально доказывается, что в описанных условиях тройные соединения металл–диэлектрик–вакуум не играют роли в образовании поверхностной плазмы, поскольку значение диэлектрической постоянной как в сегнетофазе ($T < T_C$), так и в парафазе ($T > T_C$) одно и то же ($\varepsilon \sim 50$).

б. Как в сегнетофазе ($T < T_C$), так и в парафазе ($T > T_C$) при подаче на сегнетоэлектрический катод однополярных пусковых импульсов с напряженностью от $E \sim 500$ В см⁻¹ и вплоть до $E \sim 1,25 \times 10^4$ В см⁻¹ (когда переполаризации не происходит) на фронтальной поверхности катода плазма не образуется и токи эмиссии как электронов, так и ионов отсутствуют. Этот факт является дополнительным подтверждением того, что в указанных условиях точки тройного соединения не играют роли в процессе создания поверхностной плазмы.

в. Результаты, представленные в пунктах а и б, показывают, что в описанных условиях поверхностная плазма (если она создается) инициируется не процессами в ТТ металл–диэлектрик–вакуум, а процессами переполаризации доменных структур. Как конкретно эти процессы переполаризации приводят к образованию поверхностной плазмы — это другой вопрос. Возможно, что безупречное описание механизмов инициации поверхностной плазмы на основе процессов переполаризации доменных структур — дело будущего. К настоящему моменту предложена гипотетическая возможность существования такого механизма, заключающаяся в том, что происходит слабая сегнетоэлектрическая эмиссия затравочных электронов в сильных полях нескомпенсированных связанных зарядов (плотности тока порядка 10^{-7} А см⁻¹) с последующим лавинным размножением этих затравочных электронов в тангенциальных полях между неравновесными 180° -ными доменами [20, 71].

Обратимся теперь к аргументации, представленной в работе [71]. Для сравнительного изучения эмиссии электронов из поверхностной плазмы как в режиме с переполаризацией (последовательность биполярных пусковых импульсов), так и в режиме без переполаризации (последовательность однополярных пусковых импульсов) в [71] была выбрана керамика PLZT 7/65/35. С одной стороны, этот композит имеет высокую диэлектрическую постоянную, сравнимую с диэлектрической постоянной керамического композита PLZT 12/65/35, в котором эмиссия электронов наблюдалась в параэлектрической фазе [15, 69] (т.е. поверхностная плазма заведомо создавалась разрядом в тройных точках). С другой стороны, композит PLZT 7/65/35 является материалом с большим значением спонтанной поляризации, в несколько десятков микрокулонов на 1 см². Поэтому на одном и том же образце сегнетоэлектрической керамики PLZT 7/65/35 можно проводить сравнительное изучение сильной электронной эмиссии как в режиме с переполаризацией, так и в режиме без переполаризации. Результаты, полученные в [71], подытоживаются следующим образом.

α. Керамика PLZT 7/65/35 исследовалась только в сегнетоэлектрической фазе.

β. При подаче биполярных импульсов (режим с переполаризацией) пусковое напряжение, вызывающее образование поверхностной плазмы и последующую эмиссию электронов и ионов, было в 2–3 раза ниже пускового напряжения, которое требовалось для этих же целей в случае подачи однополярных импульсов (режим без переполаризации).

γ. В режиме без переполаризации эмиссия электронов может быть возбуждена как короткими импульсами напряжения ($\tau_p < 300$ нс), так и более длительными. Тогда как в режиме с переполаризацией эмиссия электронов прекращается при подаче коротких импульсов напряжения ($\tau_p < 300$ нс).

На основании приведенных выше результатов авторы работы [71], прежде всего, соглашаются с тем, что в режиме без переполаризации (однополярные пусковые импульсы) поверхностная плазма инициируется разрядами в тройных точках. Однако авторы [71] полагают, что в режиме с переполаризацией (биполярные пусковые импульсы) действует другой механизм инициации поверхностной плазмы, основанный на перевороте спонтанной поляризации.

Такая интерпретация не кажется нам убедительной. Все экспериментальные результаты, представленные в пунктах α – γ , не противоречат предположению, что затравочная электронная эмиссия, необходимая для инициации поверхностной плазмы, обеспечивается либо полевой эмиссией в сильном электрическом поле микроскопических зазоров в тройных точках, либо механизмом взрывной эмиссии в тройных точках, либо механизмом эмиссии электронов из металла за счет бомбардировки металлической поверхности положительными ионами [60, 61]. Уменьшение (всего в 2–3 раза) амплитуды пусковых импульсов в режиме с переполаризацией можно связать с тем, что в этом режиме возникает дополнительное (по отношению к режиму без переполаризации) тангенциальное электрическое поле, создаваемое возникающими при переполаризации неравновесными связанными зарядами 180° -ных доменов, которые увеличивают тангенциальное ускоряющее поле и тем самым облегчают формирование плазмы. Исчезновение эмиссии электронов при подаче коротких биполярных пусковых импульсов может объясняться тем, что 180° -ные домены не успевают образоваться и дополнительного тангенциального ускоряющего поля, необходимого для формирования поверхностной плазмы, не возникает.

Таким образом, высказанное в [71] утверждение о том, что в случае керамики PLZT 7/65/35 в режиме с переполаризацией затравочные электроны, инициирующие образование плазмы, возникают не вследствие процессов в тройных точках, а за счет слабой "сегнетоэлектрической" эмиссии, не является убедительным и должно быть отвергнуто.

Итак, рассмотрение всей совокупности опубликованных экспериментальных данных приводит к выводу о том, что, во-первых, эмиссия электронов из сегнетоэлектрических катодов происходит из поверхностной плазмы и, во-вторых, затравочные электроны, необходимые для образования этой плазмы, как правило, возникают за счет механизмов в тройных точках (местах соединений металл–диэлектрик–вакуум). Единственным исключением из последнего правила является случай эмиссии электронов из сегнетоэлектрика TGS [20], имеющего низкое значение диэлектрической проницаемости. В работе [76] наблюдалась эмиссия из сегнетоэлектрика, индуцированная лазерным излучением. Подробное описание этого эффекта дано в обзоре [6].

5. Приборы на основе сегнетоэлектрических плазменных катодов

5.1. Особенности работы диодов

Как мы говорили в разделах 4.1–4.3, в диодах с СЭП-катадами можно получать плотности электронного тока j , значительно превосходящие плотность тока с термокатадами. Это является большим преимуществом СЭП-катадов. Уже в первой работе, где были предложены такие катоды [5] с использованием титаната бария, были получены плотности электронного тока $j_e = 150 \text{ А см}^{-2}$. Эта плотность тока на порядок превосходила плотность тока Чайльда–Ленгмюра. Позднее, когда вновь появился интерес к таким катодам, была получена плотность электронного тока порядка 10^2 А см^{-2} в работе [79], а также в [9, 14, 16, 44–

46, 50, 59]. В работе [53] производилось сравнение термокатодов и сегнетоэлектрических катодов при одной и той же структуре пушки. Эксперимент проводился при постоянном напряжении между катодом и анодом диода, а на подложку подавался пусковой импульс. В тех же самых экспериментальных условиях СЭП-катод, как и в [5], давал на порядок больший ток, чем термокатод при общем токе 36 А. Яркость пучка при токе 15 А и напряжении 10 кВ составляла $\sim 10^{11} \text{ А м}^{-2} \text{ ср}^{-1}$. Однако необходимо отметить, что измерения яркости в разных работах дают разные величины. Например, в [45] яркость составляла $10^9 \text{ А м}^{-2} \text{ ср}^{-1}$ при токе 42 А и напряжении 21 кВ.

Следует отметить возможность получения больших электронных токов с помощью СЭП-катадов. Например, еще в работе [5] было сказано, что "с ростом вытягивающего напряжения величина электронного тока линейно растет, достигая при 45 кВ зарядного напряжения 1,8 кА". Линейная зависимость тока от напряжения, впервые установленная в [5], в последующем наблюдалась во всех работах по СЭП-катадам. Однако длительность этого тока в [5] не превышала 100 нс. Позднее килоамперный ток был получен в микросекундном диапазоне [16, 57, 80]. Режим пуска СЭП-катадов влияет на вольт-амперную характеристику диодов, так как пусковое напряжение может подаваться либо на подложку, либо на сетку. Кроме того, полярность пускового импульса может быть как положительной, так и отрицательной. В работе [16] изучался ток эмиссии СЭП-катадов, а в [57] изучалась энергия испускаемых электронов в зависимости от режима пуска. Исследования [58] показали важную роль режима пуска в уширении энергетического спектра электронов и его влияние на первеанс электронного пучка.

Первеанс P , определяемый соотношением $P = i_e/U_e^{3/2}$, где i_e — ток пушки, а U_e — напряжение, является одним из основных параметров электронной пушки. Первеанс, достигнутый на пушке с отрицательным пусковым напряжением, поданным на передний электрод [58], составил $67 \text{ мкА В}^{-3/2}$, в то время как с тем же самым пусковым импульсом, поданным на задний электрод, первеанс оказался равным только $11 \text{ мкА В}^{-3/2}$. Тем не менее обе эти величины более чем на порядок превосходят типичное значение первеанса термоэлектронных катодов. Первеанс величиной около $280 \text{ мкА В}^{-3/2}$ был достигнут в электронной пушке с плазменным катодом на основе экстракции электронов из разрядов полого катода [81]. Можно сделать вывод о том, что высокий первеанс, типичный для плазменных катодов, также достижим в СЭП-катадах, основанных на экстракции электронов из плазмы поверхностного разряда. Первеанс 10 – $15 \text{ мкА В}^{-3/2}$ при отрицательном пусковом импульсе на заднем электроде был получен также в работах [45, 53].

Время между подачей пускового импульса на сегнетоэлектрический образец и включением ускоряющего напряжения катод–коллектор является, как показано в разделе 4.3, важным фактором, влияющим на параметры СЭП-катада. Задержка подачи напряжения на зазор, изучавшаяся несколькими исследователями [45, 57, 80], имеет оптимальное значение, при котором генерируется максимальная плотность тока сегнетоэлектрического катода. Экспериментальная величина оптимальной задержки оказалась заключенной в диапазоне $0,4$ – $5,0 \text{ мкс}$.

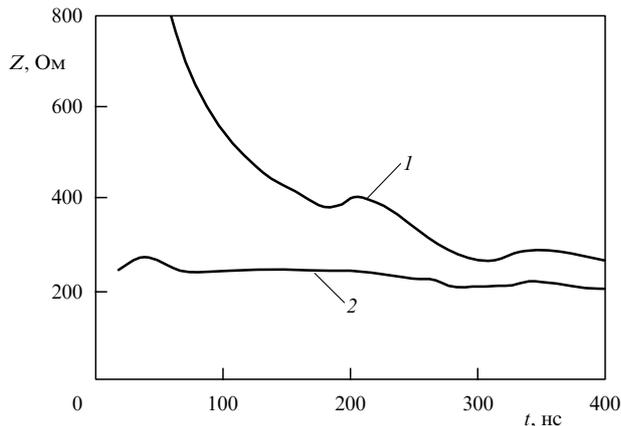


Рис. 15. Временная зависимость импеданса диода (1) в отсутствие и (2) при наличии задающего импульса. Напряжение генератора Маркса $U_a = 270$ кВ. Образец BaTiO_3 помещен на расстоянии 3 мм от выходной катодной сетки. Положительный задающий импульс 6 кВ длительностью 500 нс подан на задний электрод. Временная задержка $\tau_d = 1,1$ мкс.

Вне этого диапазона задержек ток падает или исчезает вообще.

В экспериментах [49, 59] исследовался импеданс диода с СЭП-катодом. Было показано, что импеданс диода сильно зависит от задержки подачи задающего импульса относительно начала ускоряющего импульса. Без предзаполнения плазмой анодного зазора импеданс диода падает во время действия ускоряющего импульса из-за расширения взрывоэмиссионной плазмы. При отсутствии взрывоэмиссионной плазмы и неограниченном источнике электронов импеданс диода Z_d должен быть пропорционален $U_a^{-1/2}$. Однако в экспериментах наблюдался возрастающий или квазипостоянный импеданс, что можно связать только с предварительным заполнением плазмой промежутка анод – катод (рис. 15). Было обнаружено, что в режиме предзаполнения плазмой возможна генерация электронного пучка с плотностью тока в несколько сотен ампер на 1 см^2 (с подачи ускоряющего импульса в несколько десятков киловольт). При правильном подборе τ_d , U_f , U_e , U_a и d наблюдается электронный пучок длительностью несколько сотен наносекунд. Кроме того, в зависимости от величин τ_d , U_f , U_e и d наблюдался режим работы диода с образованием или без образования взрывоэмиссионной плазмы. Наблюдалась также работа диода с квазистационарной границей плазмы, что обеспечивает почти постоянный импеданс диода.

В завершение этого раздела сделаем ряд заключительных замечаний. Во-первых, в разных работах получены различные результаты, связанные с параметрами диода. Это объясняется различными условиями экспериментов. Однако принципиальные выводы о роли параметров τ_d , U_f , U_e и d ни в одной из работ не оспариваются. Во-вторых, одним из серьезных недостатков СЭП-катодов является испускание быстрых потоков ионов и нейтральных частиц, которые ухудшают вакуум, а также широкий разброс энергий электронов, которые испускаются такими катодами. Это мешает активному использованию СЭП-катодов в ряде приложений. В-третьих, ресурс СЭП-катодов пока невелик [6, 20, 47, 82]: не превосходит 10^6 импульсов при длительности каждого

из импульсов в несколько сотен наносекунд. Работа катода прекращается из-за разрушения металла сетки, а также механического разрушения керамики. Эти эффекты разрушения объясняются физикой работы СЭП-катода. Вынос массы сетки происходит в результате взрыва микронеровностей на поверхности металла или его распыления в процессе бомбардировки положительными ионами. При этом происходит также ионное распыление поверхности керамики и ее испарение за счет энергии, передаваемой ионами. Кроме того, керамика разрушается при нагреве микроучастков электронами автоэлектронной эмиссии.

Тем не менее СЭП-катоды обладают рядом очень важных преимуществ перед термокатадами. СЭП-катоды имеют на порядок больший электронный ток, являются простыми в эксплуатации, работают при плохом вакууме ($\sim 10^{-5}$ торр), не требуют постоянного подогрева, кроме того, они весьма дешевы, что делает их привлекательными для многих применений.

5.2. Применение сегнетоэлектрических плазменных катодов

Ускоритель электронов с использованием СЭП-катодов, разработанный в [62], имел энергию электронов 500 кэВ, ток 10^4 А, длительность 25 нс. Ускоритель первоначально предназначался для исследований в области радиационной физики твердого тела, в частности, для имитации ионизационных процессов в треках, образующихся в диэлектриках при прохождении в них протонов от циклотрона [83]. Использовался катод из титаната бария толщиной 3 мм, диаметром 4 см и расстоянием между анодом и катодом 1 см. Испытание катода при напряжении 50 кВ описано ранее [5]. В качестве подложки катода использовалось напыление из серебра, а в качестве переднего электрода применялись медные проволочки, натянутые на диэлектрик. Ускоритель схематически изображен на рис. 16. В металлической трубе 2 помещены импульсный трансформатор 4, накопительный элемент 5 в виде отрезка коаксиальной линии, камера с разрядниками высокого давления 6 и ускорительная трубка. Первоначально энергия накапливается в зарядном конденсаторе 1, который расположен снаружи трубы и соединен с обмоткой трансформатора полосковой линией. Включение конденсатора 1 на обмотку трансформатора производится воздушным разрядником 3. Трансформатор выполнен по схеме автотрансформатора [1].

Верхняя часть трубы 2, в которой расположен трансформатор, заполнена трансформаторным маслом. В нижней части трубы помещается накопительная коаксиальная линия 5 с глицерином, выбранным в качестве диэлектрика ввиду его большой диэлектрической проницаемости. После накопительной линии устанавливаются обостряющий 7 и срезающий 8 разрядники, которые работают при давлении азота 12 атм.

Ускорительная трубка, которая отделяется от камеры с разрядниками изолятором из органического стекла, содержит катод 9 и анод 10 из тонкой Тi-фольги для вывода пучка электронов. Вакуум в ускорительной трубке составлял 10^{-5} торр. При использовании взрывоэмиссионного катода из 1600 вольфрамовых остриев, равномерно расположенных на катоде диаметром 4 см на расстоянии 1 см от анода, при напряжении катод – анод 500 кВ был получен ток около 1 кА. Для увеличения

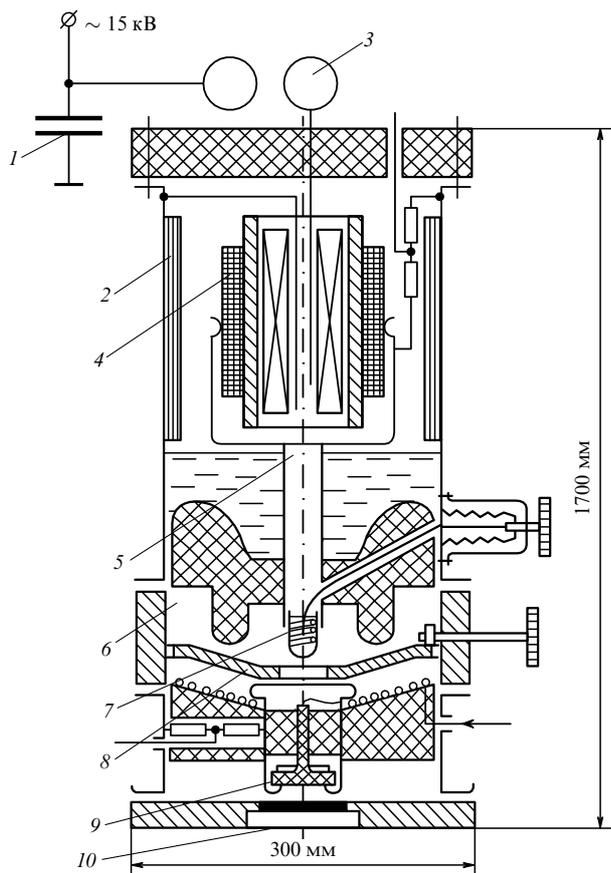


Рис. 16. Схема ускорителя: 1 — зарядный конденсатор, 2 — труба, 3 — разрядник, 4 — импульсный трансформатор, 5 — накопительный элемент, 6 — камера разрядников, 7 — обостряющий разрядник, 8 — срезающий разрядник, 9 — катод, 10 — анод.

амплитуды импульса использовался сегнетоэлектрический плазменный катод из титаната бария. При этом был получен ток электронов около 10 кА.

Рассмотрим работу ускорителя по электрической схеме, представленной на рис. 17. При срабатывании разрядника 3 конденсатор 1 (1 мкФ, 15 кВ) разряжается на обмотку импульсного автотрансформатора 4. При этом накопительная линия 5 заряжается до напряжения $U = 500$ кВ за 470 нс. Это напряжение регистрируется омическим делителем 11. Зазор обостряющего разрядника устанавливался таким образом, чтобы его пробой происходил на вершине импульса напряжения. При срабатывании обостряющего разрядника на диоде появляется импульс напряжения с фронтом длительностью 7 нс. Спад импульса формируется с помощью срезающего разрядника. Изменяя длину зазора в разряднике 8, можно изменять длительность импульса. Напряжение на катоде регистрируется омическим делителем 12. При срабатывании разрядника 3 в разрядную цепь катода подается напряжение 10 кВ. Этот импульс, который подается по кабелю 13, уложенному на изоляторе в виде спирали Архимеда, приходит раньше, чем импульс высокого напряжения. Регулируя время задержки, можно влиять на амплитуду электронного тока. Регистрация тока ускоренных электронов производилась с помощью цилиндра Фарадея 14 и безындуктивного шунта 15. Обращает на себя внимание то, что плотность тока в этом ускорителе достигает 10^3 А см⁻², т.е. почти в

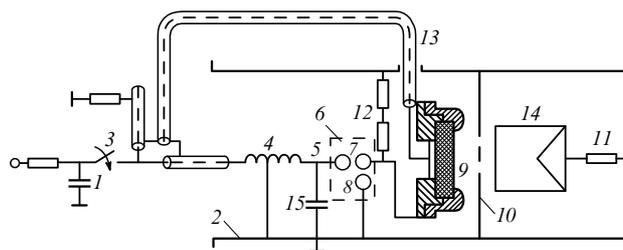


Рис. 17. Электрическая схема ускорителя: 1–10 — то же, что на рис. 16; 11, 12 — делители напряжения, 13 — кабель питания катода, 14 — цилиндр Фарадея, 15 — емкость глицириновой линии.

10 раз превосходит плотность тока Чайльда – Ленгмюра. Описание работы этого ускорителя и различных его модификаций дано в [1, 48, 51, 72].

В работе [70] разработан ускоритель электронов с возбуждением лазерным лучом эмиссии из сегнетоэлектрика, покрытого сеткой. В [6] предложено объяснение этой эмиссии как основанной на оже-процессах в электронных слоях. Однако мы считаем, что эта эмиссия обусловлена плазмой, создаваемой лучом лазера на поверхности сетки [73].

На основе СЭП-катода была разработана электронная пушка, обеспечивающая ток в несколько сотен ампер при напряжении 500 кэВ [84]. Эта пушка должна использоваться для генерации мощного микроволнового излучения с применением TWT-усилителя (Traveling Wave Tube Amplifier). Сегнетоэлектрический катод на основе керамики PZT толщиной 1 мм имел площадь 2,8 см². На переднюю поверхность сегнетоэлектрика наносилась тонкая сетка из набора серебряных полосок шириной 200 мкм с промежутками 200 мкм между ними. Сетка заземлялась, и положительный пусковой импульс напряжения 1 кВ подавался на заднюю поверхность ферроэлектрического образца. Эмиссия наблюдалась в виде импульсов длительностью 250 нс с частотой повторения 1 Гц. Получена плотность электронного тока 125 А см⁻². Время нарастания тока электронного пучка составляло менее 20 нс.

По мнению авторов [6] высококачественные импульсные электронные пушки на основе СЭП-катодов могут быть разработаны для использования в мощных микроволновых генераторах. Согласно [85] в мощных непрерывных (или с длинным импульсом) гироскопических приборах используются в основном термокатоды. В короткоимпульсных мощных гироскопических приборах также применяются пушки со взрывоэмиссионным катодом [85]. Сильноточные СЭП-катоды имеют шанс изменить ситуацию в этой области, на что указывают предварительные результаты, демонстрирующие их использование в гиротронном микроволновом генераторе [6]. Например, СЭП-катод использовался в мазере циклотронного резонанса (CRM) [86]. Генератор CRM работал на частоте ~ 7 ГГц, близкой к частоте среза полого цилиндрического резонатора. Катод был изготовлен из керамики PLZT с высокой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 4000$. Электроны экстрагировались из плазмы, возбуждаемой на поверхности катода импульсами напряжения ~ 1 кВ с коротким временем нарастания. Использование СЭП-катодов может продвинуть технологию микроволновых сверхвысокочастотных (СВЧ) приборов для других применений.

Катод является ключевым элементом в СВЧ-приборах, лазерах циклотронного резонанса и лазерах на свободных электронах. Особенности катода и его чувствительность к условиям работы решающим образом влияют на производительность прибора. СЭП-катоды в этом отношении обладают привлекательными особенностями. Они могут работать в условиях плохого вакуума, при комнатной температуре и низких напряжениях, сравнимых с напряжениями углеродно-волоконных катодов [87]. СЭП-катоды не требуют подогрева и предварительной активации, легки в изготовлении и использовании по сравнению с термоионными, автоэмиссионными или взрывоэмиссионными катодами. СЭП-катоды предлагалось использовать в качестве источников электронных пучков для генераторов на свободных электронах или в лазере на циклотронном резонансе [7, 9].

Электронные диоды с СЭП-катадами применялись для запуска газоразрядных искровых коммутаторов. Ключ на полой катоде низкого давления, запускаемый импульсным электронным пучком от СЭП-катада, был разработан в ЦЕРНе [66] для Большого ускорителя на встречных пучках. Электронный пучок транспортировался из области полого катода в главный зазор ключа для инициирования (с наносекундной точностью) газового разряда с максимальным током 45 кА [7]. В работе [88] катод на основе сегнетоэлектрика использовался для запуска радиального многоканального псевдоискрового ключа. Распределение тока по нескольким разрядным каналам позволяет достичь большой величины разрядных токов.

В работе [89] была обнаружена модуляция электронного пучка в диоде с СЭП-катадами и генерация высокочастотного излучения. Эффект наблюдался при импульсном напряжении 25–45 кВ с катодами из BaTiO_3 и PZT. Плазма создавалась подачей на подложку импульса в несколько киловатт при времени задержки ~ 500 нс. Частота высокочастотного излучения составляла 320 МГц при длительности излучения ≥ 1 мкс, а мощность — 30 кВ.

5.3. Сравнение плазменных катодов и сегнетоэлектрических плазменных катодов

Плазменные источники электронов широко применяются в различных технологических устройствах [60, 61]. Плазма в таких источниках создается дуговым, тлеющим, магнетронным разрядами, разрядом с полым катодом и разрядами других типов в газах с низким давлением. В этом отношении у диодов с плазменными и СЭП-катадами много общего, так как в обоих случаях промежуточным элементом для извлечения электронов из поверхности металлического катода является плазма. В частности, в работах [90–92] исследуется возможность использования СЭП-като́дов в устройствах, аналогичных плазменным катодам с сеточной стабилизацией [61, 93–98]. Достоинством таких систем является электронная эмиссия с однородной квазистационарной плазменной границы, что позволяет получать импульсы тока с большей длительностью и равномерным распределением тока электронов по сечению. Авторами указанных работ проведено сравнение сетчатых плазменных катодов (СПК) с СЭП-катадами и СПК на основе дуги низкого давления с геометрически экранированными и неэкранированными катодными

пятнами [93] при их использовании для получения широких килоамперных электронных пучков с субмикросекундной длительностью.

Следует отметить, что работы по изучению СПК проводились в 1970–1980-х гг. группами Крейнделя в Томске и Жаринова в Москве [60, 93–96]. В этих работах были исследованы свойства и принципиальные особенности функционирования таких катодов, в частности, роль полого анода, условия эффективного отбора электронов из плазмы, повышение однородности эмиссии, ключевая роль сетки, влияние давления на скорость установления разряда, изменение потенциала плазмы при отборе электронов. Теория СПК и обоснование роли сетки развиты в работе [95]. Первые эксперименты по получению килоамперных микросекундных пучков на основе СПК были проведены в [97]. Разряд с полым катодом для получения сильноточных электронных пучков впервые был эффективно использован в работе [98].

Поскольку использование СЭП-като́дов непосредственно в высоковольтных источниках электронов имеет ряд недостатков, обусловленных влиянием ускоряющего напряжения на эмитирующую плазму, авторы [99] решили инкорпорировать этот мощный источник плазмы в сетчатый плазменный катод с полым электродом. Использование полого электрода позволяет создавать электронный эмиттер с менее плотной, но более однородной плазмой с большой эмитирующей поверхностью, а сетка ослабляет влияние ускоряющего поля на генерацию плазмы и таким образом стабилизирует работу плазменного эмиттера.

Вначале авторы работы [99] намеревались просто использовать СЭП-катод для поджига разряда с полым катодом путем инъекции вспомогательной плазмы. В последовавшей затем серии статей можно наблюдать несомненный прогресс авторов в понимании работы СПК. Они убедились, что вклад собственно полого катода в эмиссию электронов незначителен, но в такой электродной системе наблюдается послеэмиссия в СЭП-катаде, поддерживаемая плазмой, существующей в катодной полости, за счет чего удается увеличить длительность тока эмиссии электронов и повысить однородность эмиссии. В работе [99] исследовано влияние давления газа и размеров полого катода на величину тока электронов. Получен разряд с током до 1 кА вначале длительностью 10 мкс, а затем и в несколько сотен микросекунд. Установлено [99], что 85 % электронного тока поставляется плазмой СЭП-катада. При этом роль полого катода как эмиттера оказалась незначительной и сводилась к обеспечению осцилляции части электронов и выравниванию плотности плазмы у сетки.

Поскольку вклад разряда в системе с полым катодом является незначительным и зависит от давления, авторы [100] переходят к системе с полым анодом, которая может работать при более низких давлениях. Это делается при более высоких токах разряда для того, чтобы провести корректное сравнение свойств таких систем и системы с СЭП-катодом. Авторы работы [100] констатируют, что различие между системами с полым катодом и полым анодом заключается в том, что потенциал плазмы относительно стенок в них различается на 100 В. Однако эффект электронных осцилляций, способствующих генерации плазмы и повышению ее однородности, присутствует в обеих системах. В работе

[100] было уделено большое внимание режимам работы сетки СПК, в частности, впервые был предложен режим работы с автосмещением, который позволяет уменьшить влияние предварительного заполнения промежутка плазмой и стабилизировать эмиссию, а также впервые наблюдались повышение потенциала плазмы до 3–6 кВ при отборе электронов и эффект самозапираания эмиссии плазмы на спаде импульса высокого напряжения. С помощью автосмещения сетки авторы [100] уменьшили поступление плазмы в промежуток и подбором времени задержки приложения импульса высокого напряжения (12,5–15,5 мкс) реализовали работу диода в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Это позволило исключить возникновение катодных пятен на сетке и достичь высокой стабильности работы диода и воспроизводимости формы импульса пучка с током 1 кА длительностью 0,3 мкс при напряжении 200 кВ [101].

Таким образом, СЭП-катоды в зависимости от условий могут работать, с одной стороны, в режиме, близком к режиму работы катодов со взрывной эмиссией, а с другой — в режиме плазменных катодов. Первый режим, как мы показали в разделе 3.3, безусловно имеет место в наносекундном диапазоне длительностей импульсов электронных пучков. Второй, плазменный режим, по-видимому, реализуется при микросекундных длительностях импульсов. Однако сказать, каков же истинный механизм извлечения электронов из катода при плазменном режиме, трудно. Возможно, что в микросекундном диапазоне существуют одновременно режим ВВЭ и плазменный режим.

6. Заключение

При импульсном разряде по поверхности керамики в вакууме в 1966 г. автором этой статьи [2] наблюдалась эмиссия электронов с катода при незавершенном разряде, которая происходит из тройной точки металл–диэлектрик–вакуум. Важную роль в этом процессе играет наличие большой тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности диэлектрика. Этот эффект уже тогда получил практическое применение при создании металло-диэлектрических катодов, особенностью которых стало наличие большого числа ТТ. Радикальное увеличение эффективности таких катодов было достигнуто при использовании сегнетоэлектрика (BaTiO_3). На эмитирующей стороне располагалась металлическая сетка, прижатая к сегнетоэлектрической пластине. С другой стороны сегнетоэлектрик покрывался слоем металла путем напыления. Этот слой получил название подложки. Если сетку заземлить, а к подложке приложить импульс напряжения, то на поверхности диэлектрика появляется большое число незавершенных электрических разрядов, которые берут начало из тройных точек. Если в вакууме на некотором расстоянии от сетки поместить анод, то при приложении к нему положительного ускоряющего напряжения в диоде наблюдается интенсивный поток электронов с катода.

При ускоряющем напряжении 50 кВ была получена плотность тока электронов 10^2 А см⁻² при общем электронном токе около 2 кА и длительности 100 нс. Кроме того, было установлено, что, во-первых, ток электронов в диоде во много раз превосходит ток Чайльда–Ленгмюра, а во-вторых, при предварительном заполнении плазмой промежутка катод–анод электронный ток еще более увеличивается. Степень этого

увеличения зависит от времени опережения импульса, поданного на подложку, по отношению к импульсу напряжения на аноде. С использованием такого катода был разработан импульсный сильноточный ускоритель электронов с энергией 500 кэВ, током 10 кА и длительностью импульса 25 нс.

Чем объясняется тот факт, что в качестве диэлектрика в предложенном катоде использовался сегнетоэлектрик? Сегнетоэлектрические керамики имеют большую диэлектрическую проницаемость ($\epsilon > 10^3$). Это приводит к тому, что в зазоре контакта металл–диэлектрик резко возрастают как нормальное E_n , так и тангенциальное E_t электрические поля по сравнению с таковыми для обычной керамики ($\epsilon < 10$). Причем $E_n \sim \epsilon$, а $E_t \sim \epsilon^{1/2}$. Это вызывает значительную интенсификацию процессов поверхностного разряда в ТТ первого типа, т.е. в случае когда микровыступы катода касаются диэлектрика. В ТТ второго типа, когда микровыступы не касаются диэлектрика, а нависают над ним, усиливаются процессы эмиссии заряженных частиц. Потоки этих частиц, с одной стороны, бомбардируют диэлектрики и инициируют поверхностный разряд, а с другой, разогревают его. При превышении плотности тока этих заряженных частиц критической величины происходит взрыв поверхности керамики с образованием плазмы, в которую входят атомы и ионы элементов керамики. Все это вместе взятое резко уменьшает амплитуду пускового импульса, подаваемого на подложку. Таким образом, в самой идее создания сегнетоэлектрических катодов изначально предполагалось участие плазмы поверхностного разряда.

Однако начиная с 1988 г. во многих лабораториях США, Европы и Японии активно разрабатывалась высказанная вначале в ЦЕРНе идея о том, что эта эмиссия происходит непосредственно из поверхности сегнетоэлектрика, обладающего свойством изменять начальную поляризацию при наложении высоковольтного импульса. Предполагалось, что наносекундная инверсия поляризации доменов внутри сегнетоэлектрика приводит к появлению электрического поля величины до 10^9 В см⁻¹ и формированию нескомпенсированного отрицательного заряда из "свободных" электронов и зарядов доменов около поверхности сегнетоэлектрика. Это приводит к сильной автоэлектронной эмиссии с поверхности сегнетоэлектрика. Такую эмиссию стали называть сегнетоэлектрической. Несмотря на то, что такая физическая интерпретация этой эмиссии не соответствовала полученным позднее экспериментальным фактам, которые однозначно свидетельствовали о фундаментальной роли тройных точек и плазмы на катоде, она привела в 1980–1990-х годах и начале этого века к появлению большого числа теоретических, экспериментальных и конструкторских работ по катодам с сегнетоэлектриками. Предполагалось на основе этого типа эмиссии создать новый твердотельный накаливаемый катод вместо термоэлектронного.

Для более убедительного доказательства роли ТТ и плазмы в функционировании этих катодов автором этой статьи и его сотрудниками была проведена серия экспериментов с точечными катодами. В этом случае вместо сетки применялась острая игла, прижатая к поверхности сегнетоэлектрика, которая заземлялась. К подложке, расположенной на противоположной стороне сегнетоэлектрической пластины, прикладывался импульс напряжения длительностью 10^{-9} – 10^{-8} с. В течение 10^{-9} с вокруг иглы наблюдалось свечение плазмы на сегнетоэлектрике, которая расширялась со скоростью v_d порядка 10^7 см с⁻¹. В спектре свечения наблюдались линии

возбужденных атомов и ионов металла иглы, а также элементов, входящих в состав керамики. При напряжении на подложке 1–3 кВ ток смещения, обусловленный поверхностным разрядом, составлял 1–10 А. Энергия, выделяемая в таком разряде, достигала порядка 10^{-3} Дж. Ток электронов с точечного катода при напряжении на аноде 25 кВ составлял 5–15 А. Если импульс пускового напряжения приходил не позднее ускоряющего импульса, то отношение тока электронов, испускаемого иглой при наличии сегнетоэлектрика, к току в его отсутствие (т.е. к току взрывной эмиссии) составляло $\sim v_d/v$, где v — скорость движения взрывоэмиссионной плазмы. При опережающем пусковом импульсе ток электронов существенно возрастал и во много раз превосходил ток Чайльда–Ленгмюра. Показано, что в наносекундном диапазоне длительности электронная эмиссия из точечного катода обусловлена взрывной эмиссией в контакте вследствие джоулева разогрева катодных микровыступов током смещения. Об этом говорят скорость движения плазмы в сторону анода порядка 10^6 см s^{-1} , наличие всплесков электронного тока, линий возбужденных атомов и ионов металла катода в спектре и т.д. Отметим, что величина тока смещения $i_f \sim \varepsilon$, а время задержки его взрыва $t_d \sim \varepsilon^{-2}$. Все данные, полученные для точечного катода, говорили о фундаментальной роли плазмы в его работе. Результаты, полученные для точечного катода на титанате бария, оказались в принципе такими же, как и для планарных катодов с металлическими сетками и сегнетоэлектриками из PLZT и TZT. В частности, ток электронов превосходил предел Чайльда–Ленгмюра, в спектре излучения плазмы наблюдались линии металла сетки и элементов керамики, в потоках плазмы присутствовали ионы со скоростью $\sim 10^6$ см s^{-1} и т.д. Все это говорит о том, что в сеточном катоде работает большое число ТТ в контакте сетки с сегнетоэлектриком. Однако в работе этих катодов были и некоторые различия. Во-первых, средняя скорость движения плазмы в сеточном катоде оказалась на порядок ниже, чем в точечном. Во-вторых, в точечном катоде все катодные процессы проходили более интенсивно при отрицательной относительно подложки игле, чем при положительной. При сетчатом же катоде, наоборот, все процессы на катоде и в диоде были более интенсивными при положительной сетке.

Итак, можно считать доказанным, что в так называемых сегнетоэлектрических катодах фундаментальную роль играют плазменные процессы. Поэтому такие катоды следует называть сегнетоэлектрическими плазменными (СЭП) катодами. Основное влияние на их работу оказывает большая величина диэлектрической проницаемости.

Электроны в таких катодах испускаются не поверхностью сегнетоэлектрика, а металлом сетки. Имеет место два механизма извлечения электронов. Во-первых, это взрывная эмиссия электронов, которая, безусловно, имеет место в наносекундном диапазоне (10^{-9} – 10^{-8} с). Во-вторых, это вторичная электронная эмиссия при бомбардировке катода положительными ионами плазмы, как в обычных плазменных катодах, которая происходит в микросекундном диапазоне длительностей электронных потоков, хотя в этом диапазоне длительностей также присутствует взрывная эмиссия, инициируемая плазмой. Именно эта плазма обеспечивает самоподдержание тока электронов в СЭП-катоде.

Для практического применения СЭП-катодов обычно используется дополнительная сетка, которая делает пучок электронов более однородным. Такие сетчатые катоды первоначально нашли широкое применение в

плазменных источниках электронов на основе различных типов разрядов (дуга, тлеющий разряд, полый катод и т.д.). СЭП-катоды уже используются в ускорителях электронов, в СВЧ-генераторах, мазерах, лазерах на свободных электронах, в системах пуска мощных газовых коммутаторов и т.д. СЭП-катоды занимают промежуточную нишу между катодами со взрывной эмиссией электронов и термокатодами. Требуется еще значительная работа по их совершенствованию: повышению срока службы, поддержанию устойчивого вакуума, уменьшению влияния потока ионов на параметры электронного пучка. Однако в диодах с такими катодами есть и много прекрасных свойств, таких, как простое управление параметрами пучка электронов посредством изменения времени задержки пускового импульса, значительное превышение током электронов предела Чайльда–Ленгмюра, возможность получения электронных пучков в широком диапазоне длительностей (10^{-9} – 10^{-3} с) и в техническом вакууме, а также исключительная простота изготовления и эксплуатации.

Автор благодарит И.И. Иванчика, В.Г. Шпака и Н.В. Гаврилова за плодотворное обсуждение отдельных разделов этой статьи.

Список литературы

1. Месяц Г А *Импульсная энергетика и электроника* (М.: Наука, 2004) [Translated into English: Mesyats G A *Pulsed Power* (New York: Kluwer Acad./Plenum Publ., 2005)]
2. Месяц Г А "Исследования по генерированию наносекундных импульсов большой мощности", Дисс. ... д-ра техн. наук (Томск: Томский политехн. ин-т, 1966)
3. Бугаев С П, Месяц Г А *ЖТФ* **37** 1861 (1967) [Bugaev S P, Mesyats G A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **12** 1363 (1968)]
4. Бугаев С П, Ковальчук Б М, Месяц Г А "Плазменный импульсный источник заряженных частиц" Авт. свид. СССР № 248091 Заявл. 05.11.67; *Открытия, изобрет., пром. образцы, товар. знаки* **45** 231 (1973)
5. Бугаев С П, Загулов Ф Я, Ковальчук Б М, Месяц Г А *Изв. вузов. Физика* (1) 145 (1968) [Bugaev S P, Zagulov F Ya, Koval'chuk B M, Mesyats G A *Sov. Phys. J.* **11** 89 (1968)]
6. Rosenman G et al. *J. Appl. Phys.* **88** 6109 (2000)
7. Riege H *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **340** 80 (1994)
8. Rosenman G, Rez I *J. Appl. Phys.* **73** 1904 (1993)
9. Ivers J D et al. *J. Appl. Phys.* **73** 2667 (1993)
10. Merz W J *Phys. Rev.* **95** 690 (1954)
11. Gundel H, in *Science and Technology of Electroceramic Thin Films: Proc. NATO Advanced Research Workshop* (NATO ASI Series, Ser. E, Vol. 284, Eds O Auciello, R Waser) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1995) p. 335
12. Stadler H L, Zachmanidis P J *J. Appl. Phys.* **34** 3255 (1963)
13. Kang B-S, Gu-Choi D, Choi S-K *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **9** 139 (1998)
14. Rosenman G et al. *J. Appl. Phys.* **82** 772 (1997)
15. Shur D et al. *J. Appl. Phys.* **79** 3669 (1996)
16. Benedek G et al. *J. Appl. Phys.* **81** 1396 (1997)
17. Okuyama M, Asano J, Hamakawa Y *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** 5506 (1994)
18. Asano J, Okuyama M, Hamakawa Y *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 396 (1993)
19. Kugel V D et al. *J. Appl. Phys.* **78** 2248 (1995)
20. Shur D, Rosenman G, Krasik Ya E *Appl. Phys. Lett.* **70** 574 (1997)
21. Zhang W et al. *J. Appl. Phys.* **83** 6055 (1998)
22. Shannon D N J et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 1625 (1997)
23. Сканива Г И *Физика диэлектриков (Область сильных полей)* (М.: ГИФМЛ, 1958)
24. Месяц Г А, Проскуровский Д И *Импульсный электрический разряд в вакууме* (Новосибирск: Наука, 1984) [Translated into English: Mesyats G A, Proskurovsky D I *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum* (Berlin: Springer-Verlag, 1989)]
25. Kofoed M J *AIEE Trans. Power Appar. Syst.* **79** 991 (1960)
26. Месяц Г А, Проскуровский Д И *Письма в ЖЭТФ* **13** 7 (1971) [Mesyats G A, Proskurovskii D I *JETP Lett.* **13** 4 (1971)]
27. Месяц Г А *Экстоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга* (М.: Наука, 2000) [Translated into English: Mesyats G A *Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: the Breakdown, the Spark, and the Arc* (Moscow: Nauka Publ., 2000)]

28. Шредник В Н, в сб. *Ненакаливаемые катоды* (Под ред. М И Елинсона) (М.: Сов. радио, 1974) с. 165
29. Месяц Г А *Письма в ЖЭТФ* **57** 88 (1993) [Mesyats G A *JETP Lett.* **57** 95 (1993)]
30. Баженов Г П, Ротштейн В П, в сб. *Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов* (Отв. ред. Г А Месяц) (Новосибирск: Наука, 1974) с. 67
31. Бугаев С П, Месяц Г А *ДАН СССР* **196** 324 (1971) [Bugaev S P, Mesyats G A *Sov. Phys. Dokl.* **16** 41 (1971)]
32. Бугаев С П, Шпак В Г, в сб. *Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов* (Отв. ред. Г А Месяц) (Новосибирск: Наука, 1974) с. 71
33. Шпак В Г *Изв. вузов. Физика* (4) 131 (1975) [Shpak V G *Sov. Phys. J.* **18** 563 (1975)]
34. Шпак В Г "Генерирование мощных субнаносекундных электронных пучков", Дисс. ... канд. техн. наук (Томск: Том. ин-т автоматизир. систем управления и радиоэлектроники, 1980)
35. Месяц Г А *Докл. РАН* **336** 610 (1994) [Mesyats G A *Phys. Dokl.* **39** 417 (1994)]
36. Бугаев С П и др. *ЖТФ* **41** 1958 (1971) [Bugaev S P et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **16** 1547 (1971)]
37. Бугаев С П, Месяц Г А, в сб. *Импульсный разряд в диэлектриках* (Отв. ред. Г А Месяц) (Новосибирск: Наука, 1985) с. 4
38. Боровик Е С, Батраков Б П *ЖТФ* **28** 1621 (1958)
39. Gleichauf P H *J. Appl. Phys.* **22** 535 (1955)
40. Thompson J E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **8** 191 (1980)
41. Mesyats G A *Explosive Electron Emission* (Ekaterinburg: URO-Press, 1998)
42. Gundel H, Hańderek J, Riege H *J. Appl. Phys.* **69** 975 (1991)
43. Asano J et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** 3098 (1992)
44. Cavazos T C et al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 2612 (1994)
45. Sampayan S E et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **340** 90 (1994)
46. Айрапетов А Ш и др. *ДАН СССР* **311** 594 (1990) [Airapetov A Sh et al. *Sov. Phys. Dokl.* **35** 267 (1990)]
47. Zhang W, Huebner W *J. Appl. Phys.* **83** 6034 (1998)
48. Месяц Г А *Генерирование мощных наносекундных импульсов* (М.: Сов. радио, 1974)
49. Dunaevsky A et al. *J. Appl. Phys.* **85** 8464 (1999)
50. Boscolo I, Scurati A, Stellato M *J. Appl. Phys.* **85** 8337 (1999)
51. Mesyats G A, in *XVI Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Moscow – St. Petersburg, Russia, 29–30 May 1994* (Proc. SPIE, Vol. 2259, Ed. G A Mesyats) (Bellingham, Wash.: SPIE, 1994) p. 419
52. Auciello O et al. *Appl. Phys. Lett.* **66** 2183 (1995)
53. Jiang B, Kirkman G, Reinhardt N *Appl. Phys. Lett.* **66** 1196 (1995)
54. Riege H et al. *J. Appl. Phys.* **84** 1602 (1998)
55. Mesyats G A *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **2** 272 (1995)
56. Gundel H et al. *Ferroelectrics* **100** 1 (1989)
57. Flechtner D et al. *J. Appl. Phys.* **83** 955 (1998)
58. Shur D et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 1375 (1998)
59. Dunaevsky A et al. *J. Appl. Phys.* **85** 8474 (1999)
60. Крейнделъ Ю Е *Плазменные источники электронов* (М.: Атомиздат, 1977)
61. Окс Е М *Источники электронов с плазменным катодом: Физика, техника, применения* (Томск: Изд-во научн.-техн. лит., 2005) [Translated into English: Oks E *Plasma Cathode Electron Sources: Physics, Technology, Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2006)]
62. Бугаев С П и др. *ПТЭ* (6) 15 (1970) [Bugaev S P et al. *Instrum. Exp. Tech.* (6) 1557 (1970)]
63. Mendel C W (Jr.), Goldstein S A *J. Appl. Phys.* **48** 1004 (1977)
64. Крейнделъ М Ю и др. *Физ. плазмы* **17** 1425 (1991) [Kreindel M Yu et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **17** 825 (1991)]
65. Gundel H et al., CERN/PS/88-66 (AR)
66. Gundel H et al. *Appl. Phys. Lett.* **54** 2071 (1989)
67. Gundel H et al. *Ferroelectrics* **110** 183 (1990)
68. Averty D, Liateni S F, Le Bihan R *Ferroelectrics* **173** 171 (1995)
69. Krasik Ya E, Dunaevsky A, Felsteiner J *J. Appl. Phys.* **85** 7946 (1999)
70. Gundel H et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **340** 102 (1994)
71. Shur D, Rosenman G *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** L29 (1999)
72. Месяц Г А, Насибов А С, Кремнев В В *Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения* (М.: Энергия, 1970)
73. Ready J F *Industrial Applications of Lasers* (New York: Academic Press, 1978)
74. Puchkarev V F, Mesyats G A *J. Appl. Phys.* **78** 5633 (1995)
75. Месяц Г А *Письма в ЖТФ* **20** 17 (1994) [Mesyats G A *Tech. Phys. Lett.* **20** 8 (1994)]
76. Geissler K et al. *Phys. Lett. A* **166** 84 (1992)
77. Fatuzzo E, Merz W J *Ferroelectricity* (Amsterdam: North-Holland, 1967)
78. Jona F, Shirane G *Ferroelectric Crystals* (Oxford: Pergamon Press, 1962)
79. Riege H et al. *Bull. Am. Phys. Soc.* **34** 193 (1989)
80. Advani R N et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1347 (1998)
81. Hershcovitch A *Appl. Phys. Lett.* **68** 464 (1996)
82. Pleyber G, Biedrzycki K, Le Bihan R *Ferroelectrics* **141** 125 (1993)
83. Вайсбурд Д И, Месяц Г А *Вестн. АН СССР* (1) 62 (1983)
84. Ivers J D et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 707 (1999)
85. Thumm M *Appl. Surf. Sci.* **111** 106 (1997)
86. Drori R et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 335 (1999)
87. Shahadi A et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **375** 140 (1996)
88. Bergmann K et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 1936 (1997)
89. Krasik Ya E, Dunaevsky A, Felsteiner J *Appl. Phys. Lett.* **73** 453 (1998)
90. Dunaevsky A et al. *J. Appl. Phys.* **86** 4107 (1999)
91. Krokmal A et al. *J. Appl. Phys.* **94** 44 (2003)
92. Krokmal A et al. *J. Appl. Phys.* **95** 3304 (2004)
93. Гаврилов Н В, Крейнделъ Ю Е, Месяц Г А, Шведов Ф Н *Письма в ЖТФ* **14** 865 (1988) [Gavrilov N V, Kreindel Yu E, Mesyats G A, Shvedov F N *Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** 383 (1988)]
94. Злобина А Ф и др. *ЖТФ* **50** 1203 (1980) [Zlobina A F et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **25** 689 (1980)]
95. Жаринов А В и др. *ЖТФ* **56** 66 (1986) [Zharinov A V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **31** 39 (1986)]
96. Жаринов А В и др. *ЖТФ* **57** 877 (1987) [Zharinov A V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **32** 533 (1987)]
97. Коваль Н Н, Крейнделъ Ю Е, Шанин П М *ЖТФ* **53** 1846 (1983) [Koval N N, Kreindel Yu E, Shanin P M *Sov. Phys. Tech. Phys.* **28** 1133 (1983)]
98. Метель А С *ЖТФ* **54** 241 (1984) [Metel A S et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **29** 141 (1984)]
99. Gleizer J Z et al. *Eur. Phys. J. D* **26** 285 (2003)
100. Krokmal A et al. *J. Appl. Phys.* **94** 55 (2003)
101. Gleizer J Z et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 276 (2005)

Electron emission from ferroelectric plasma cathodes

G.A. Mesyats

P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 135-24 30. Fax (7-495) 956-24 04. E-mail: mesyats@pran.ru, mesyats@sci.lebedev.ru

Recent and not so recent experimental data are analyzed to show that the reason for strong electron emission from insulating cathodes is the incomplete discharge occurring on the insulator surface due to the electric field there being tangentially nonzero. The places of origin of such discharges are the metal–insulator–vacuum triple points (TPs). As the discharge plasma moves over the surface of the insulating electrode, a displacement current arises, and at the TP an electric microexplosion occurs. If the number of TPs is large, as it is for a metal grid held tightly to a ferroelectric, currents of up to 10^4 A with densities of up to and beyond 10^2 A cm⁻² can be achieved. A surface discharge is produced by applying a triggering pulse to the metal substrate deposited beforehand to the opposite side of the ferroelectric. If this pulse is time-advanced with respect to the accelerating voltage pulse, the electron current is many times the Child–Langmuir value. The reason for the ferroelectric effect is the large dielectric constant ($\epsilon > 10^3$) of the materials used (BaTiO₃, PLZT, PZT). Although these devices has come to be known as ferroelectric cathodes we believe ferroelectric plasma cathodes would be a better term to use to emphasize the key role of plasma effects.

PACS numbers: **52.80.** – s, **84.70.** + p, **85.45.** – w
Bibliography — 101 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (1) 85–108 (2008)

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200801e.0085
Received 28 June 2007, revised 14 August 2007
Physics – Uspekhi **51** (1) (2008)