

537.523/.527

**АВТОЭМИССИОННЫЕ И ВЗРЫВОЭМИССИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ
ПРИ ВАКУУМНЫХ РАЗРЯДАХ*****Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский*****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	265
2. Иницирование вакуумного пробоя автоэлектронной эмиссией	266
а) Нагрев катодного микроострия током АЭЭ (267). б) влияние размерных эффектов на тепловой режим катода (269). в) Иницирование пробоя в условиях сверхпроводимости (270). г) Влияние адсорбированного газа на катодное иницирование импульсного пробоя (271).	
3. Взрывная электронная эмиссия	272
а) Закономерности эрозии катода и формирования микро рельефа его поверхности (273). б) Свойства плазмы катодного факела (278). в) Эмиссия электронов из плазмы катодного факела в вакуум (278). г) Прохождение тока через контакт поверхности катода с плазмой (280).	
4. АЭЭ и ВЭЭ при импульсном вакуумном пробое	283
5. Роль АЭЭ и ВЭЭ в иницировании и развитии вакуумного пробоя на постоянном напряжении	287
6. ВЭЭ и катодное пятно вакуумной дуги	291
а) Формирование кратеров (292). б) Движение пятна (293). в) Инерционность эмиссии катодного пятна (294).	
7. Разряд в вакууме по поверхности диэлектрика	295
8. Заключение	297
Цитированная литература	298

1. ВВЕДЕНИЕ

Физическая картина электрических разрядов в вакууме достаточно сложна. В процессе вакуумных разрядов возникает много физических явлений, которые в других условиях не наблюдаются вообще. К ним можно отнести электронную эмиссию с плотностью тока на катоде до $\sim 10^9$ А/см², высокоточные импульсные электронные и ионные потоки, высокоскоростные струи плазмы, микропинчи с высокой температурой частиц, ускорение положительных ионов в сторону анода, импульсы мощного рентгеновского и ультрафиолетового излучения и т. д. ¹⁻¹⁵. Указанные физические процессы являются предметом многочисленных исследований, поскольку прогресс в их понимании вносит существенный вклад в развитие не только физики электрических разрядов, но и в целый ряд смежных областей: эмиссионную электронику, физику плазмы, физику ускорения заряженных частиц, радиационную физику и др. Технический интерес к вакуумным разрядам обусловлен, с одной стороны, использованием разрядных процессов в различных электрических установках и устройствах, а с другой — необходимостью предотвращения электрического пробоя в многочисленных устройствах, работающих в условиях вакуума.

Основным условием, обеспечивающим развитие вакуумного разряда, является создание проводящей среды в вакуумном промежутке. Такая среда может поставляться в виде плазмы, паров, десорбированных газов

и микрочастиц, как правило, только с электродов. Огромное разнообразие экспериментальных условий, недостаточно точно контролируемых в пространстве и во времени, не позволяло получить однозначные сведения о роли тех или иных процессов в формировании вакуумного разряда. Исследованиями последних лет доказано, что в развитии вакуумного разряда фундаментальную роль играет автоэлектронная эмиссия (АЭЭ) с катода, которая далее переходит во взрывную электронную эмиссию (ВЭЭ). Цель настоящей статьи — представить современную информацию по данному вопросу. Поскольку статья в значительной степени базируется на результатах исследований авторов, в ней отражается их точка зрения на рассматриваемые процессы, которая в некоторых случаях является дискуссионной.

2. ИНИЦИИРОВАНИЕ ВАКУУМНОГО ПРОБОЯ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИЕЙ

Вопрос о роли АЭЭ в инициировании вакуумного пробоя обсуждается давно ^{1,2,10}. Еще в ранних исследованиях по вакуумному разряду предпробойные токи приписывались АЭЭ. В дальнейшем, однако, было уста-

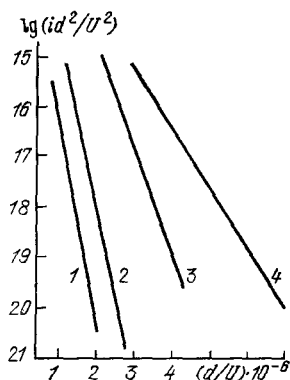


Рис. 1. Зависимости предпробойного тока, протекающего между чистыми параллельными электродами из вольфрама, от приложенного к промежутку напряжения, построенные в координатах уравнения Фаулера — Нордгейма ¹⁷.

Межэлектродное расстояние d (см): 0,005 (1), 0,0025 (2), 0,102 (3) и 0,406 (4).

новлено, что заметные предпробойные токи появляются при электрическом поле, на 2—3 порядка меньшем, чем это следует из уравнения Фаулера —

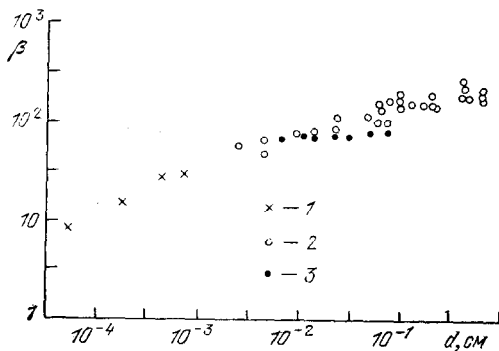


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления электрического поля на микроостриях β от длины вакуумного промежутка.

1 — данные ¹², 2 — ¹⁷, 3 — ²¹.

Нордгейма ^{1,10} (рис. 1). Это различие было объяснено существованием на катоде микровыступов, электрическое поле на которых усиливается в десятки и сотни раз (рис. 2). Эмиссия электронов, как правило, происходит именно с таких микровыступов и поэтому носит локальный характер ^{1,10,16-18}.

При повышении напряжения на промежутке рост плотности автоэмиссионного тока приводит к нагреву вершины микроострия за счет джоулевой диссипации энергии и тепла Ноттингама ^{1,2,19-21}. Одновременно участок анода, расположенный напротив микровыступа, нагревается электронным пучком, ускоренным в промежутке. Обычно предполагается, что нагрев локального участка одного из электродов до некоторой критической температуры (например, температуры плавления) приводит к развитию термической неустойчивости и, как следствие, к необратимому переходу к пробое. Такой подход привел к появлению нескольких разновидностей гипотез о роли автоэмиссии в иницировании вакуумного пробоя. Согласно одним представлениям, роль АЭЭ сводится к нагреву, испарению и ионизации паров материала анода ускоренными электронами, что создает среду для развития пробоя и вызывает усиление поля на катоде ^{1,22,23}. По другим представлениям, важную роль в иницировании пробоя играет разогрев самих катодных микроострий током АЭЭ, приводящий к развитию термической неустойчивости и переходу к пробое ^{16-18, 24,25}. По этой причине появились работы ^{19-21,23}, в которых предприняты попытки теоретически найти границы реализации катодного и анодного механизмов пробоя. Кроме этого, в гипотезах, связывающих пробой с отрывом микрочастиц от электродов, стала учитываться АЭЭ ^{1,26,27}.

Накопленный в последние годы экспериментальный материал показывает, что, независимо от вида прикладываемого к вакуумному промежутку напряжения и длительности его воздействия, переход непосредственно к пробое и дуге определяется в конечном счете усилением электрического поля на катоде, интенсификацией автоэмиссионных процессов и переходом к ВЭЭ. Влияние анодных процессов, микрочастиц и десорбированных газов важно в том смысле, что они способствуют этому процессу и снижают электрическую прочность вакуумной изоляции. Непосредственно же катодное иницирование вакуумного разряда обуславливает верхний предел электрической прочности. По этой причине в данном разделе мы рассмотрим случай катодного иницирования пробоя посредством АЭЭ. Роль других факторов в иницировании пробоя будет обсуждена ниже.

а) Нагрев катодного микроострия током АЭЭ

Многочисленными экспериментами, в том числе описанными в данной работе, установлено наличие на поверхности катода множества микроострий, возникающих при электрических разрядах или под действием электрических полей. Рассмотрим модельную ситуацию — микроострие цилиндрической или конической формы высотой h и радиусом эмиттирующей вершины r_0 на поверхности массивного катода. При повышении напряжения на вакуумном промежутке будет происходить экспоненциальный рост плотности тока, эмиттируемого микроострием, в соответствии с уравнением Фаулера — Нордгейма ^{1,2}. При достижении плотности тока порядка 10^6 — 10^7 А/см² за счет джоулева выделения тепла начинается разогрев вершины острия. Повышение температуры эмиттера вызовет переход от автоэлектронной эмиссии к термоавтоэлектронной, т. е. к дальнейшему повышению плотности тока. Таким образом, при достижении определенных условий взаимообусловленность плотности эмиссионного тока и энерговыделения в кончике микроострия может привести к необратимому росту температуры последнего, заканчивающемуся взрывообразным его разрушением.

Задача о разогреве микроострия катода автоэмиссионным током описывается следующей системой уравнений³:

$$\left. \begin{aligned} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla (\lambda \nabla T) - \frac{j_e e}{e} \nabla T + j^2 \kappa, \\ T|_{0,0} &= T_0, \quad T|_{t=0} = T_0, \\ \lambda \nabla T|_{г.э} &= -\frac{j_e}{e} \Delta \varepsilon; \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

здесь ρ — плотность материала катода, c — удельная теплоемкость, T — абсолютная температура, $\varepsilon_e = \pi k^2 T / 2 \varepsilon_F$, k — константа Больцмана, ε_F — энергия Ферми, $\kappa(T)$ — удельное сопротивление, λ — коэффициент теплопроводности. Символы $|_{0,0}$ и $|_{г.э}$ обозначают граничные условия у основания острия и на границе эмиссии. Последнее граничное условие в (2.1) учитывает тот факт, что средняя энергия, приносимая электронами проводимости из глубины катода к границе эмиссии, отлична от той средней энергии, которую уносят электроны эмиссии (эффект Ноттинггама). Плотность тока эмиссии j_e и величина $\Delta \varepsilon$ следующим образом зависят от температуры эмиттирующей поверхности T_e ^{28,32,33,34}:

$$\left. \begin{aligned} j_e &= j_0 \frac{\pi T_e}{2 T_H} \sin^{-1} \frac{\pi T_e}{2 T_H}, \\ \Delta \varepsilon &= \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{k T_e}{\varepsilon_F} \right)^2 \varepsilon_F + 2 k T_H \frac{\pi T_e}{T_H} \operatorname{ctg} \frac{\pi T_e}{2 T_H}, \quad T_e < 1,2 T_H, \\ j_e &= j_0 \cdot 1,16 \exp \left(0,31 \frac{T_e^3}{T_H^3} \right), \\ \Delta \varepsilon &= \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{k T_e}{\varepsilon_F} \right)^2 \varepsilon_F + 2 k T_H \left(1 - 0,93 \frac{T_e^3}{T_H^3} \right), \quad 1,2 T_H < T_e < 2,2 T_H. \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

В данном случае j_0 — плотность тока автоэмиссии при $T = 0$, $T_H = 5,67 \cdot 10^{-5} E / \sqrt{\varphi}$, T_H — температура инверсии, E — напряженность электрического поля на катоде в В/см, φ — работа выхода в эВ; T_H — в К.

Впервые задача о разогреве острейного катода была рассмотрена Дайком с сотрудниками²⁵. При этом не были учтены зависимости $j_e(T_e)$, $\kappa(T)$, и полагалось $\Delta \varepsilon = 0$. Были получены соотношения, из которых можно найти максимальное значение плотности тока эмиссии, задав максимально допустимую температуру катода. В работах^{19,20,24-28,30-32} делались попытки уточнить результаты²⁵. Были учтены зависимости свойств материала катода от температуры (основная — зависимость удельного сопротивления от температуры). Ливайн³², решая стационарную задачу, впервые учел эффект Ноттинггама. В^{29,31} показано, что возможна ситуация, когда отсутствует стационарное решение. Это обстоятельство позволяет найти температуру, при которой развивается тепловая неустойчивость, приводящая к разрушению катода.

Задача в наиболее строгой постановке (2.1) — (2.2) решалась в работах³⁵. Для стационарного случая был найден критерий отсутствия тепловой неустойчивости для острейного катода цилиндрической геометрии:

$$j_0 h \leq \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa_0}}, \quad (2.3)$$

и конической геометрии:

$$j_0 r_0 \leq \frac{\sin \theta}{1 - (r_e/r_0)} \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa_0}}. \quad (2.4)$$

Здесь r_0 — радиус основания, θ — полуугол раствора конуса.

В случае, если плотность тока достаточно велика ($j_0 \geq 10^8$ А/см²), разогрев катода происходит очень быстро. Решение нестационарной задачи (2.4) позволило получить соотношение, связывающее характерное время развития тепловой неустойчивости (время запаздывания взрыва катода t_3) с плотностью тока автоэмиссии:

$$j_0^2 t_3 \leq f \frac{\rho c}{\kappa_0}. \quad (2.5)$$

Коэффициент f слабо меняется в зависимости от геометрии катода. Изменение полуугла θ в пределах 0,1—0,8 рад изменяет f в пределах от 0,75 до 2,35³⁵. Соотношение (2.5) хорошо согласуется с экспериментальными результатами³⁶.

Если величина $j_0 \geq 10^9$ А/см², то разогрев катода происходит настолько быстро, что необходимо учитывать конечность времени релаксации между электронами проводимости и решеткой. Указанная ситуация проанализирована в работе³. В данном случае критерий развития тепловой неустойчивости выглядит следующим образом:

$$j_{зв}^2 t_3 \leq \frac{\rho c}{\kappa_0}. \quad (2.6)$$

$j_{зв} = env_{зв}$, n — концентрация электронов проводимости, $v_{зв}$ — скорость звука в металле. В работе³⁷ численно решалась нестационарная задача о разогреве током термоавтоэмиссии катода в форме полуэллипсоида вращения. В³⁸ описана подобная попытка для катода с цилиндрической геометрией. Результаты этих работ подтверждают справедливость критерия (2.5).

б) Влияние размерных эффектов на тепловой режим катода

При решении тепловых задач, описанных выше, использовались кинетические характеристики материалов катода (λ , κ) и их функциональные зависимости, например от температуры, в том виде, в каком они известны для массивных образцов. В то же время в ряде экспериментов (см., например,³⁹) использовались автоэммиттеры с линейными размерами $\approx 10^{-6}$ см. Микроэммиттеры с такими размерами имеются на плоских катодах и могут динамически возникать при искровом и дуговом разряде в вакууме (см. гл. 3). Известно⁴⁰, что при комнатной температуре длина свободного пробега электрона в металле $L \approx 5 \cdot 10^{-6}$ см, а с ростом температуры L падает $\sim T^{-1}$. Отсюда следует, что на процесс выделения и рассеяния энергии в эмиттере могут оказывать влияние размерные эффекты. При этом кинетические коэффициенты с достаточной точностью описываются соотношениями⁴⁰

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{L}{2r}\right)^{-1}, \quad \kappa' = \kappa_0 \left(1 + \frac{L}{2r}\right). \quad (2.7)$$

Для случая больших плотностей тока, когда эмиттер разогревается очень быстро и влиянием теплопроводности можно пренебречь, получено соотношение⁴¹

$$(j_0^2 t_3)' \approx \frac{2r}{L_{кр}} (j_0^2 t_3), \quad (2.8)$$

где $L_{кр}$ — длина свободного пробега электрона при температуре разрушения катода $T_{кр}$.

Для стационарной ситуации представляет интерес выяснить предельные плотности тока, которые могут выдержать подобные микроэммиттеры.

Анализ этой ситуации привел к соотношению ⁴¹

$$(j_0 h)' \approx \frac{2r}{L_{\text{кр}}} (j_0 h). \quad (2.9)$$

Если считать, что микровыступ близок по форме к усеченному конусу, то вместо h в (2.9) необходимо подставить выражение r_3 ($r_0^2 - r_3^2$)/ $2r_0^2 \sin(\theta/2)$. Оценки по (2.9) показывают ⁴¹, что в условиях экспериментов ³⁹ предельные плотности стационарного термоавтоэмиссионного тока могут достигать значений $\approx 10^{10}$ А/см².

в) Инициирование пробоя в условиях сверхпроводимости

Поскольку в условиях сверхпроводимости джоулев разогрев микроострий отсутствует, качественно можно было ожидать, что перевод катода в сверхпроводящее состояние может существенно повысить электрическую прочность вакуумной изоляции. Однако при отборе тока из сверхпроводящего эмиттера не исключается выделение тепла на его вершине за счет эффекта Ноттинггама. В этом случае решение системы (2.1) приводит к соотношению ⁴²

$$j_0 r_3 \left(1 - \frac{r_3}{r_0}\right) \leq \frac{e \sin \theta}{\Delta \varepsilon} \int_0^{T_{\text{кр}}^*} \lambda dT, \quad (2.10)$$

где $T_{\text{кр}}^*$ — температура перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. Соотношение (2.10) определяет предельную плотность тока АЭЭ j_0 , которую можно отбирать со сверхпроводящего катода. В реальной ситуации предельная плотность тока будет несколько ниже, поскольку существует критическое магнитное поле, уменьшающееся с температурой ⁴³.

В ⁴⁴ получены экспериментальные данные, показывающие влияние тока эмиссии на критические параметры сверхпроводника. Вычисления с использованием уравнения (2.10) позволили объяснить полученные в ⁴⁴ данные влиянием эффекта Ноттинггама ⁴⁵.

В импульсном режиме для оценки времени запаздывания можно записать

$$j_0^2 t_3 \leq \left(\frac{e}{2} \int_{T_0}^{T_{\text{кр}}^*} \frac{\sqrt{\lambda c}}{\Delta \varepsilon} dT \right)^2. \quad (2.11)$$

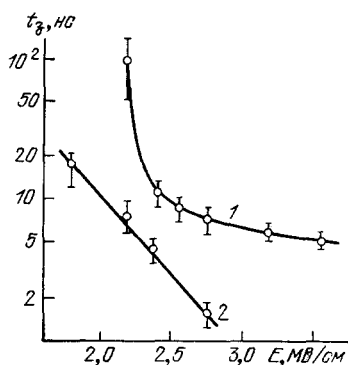
В данном случае c — теплоемкость единицы объема сверхпроводника.

Поскольку в формуле Фаулера — Нордгейма плотность тока очень резко зависит от напряженности электрического поля, то ощутимое изменение тока эмиссии вызывается небольшим изменением поля. Другими словами, предельные стационарные предпробойные поля для сверхпроводника не могут быть существенно выше достигаемых для нормального металла. Таким образом, разогрев Ноттинггама приводит к тому, что использование сверхпроводящих электродов практически не повышает электрическую прочность вакуумного промежутка в стационарных условиях ⁴⁶.

Интересная ситуация может возникнуть, если изготовить острый автоэммиттер с большим углом θ из чистого сверхпроводника первого рода. Как показано в ⁴⁷, в этом случае характерные времена разрушения состоя-

ния сверхпроводимости составляют величины $10^{-8} - 10^{-2}$ с. Можно надеяться, что эффект Ноттингама, инжектирующий неравновесные возбуждения в электронную подсистему, не сразу приведет к распаду сверхпроводящего состояния, и окажется возможным получить сверхкритические по отношению к (2.10) и (2.11) токи эмиссии в импульсном режиме.

Рис. 3. Зависимости времени запаздывания вакуумного пробоя от средней напряженности электрического поля в промежутке, образованном ниобиевыми электродами с катодом, находящимся в сверхпроводящем (1) и нормальном (2) состояниях.



Нами проведены измерения времени запаздывания инициирования импульсного пробоя в условиях сверхпроводимости (электроды из Nb) ⁴⁸. Результаты измерений представлены на рис. 3. Видно, что в случае сверхпроводящего катода время запаздывания значительно увеличивается; особенно это заметно при высоких электрических полях. Полученные данные являются экспериментальным подтверждением высказанного выше предположения о поведении сверхпроводника при АЭЭ с высокой ($\approx 10^9$ А/см²) плотностью тока.

г) Влияние адсорбированного газа на катодное инициирование импульсного пробоя

Определенную стимулирующую роль при инициировании импульсного пробоя может играть газ, адсорбированный на поверхности катода. При напряженности поля $E \approx 10^7$ В/см имеет место полевая десорбция⁴. Если десорбируются все атомы, то концентрация газа вблизи поверхности катода $n_a \approx N_0/V_a t$, где N_0 — число адсорбированных атомов на единице поверхности, $V_a \approx 10^5$ см/с — скорость атомов при десорбции. Из этой формулы следует, что при наличии монослоя атомов ($N_0 \approx 10^{16}$ см⁻²) через время $t \approx 10^{-9}$ с после приложения напряжения образуется слой газа толщиной 10^{-4} см с концентрацией $n_a \approx 10^{20}$ см⁻³.

Чтобы этот газ мог оказать влияние на инициирование пробоя, необходимо его ионизовать посредством ударной ионизации электронами. Для этого необходимо соблюдать условие $(n_a \sigma)^{-1} \ll V_a t$, или $N_0 \sigma \gg 1$, где σ — сечение ионизации, причем $\sigma \leq 10^{-16}$ см². Если на катоде адсорбировано несколько монослоев газа, условие $N_0 \sigma \gg 1$ соблюдается. Однако, если плотность автоэмиссионного тока невелика, усиления поля на катоде не произойдет из-за отсутствия ионизации газа. Например, для вольфрама при $E \approx 3 \cdot 10^7$ В/см ожидаемая плотность тока $j_0 \approx 10$ А/см², так что при площади эмиссии $S \approx 10^{-11}$ см² ток составит $i \approx 10^{-10}$ А, а среднее время между появлением двух электронов будет $\sim 10^{-9}$ с. Ситуация существенно изменится, когда электрическое поле достаточно велико, но меньше поля, при котором возбуждается ВЭЭ. Для оценки «сверху» влияния поля ионов можно пренебречь их потерями вследствие ухода на катод.

Тогда скорость ионизации газа запишется в виде

$$\frac{dn_1}{dt} \leq \frac{N_0 \sigma j_0}{V_a e} t^{-1}. \quad (2.12)$$

Отсюда следует, что

$$n_1 \leq \frac{N_0 \sigma j_0}{V_a e} \ln \frac{t}{t_0}, \quad (2.13)$$

где t_0 — начальное время, равное по порядку величины $e/j_0 S$. Необходимым условием усиления электрического поля в катодной области является значительное превышение концентрации ионов над концентрацией электронов, т. е. $n_1 \gg j_0/eV_e$. Для этого необходимо соблюдать условие

$$N_0 \sigma \frac{V_e}{V_a} \ln \frac{t}{t_0} \gg 1, \quad (2.14)$$

которое хорошо выполняется, так как $V_e/V_a \approx 10^3$.

Например, для вольфрамового катода при $j = 10^6$ А/см² электрическое поле $E \approx 6,5 \cdot 10^7$ В/см. Этого поля недостаточно для взрыва острия. Если на катоде есть монослой газа, то уже через время $\approx 10^{-9}$ с концентрация ионов у катода составит величину $\sim 10^{20}$ см⁻³. Оценки напряженности электрического поля из уравнения Пуассона для этого случая дают величину $E \approx 10^8$ В/см, достаточную для взрыва острия за время $t_3 \approx 10^{-9}$ с³. Таким образом, наличие на катоде адсорбированного газа может приводить к эффекту, эквивалентному усилению электрического поля в 2—3 раза, причем это имеет место при напряженностях внешнего поля, близких к пробивным, когда велика плотность автоэмиссионного тока.

Итак, в разделе 2 мы рассмотрели условия возникновения тепловой неустойчивости катодных микроострий, вызванной протеканием собственного термоавтоэмиссионного тока при приложении импульсных и квазистатических полей, с учетом ряда факторов, влияние которых выявлено экспериментально. Количественное сравнение катодных критериев с экспериментом можно провести, видимо, в ограниченном числе случаев, когда имеется надежный контроль экспериментальных условий. В этом плане особенно сложная ситуация складывается при изучении пробоя на постоянном напряжении, о чем будет сказано ниже.

3. ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Разогрев автоэлектронного эмиттера собственным током приводит к появлению нового типа электронной эмиссии — взрывной (рис. 4).

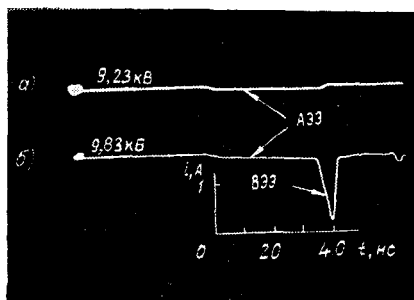


Рис. 4. Типичные осциллограммы тока вольфрамового автокатада, характеризующие переход автоэлектронной эмиссии к взрывной.

Слева указаны амплитуды прямоугольного импульса напряжения длительностью 40 нс, подаваемого на вакуумный промежуток.

Экспериментальные наблюдения показали^{3, 4, 11-15}, что по истечении времени t_3 после приложения импульса напряжения на катоде возникают светящиеся плазменные микросгустки — катодные факелы, которые расширяются в вакуум с характерной средней скоростью $V = (1-3) \cdot 10^6$ см/с.

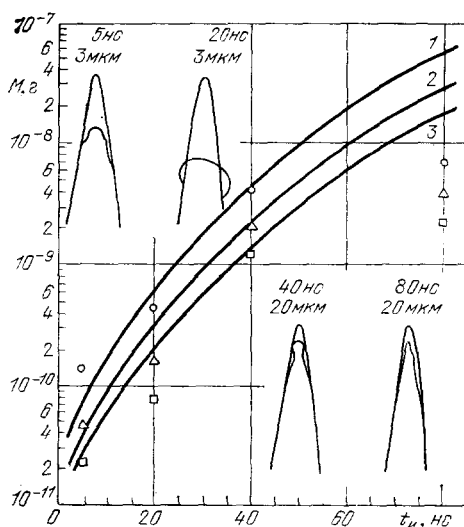
Расширение факелов сопровождается ростом электронного тока в промежутке. После протекания импульса тока взрывной эмиссии на катоде наблюдаются следы эрозии. Как показывают спектральные наблюдения, сгустки катодной плазмы состоят в основном из материала катода. Таким образом, в процессе ВЭЭ часть материала катода превращается в плазму. В данном разделе мы рассмотрим основные процессы, характеризующие ВЭЭ: механизм эрозии катода и формирования элементарных эрозионных следов, кинетические и эмиссионные характеристики плазмы катодных факелов, возможные механизмы прохождения электронов через область фазового перехода металл — плазма, а также процессы взаимодействия плазмы с поверхностью катода.

а) Закономерности эрозии катода и формирования микрорельефа его поверхности

Экспериментально эрозию катода оказалось легче изучать, работая со специально приготовленными острями⁵⁰⁻⁵². В этом случае, фотографируя острие в электронном микроскопе до и после воздействия импульса тока ВЭЭ, можно зафиксировать изменение формы и объема острия и таким образом установить количественные характеристики процесса эрозии.

Рис. 5. Зависимость унесенной с вершины молибденового острия массы металла M от длительности импульса тока ВЭЭ.

$\theta = 4^\circ$ (1), 8° (2), 12° (3). Кривые построены согласно выражению (3.3). На рисунке представлены также профили острий до и после импульса тока ВЭЭ. $U_0 = 20$ кВ, $d = 0,2$ см.



На рис. 5 показаны профили острий до и после воздействия импульсов тока ВЭЭ различной длительности⁵¹. Скорость движения границы разрушения острия в первые наносекунды составляет $\approx 10^5$ см/с, т. е. сравнима со скоростью звука в металле. Это прямо указывает на взрывной характер процесса разрушения.

Выясним механизм эрозии острий. Будем исходить из эмиссионно-резистивной модели разогрева катода. В пренебрежении теплопроводностью система уравнений (2.4) в глубине катода конической геометрии запишется следующим образом:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{i^2(t) \kappa_0 T}{\Omega^2 r^4}, \quad T|_{t=0} = T_0, \quad \Omega = 2\pi(1 - \cos \theta). \quad (3.4)$$

Решение (3.1) позволяет найти координату $r_{кр}$ или сечение $S_{кр} = \Omega r_{кр}^2$, соответствующие объему катода, прогретому до состояния разрушения:

$$r_{кр} \approx \left(\frac{\kappa_0 \int_0^t i^2(t') dt'}{\Omega^2 \rho c \ln(T_{кр}/T_0)} \right)^{1/4}, \quad (3.2)$$

где $T_{кр} = \varepsilon_c/c$, ε_c — удельная энергия сублимации. Количество уносимой в результате эрозии массы вещества катода определится следующим образом:

$$M = \frac{1}{3} \rho \Omega r_{кр}^3 = \frac{\rho}{3\Omega^{1/2}} \left(\frac{\kappa_0 \int_0^t i^2(t') dt'}{\rho c \ln(T_{кр}/T_0)} \right)^{3/4}. \quad (3.3)$$

Плотность тока в критическом сечении не зависит от геометрии катода и определяется константами материала катода и током эмиссии:

$$j_{кр} = \left(\frac{\rho c \ln(T_{кр}/T_0)}{\kappa_0} \frac{i^2(t)}{\int_0^t i^2(t') dt'} \right)^{1/2}; \quad (3.4)$$

она падает как $t^{-1/2}$ при нетрансцендентной зависимости $i(t)$.

На рис. 5 приведены экспериментальные и рассчитанные по (3.3) зависимости $M(t_u)$ для острий из молибдена⁵¹. При $t_u \leq 40$ нс имеет место удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных. При $t_u = 80$ нс экспериментальные значения уносимой массы приблизительно на порядок меньше расчетных. Такое различие обусловлено тем, что возникновение взрывной эмиссии на боковой поверхности острия, стимулированное катодной плазмой (этот вопрос будет рассмотрен позже), приводит к уменьшению тока через сечение $S_{кр}$ и, соответственно, к резкому уменьшению интенсивности эрозии вершины. На рис. 5 отчетливо видно, что при $t = 80$ нс значительная часть уносимой с катода массы вещества обеспечивается эрозией боковой поверхности острия.

При всей важности описанных модельных экспериментов они не дают ответа на вопросы, связанные с реализацией ВЭЭ на массивных катодах. При характерных размерах источника тепла на плоском катоде 10^{-5} – 10^{-4} см и временах протекания тока 10^{-9} – 10^{-7} с реализация чисто джоулева режима вызывает сомнения из-за повышения роли теплоотвода. В^{53, 54} с помощью метода, основанного на целенаправленном изучении закономерностей расхода металла конических и цилиндрических «макротодов» радиусом 10^{-3} – 10^{-2} см, определена плотность тока на массивном катоде и проанализирован его энергетический режим. Основываясь на наблюдениях морфологии поверхности катодов в растровом электронном микроскопе (рис. 6), была рассмотрена геометрическая картина процесса эрозии и найдена связь между скоростью эрозии катода и числом импульсов тока ВЭЭ. Сравнение этой связи с экспериментальными зависимостями привело к следующим выводам: 1) элементарный удаляемый с катода объем металла представляет собой область стягивания тока в виде лунки с телесным углом $\Omega \leq 2\pi$; 2) эмиссионные центры (ЭЦ) работают параллельно, плотность центров $\sim 10^6$ см $^{-2}$; 3) плотность тока в эмиссионном центре $j \geq (3-5) \cdot 10^8$ А/см 2 . Анализ уравнений энергетического баланса на катоде и сравнение с экспериментальными данными по эрозии позволили сделать вывод⁵⁴: только реализация нестационарного джоулева режима в ЭЦ, когда можно пренебречь теплоотводом и движением границы разрушения, позволяет объяснить результаты экспериментов. Процесс функционирования ЭЦ представляется следующим образом⁵²⁻⁵⁴. Первоначальный

взрыв происходит за счет автоэмиссии¹⁰ с высокой ($\sim 10^9$ А/см²) плотностью тока, затем вблизи него реализуются условия для возникновения нового ЭЦ под плазмой, т. е. процесс эрозии состоит из серии последовательных микровзрывов в области первоначального ЭЦ.

Использование растрового электронного микроскопа при изучении процесса формирования микрорельефа поверхности катода при ВЭЭ позволило получить ряд новых данных⁵⁵⁻⁵⁷. Элементарными следами поражения

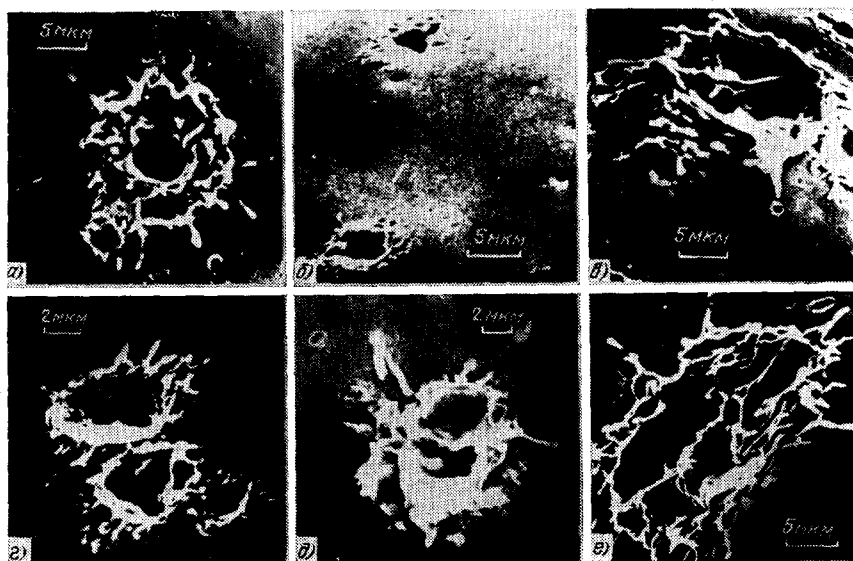


Рис. 6. Кратеры на поверхности медного катода, возникшие после одного импульса тока ВЭЭ.

$U_0 = 30$ кВ, $d = 3$ мм, $t_{\text{и}}$ (нс) = 20 (а), 50 (б), 100 (в), 300 (г), 1300 (д), 5000 (е).

катодной поверхности являются микрократеры (рис. 6). В случае гладкой исходной поверхности микрократеры образуются на дефектах (рис. 6). С увеличением длительности импульса до 100 нс диаметр кратеров возрастал до $(3-5) \cdot 10^{-4}$ см. Дальнейшее увеличение $t_{\text{и}}$ не приводило к заметному росту диаметра кратера, однако начинала заметно проявляться более сложная структура зоны поражения, свидетельствующая о перемещении центров эмиссии.

Из снимков видно, что кратеры образуются вследствие выплескивания жидкого металла из локальных участков поверхности катода. Жидкий металл вытесняется из кратеров неравномерно и, застывая, образует нагроможденные друг на друга наплывы. Часть металла вытягивается в виде микростолбиков, на вершинах некоторых из них застывают микрокапли. Отрыв микрокапель приводит к образованию микроострия и микрочастицы, причем радиус вершины микроострия часто оказывается меньше $5 \cdot 10^{-6}$ см. Микрорельеф поверхности катодов, подвергнутых многократному воздействию импульсов тока, представлен на рис. 7. Видно, что поверхность сформирована в результате наложения большого количества микрократеров, неоднородности становятся более регулярными, и их характерный размер существенно зависит от длительности импульса $t_{\text{и}}$. При $t_{\text{и}} = 1,5$ нс размеры неоднородностей составляют величину $(0,1-0,2) \cdot 10^{-4}$ см, т. е., работая с импульсами $t_{\text{и}} \approx 10^{-9}$ с, можно получить хорошо сглажен-

ную поверхность катода ^{55, 56}. На рис. 8 приведены зависимости коэффициента усиления поля на микроостриях β от t_n .

В ⁵⁸ исследовалась капельная фракция эрозии. Как видно из рис. 9, кривые распределения капель по размерам имеют максимум с характерным его смещением в область частиц высокой дисперсности. Неизменность

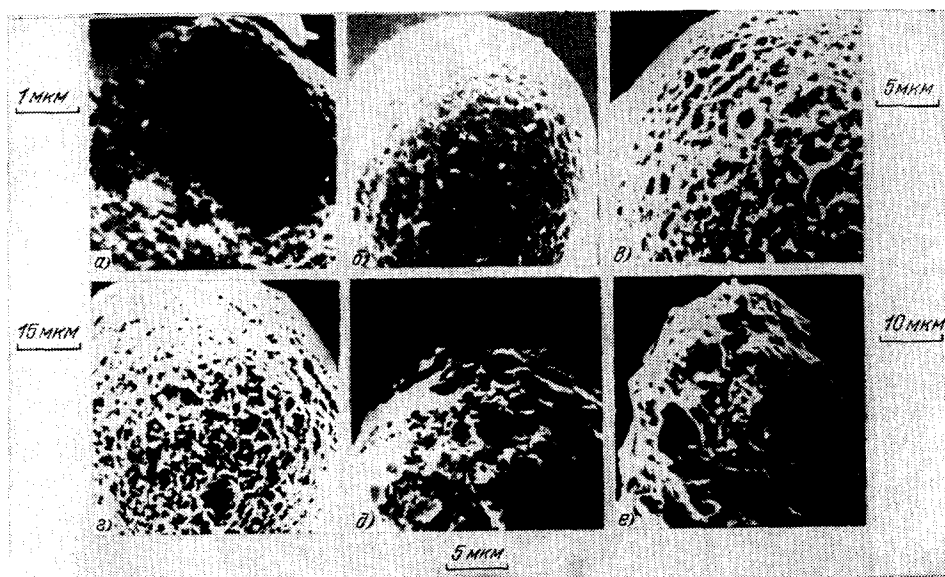


Рис. 7. Поверхность вершинной части эмиттеров из меди (а—г; $N = 10^5$) и молибдена (д, е; $N = 10^4$).

t_n (нс) = 1,5 (а), 5 (б, в), 20 (д), 50 (е) и 100 (з), $U_0 = 30$ кВ, $d = 0,3$ см.

положения максимума с ростом t_n указывает на то, что имеет место многократное повторение циклов рождения и отмирания ЭЦ в соответствии с представлениями, описанными выше. Капли генерируются катодом при

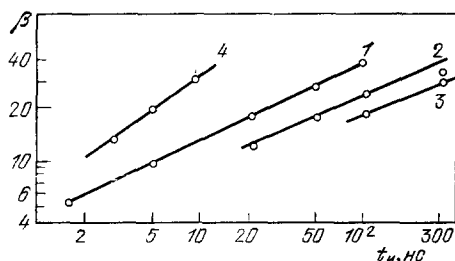


Рис. 8. Зависимость среднего коэффициента усиления электрического поля на микроостриях β от длительности импульсов тока ВЭЭ.

1—3—Cu ⁵⁸, 4 — Mo ⁵⁸.

$t_n \geq 5$ нс, причем доля капельной фракции с ростом t_n приближается к значению, характерному для квазистационарных вакуумных дуг ($\approx 55\%$ для Cu ⁵⁹). Область расплавленного металла возникает в месте группирования ЭЦ. На поверхность жидкого металла со стороны плазмы факела действует сила давления P_{kf} . По величине P_{kf} составляет $\approx 10^9 - 10^{10}$ эрг/см³, а градиент давления $\nabla P_{kf} \approx 10^{13} - 10^{14}$ эрг/см⁴. Воздействие указанной силы может приводить к возникновению неоднородностей на поверхности жидкости и выплескиванию жидкой ванны. Скорость пере-

мещения жидкого металла ⁶⁰ равна

$$V_{\text{ж}} \approx \sqrt{\frac{P}{\rho}}. \quad (3.5)$$

Полагая давление $P = P_{\text{кф}} = n_{\text{кф}} k T_{\text{кф}}$, $\rho = n_0 m_a$, получаем

$$V_{\text{ж}} \simeq \sqrt{\frac{n_{\text{кф}}}{n_0}} V_{T_{\text{кф}}}. \quad (3.6)$$

В данном случае $n_{\text{кф}}$ — концентрация частиц плазмы факела, $T_{\text{кф}}$ — электронная температура плазмы, n_0 — концентрация частиц жидкой

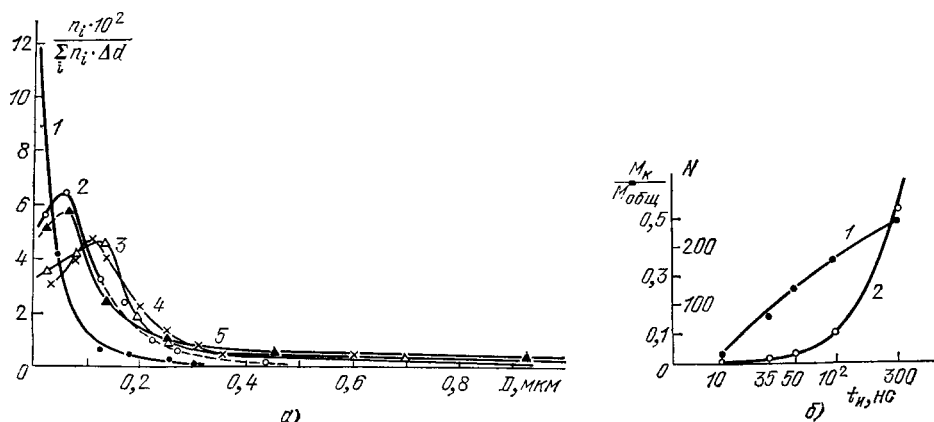


Рис. 9. а) Распределение капель, покидающих медный катод, по размерам (t_i (нс): 10 (1), 35 (2), 50 (3), 100 (4) и 300 (5)); б) зависимость доли капельной фракции (1) и числа частиц (2) от длительности импульсов тока ВЭЭ ($d = D$).

фазы, $V_{T_{\text{кф}}} = \sqrt{\frac{k T_{\text{кф}}}{m_a}}$. Запись (3.6) предполагает, что сила плазменного давления существенно превышает силы поверхностного натяжения и вязкости. Оценки подтверждают это предположение. Полагая $V_{T_{\text{кф}}} \approx (1-3) \cdot 10^5$ см/с, $n_{\text{кф}}/n_0 \approx 10^{-2}-10^{-3}$, получаем $V_{\text{ж}} \approx (1-3) \cdot 10^4$ см/с. Эксперименты показывают, что именно с такой скоростью происходит разлет капельной фракции эрозии катода ⁶¹. Существование давления на ЭЦ катода $P \approx 10^{10}$ эрг/см² доказывается экспериментами, в которых наблюдалось появление жидкой фазы на графитном катоде, работавшем в режиме ВЭЭ ⁶². Характерное время развития процесса эрозии в ЭЦ $\leq 10^{-8}$ с, при этом перемещение жидкого металла происходит на расстояние $(1-3) \cdot 10^{-4}$ см.

После окончания импульса напряжения жидкие микроострия начнут распадаться под действием сил поверхностного натяжения и, остывая, затвердевать. Оценки показывают, что в конечном итоге на поверхности катода останутся микроострия высотой не более нескольких микрон. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными, описанными выше. Вопрос о формировании поверхности катода при вакуумных разрядах рассматривался также в работах ⁵⁶, ⁶³. На наш взгляд, авторы ⁵⁶, ⁶³ допустили ряд неточностей, в частности, ими не учитывалась необходимость отвода теплоты фазового перехода.

б) Свойства плазмы катодного факела

Эксперименты по изучению спектральных характеристик излучения из плазмы катодного факела показали, что в состав факела входят ионы различной кратности заряда, нейтральные атомы и свободные электроны ⁶⁴⁻⁶⁶. Расширение в вакуум плазмы катодного факела с характерной средней скоростью $2 \cdot 10^6$ см/с соответствует кинетической энергии тяжелой компоненты 50—100 эВ. Плюто ⁶⁷ высказал предположение, что ионы плазмы в данном случае могут ускоряться за счет имеющегося градиента электронного давления. Была получена формула, которая позволяет оценить энергию ускоренного иона ⁶⁸:

$$\varepsilon_i = 1,5 \bar{\varepsilon}_e \ln \left(\frac{n_{e0}}{n_e} \right), \quad (3.7)$$

где $\bar{\varepsilon}_e$ — средняя энергия электрона в области, непосредственно прилегающей к катоду. Полагая $\bar{\varepsilon}_e \approx 5-10$ эВ, $\ln \left(\frac{n_{e0}}{n_e} \right) \approx 3-10$, получаем $\varepsilon_i \approx 50-100$ эВ, что соответствует экспериментальным данным. К подобным представлениям пришли также авторы работы ⁶⁹.

Анализ процессов в расширяющейся плазме катодного факела ⁷⁰ позволил сделать следующие выводы. При движении частиц в факеле существенны упругие столкновения, и выполняются условия применимости гидродинамического рассмотрения процесса разлета. Передачи энергии от электронов к тяжелой компоненте не происходит, поскольку при каждом акте упругого столкновения происходит обмен очень малых долей энергии, равной отношению m_e/m_i ⁷¹. Характер движения тяжелой компоненты близок к адиабатическому. Условия движения электронов близки к изотермическим. При больших плотностях электрического тока, протекающего через плазму катодного факела, возможен джоулев разогрев электронного газа. В экспериментах ⁶⁶ реализованы условия разогрева электронов.

Движение периферийных слоев плазмы факела носит инерционный характер за счет первоначально запасенной энергии. Для оценки величины скорости разлета можно использовать формулу ⁷²

$$V \approx \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma-1} \varepsilon_0}, \quad (3.8)$$

где ε_0 — первоначально запасенная удельная энергия, γ — показатель политропы. По аналогии со взрывающимися проволоками ⁷³ можно положить $\varepsilon_0 = \delta \varepsilon_c$; δ — коэффициент перегрева, ε_c — удельная энергия сублимации. Для Al, Cu, Mo; W $\varepsilon_c \approx (5-10) \cdot 10^{10}$ эрг/г, $\delta = 2-5$. Полагая $\gamma = 5/3$, из (3.8) получаем $V \approx 2 \cdot 10^6$ см/с. Для Pb $\varepsilon_c \approx 10^{10}$ эрг/г и $V \approx (0,5-1) \cdot 10^6$ см/с, что согласуется с экспериментом ^{3, 4, 11-14}.

Анализ процессов неупругих соударений показал, что возбуждение и ионизация тяжелых частиц происходят в основном благодаря электронному удару. Согласно спектральным исследованиям, в плазме факела присутствуют одно-, двух- и трехкратно ионизованные атомы.

в) Эмиссия электронов из плазмы катодного факела в вакуум

В периферийной области катодного факела, примыкающей к вакууму, может не выполняться условие квазинейтральности. Характерным параметром размерности длины, фигурирующим в плазменных задачах с учетом объемного заряда, является радиус Дебая $L_D = (kT_e/4\pi n e^2)^{1/2}$.

Оценки показывают, что выполняется неравенство $L_D \ll V_{\text{кф}} t$, т.е. процесс формирования эмиссионной границы с разделением зарядов происходит в очень узкой области, примыкающей к фронту плазмы катодного факела.

В качестве механизма эмиссии из плазмы факела естественно выбрать термоавтоэмиссионный ⁷⁴:

$$j = \frac{4\pi m_e e k^2 T_e^2}{h^3} \exp \left(- \frac{e\varphi - \sqrt{e^3 E}}{kT_e} \right), \quad (3.9)$$

где $e\varphi$ — работа выхода из плазмы, E — напряженность тянущего электроны электрического поля. В предположении, что электроны в факеле подчиняются статистике Максвелла — Больцмана, для работы выхода будет справедливо выражение ⁷⁴

$$e\varphi = kT_e \ln \frac{2(2\pi m_e kT_e)^{3/2}}{\bar{z} n_e h^3}. \quad (3.10)$$

Подстановка (3.10) в (3.9) приводит к формуле

$$j = \bar{z} e n_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{\sqrt{e^3 E}}{kT_e} \right), \quad (3.11)$$

которая показывает, что из плазмы факела выходит так называемый тепловой ток, поскольку мала концентрация электронов n_e и, следовательно, мала работа выхода $e\varphi$. Скорость электронов, покидающих факел, $V_{Te} \approx 10^8$ см/с $\gg V_{\text{кф}}$, т.е. процесс эмиссии электронов с фронта плазмы можно рассматривать, пользуясь стационарными представлениями.

Покидая катодный факел, электроны движутся в вакууме, и их собственный объемный заряд оказывает определяющее влияние на характер движения. Другими словами, должен выполняться закон «степени 3/2» ($j_{3/2} \sim U^{3/2}$, где U — приложенная разность потенциалов) при условии $j_{3/2} < j$ ⁷⁴. Впервые такое предположение для плазменных источников выдвинул Флинн ⁷⁵, а для процессов ВЭЭ оно было успешно использовано в ⁷⁶. В дальнейшем многочисленные эксперименты подтвердили указанную гипотезу (см. также гл. 4) ^{3, 15, 76-78}.

При ограничении электронного тока собственным объемным зарядом могут возникнуть три ситуации. Если плотность тока $j > j_{3/2}$, на границе эмиссии имеется тормозящее электроны и ускоряющее ионы электрическое поле; вблизи нее образуется виртуальный катод. Ситуация подобна той, которая проанализирована в работах ⁷⁹. Эффект ускорения ионов (и эмиссионной границы) можно оценить из соотношения

$$m_i \frac{dV_{\text{кф}}}{dt} \ll e_i \sqrt{4\pi z n k T_e}. \quad (3.12)$$

Оценки с использованием соотношения (3.12) для конкретных экспериментальных условий ⁸⁰ дают $\Delta V_{\text{кф}} \leq 10^7$ см/с. При $j = j_{3/2}$ для тока взрывной эмиссии можно записать

$$i = \frac{e \dot{M}}{m_i V_{\text{кф}}} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (3.13)$$

или в соответствии с результатами раздела а), учитывая, что $V_{\text{кф}} = 2(\gamma - 1)^{-1} \sqrt{\gamma k T_e / m_e}$:

$$i = e \frac{\dot{M}}{m_i} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\gamma - 1}{2} (2\pi\gamma)^{-1/2}. \quad (3.14)$$

В том случае, если $j < j_{3/2}$, электроны не экранируют эмиссионную границу плазмы и ионы тормозятся под действием давления электрического

поля. Ситуация близка к той, которая имеет место в стационарных плазменных источниках электронов⁸¹. Плазма в данном случае расширяется как бы в некоторую среду с противодействием $P_E = E^2/8\pi$. Выбирая граничное значение концентрации в соответствии с равенством $kT_0 n_r (n_r/n_0)^{\gamma-1} = P_E$, получаем для скорости расширения⁸⁰:

$$V'_{\text{кф}} = V_{\text{кф}} \left[1 - \left(\frac{P_E}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} \right], \quad (3.15)$$

где $V_{\text{кф}} = 2 \cdot 10^6$ см/с, $P_0 \approx kT_{e0} n_0 \approx kT_{i0} n_0 \approx 10^{19} - 10^{20}$ см⁻³ · 10⁻⁴ эрг $\approx 10^8 - 10^9$ эрг/см³. Для типичных экспериментальных условий $P_E \approx 10^6 - 10^4$ эрг/см³ и $V'_{\text{кф}} \approx (0,9 - 0,7) V_{\text{кф}}$.

Экспериментальное изучение процесса формирования эмиссионной границы плазмы катодного факела проводилось в работах^{77, 80, 82}. На

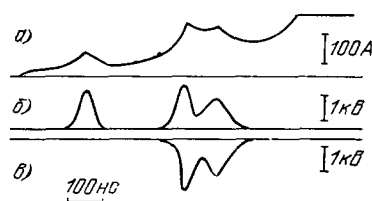


Рис. 10. Осциллограмма тока ВЭЭ в диоде при $d = 1$ см, $U_0 = 30$ кВ (а) и соответствующие ей осциллограммы потенциала плазмы на расстоянии от катода $r = 0,4$ см (б) и $r = 0,8$ см (в).

рис. 10 представлена типичная осциллограмма тока взрывной эмиссии с характерными всплесками. В⁸² было выдвинуто предположение, что в момент всплеска тока от основной плазмы катодного факела отрывается плазменный форсгусток, который приобретает большой положительный потенциал по отношению к факелу. В⁸⁰ было показано, что появление плазменного форсгустка обусловлено немонотонным распределением концентрации частиц в факеле по радиусу вследствие немонотонного характера зависимости $M(t)$. Это приводит к появлению всплесков и провалов на осциллограммах эмиссионного тока. Действительно, в начальный момент

времени эмиссионная способность плазмы велика, и движение границы эмиссии происходит в соответствии с (3.12). Затем наступает стадия насыщения (3.14), которая сменяется стадией движения с противодействием (3.15). Более плотный сгусток плазмы догоняет эмиссионную границу, движущуюся со скоростью $V'_{\text{кф}}$. Режим движения (3.15) переходит в режим (3.12), а ток взрывной эмиссии возрастает. Позади сгустка плазма имеет более низкую концентрацию. Если протяженность и концентрация сгустка таковы, что плазма позади сгустка окажется неспособной пропустить отбираемый ток прежде, чем область сгустка с большой концентрацией перейдет в насыщение, то возникнет разрыв с большим падением потенциала. Диод превратится в триод с сеткой — плазменным форсгустком, оторванным от основного факела. Это приведет к появлению всплеска тока, превышающего «лэнгмюровский» предел. Эксперименты, проведенные с использованием зондовой методики, подтвердили появление в прикатодной области двойного слоя с высоким падением потенциала в моменты всплесков тока^{83, 84}.

г) Прохождение тока через контакт поверхности катода с плазмой

Здесь мы рассмотрим два вопроса: 1) механизм эмиссии электронов из катода в области фазового перехода, 2) механизмы образования новых взрывоэмиссионных центров под плазмой катодного факела.

Можно полагать, что в процессе взрывной эмиссии непосредственно вблизи зоны истечения вещества катода концентрация частиц имеет вели-

чину $10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$. В общем случае при контакте среды такой концентрации с твердым телом возможны скачки термодинамических параметров, в частности, скачок химического потенциала. Основными, имеющими размерность длины, в данном случае являются следующие величины: радиус Дебая L_D , определяющий характерный масштаб разделения зарядов; длина свободного пробега электронов L_e ; квантовомеханическая длина волны электрона $L_h = \hbar / \sqrt{2m\Delta\epsilon_F}$, характеризующая степень затухания волновой функции при прохождении потенциального барьера; $\Delta\epsilon_F$ — разность уровней Ферми контактирующих сред; $L_{eF} = \epsilon_F / (\partial\epsilon_F / \partial x)$ — характерная длина, на которой изменяется химический потенциал.

Если $L_{eF} \gg L_D$, то переходная область в среднем квазинейтральна, химический потенциал меняется плавно, и электрическое сопротивление носит омический характер. В случае $L_{eF} \ll L_D$ существует скачок химического потенциала. При $L_e \ll L_D$ можно использовать методы теории контактной разности потенциалов⁸⁵; если $L_e \gg L_D$, то применима модель Лентгюра — Маккоуна⁸⁶. Если выполняется условие $L_h \gg L_D$, то электрический ток носит характер автоэмиссии из одной среды в другую. При выполнении неравенства $L_h \ll L_D$ ток через переходную область является термоэлектронным.

Анализ показывает, что для области, непосредственно прилегающей к зоне разрушения, выполняется условие $L_{eF} \gg L_D$, т. е. данная область обладает омическим сопротивлением. В^{87, 88} исследовано поведение электросопротивления и коэффициента теплопроводности в зависимости от относительной плотности $n/n_0 = 1 - 10^{-4}$ для различных значений удельного энерговклада ϵ_0 . В нашем случае удельное электросопротивление может достигать величины $10^{-3} - 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, коэффициент теплопроводности $\lambda \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ Дж/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$. Такие значения кинетических коэффициентов способствуют увеличению удельного энерговклада ($\epsilon_0 \gg 10^4 \text{ Дж/г}$) и обеспечивают взрывной характер процесса эрозии. При таких больших удельных энерговкладах температура в зоне эмиссии достигает в течение времени $10^{-9} - 10^{-8} \text{ с}$ десятков тысяч градусов. Это может обеспечить плотность тока с катода более 10^8 А/см^2 за счет термоэлектронной эмиссии.

В работе⁸⁹ высказана идея о возможности резонансной автоэлектронной эмиссии из металла в плазму в условиях, соответствующих взрывной эмиссии. Туннелирующие, подбарьерные, электроны могут рассеиваться на ионах плазмы катодного факела, и это приводит к сильному увеличению коэффициента прозрачности барьера. При определенных условиях эмиссия может носить струйный характер, когда через каждый резонансный ион эмиттируется большое число электронов.

Взаимодействие плазмы с поверхностью катода приводит к образованию новых взрывоэмиссионных центров^{3, 13, 90}. Из анализа поверхности катода (рис. 6) следует, что новые ЭЦ возникают как в непосредственной близости от первоначальных, приводя к образованию субструктуры кратеров, так и на расстояниях в десятки микрон от них. В⁸⁴ описаны модельные эксперименты, в которых с помощью тонкого зонда, придвигаемого на близкое расстояние к первичному катодному факелу или катодному пятну, с высоким временным и пространственным разрешением исследовались условия образования ЭЦ на зонде. Установлено, что через время t_3 после погружения зонда в катодную плазму в его цепи возникал ток ВЭЭ. Появление микроострий на зонде не приводило к интенсификации процесса образования ЭЦ под плазмой при последующих разрядах. В искровой стадии разряда ($di/dt \approx 5 \cdot 10^9 \text{ А/с}$) были выявлены три области расстояний x от первичного ЭЦ, отличающиеся условиями возникновения ЭЦ

на зонде. В области I ($x \leq 10^{-2}$ см) вероятность возникновения ЭЦ увеличивалась с уменьшением x и ростом di/dt . Наиболее характерное время запаздывания в этих условиях $t_3 \leq 10^{-8}$ с. В области II ($x \geq 10^{-2}$ — 10^{-1} см) ЭЦ возникали только при искусственном создании отрицательного смещения на зонде относительно плазмы $U_{см}$. На рис. 11 приведена зависимость $t_3(x)$, полученная при $U_{см} = -70$ В. В области III ($x \geq 10^{-1}$ см) ЭЦ возникали не раньше прихода плазмы к зонду, но только в тот момент, когда на осциллограмме разрядного тока возникал всплеск. Данному моменту соответствовало повышение потенциала граничных слоев плазмы

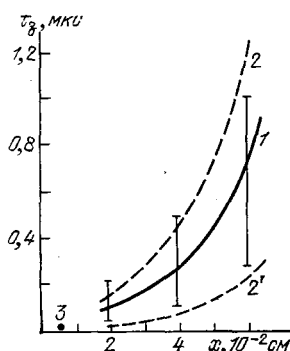


Рис. 11. Зависимость времени запаздывания появления ЭЦ на зонде от расстояния x :

1 — эксперимент; 2, 2' — расчетные кривые для $E_{пр} = 5 \cdot 10^8$ и $1 \cdot 10^8$ В/см.

в районе зонда до нескольких киловольт. Однако в областях I и II потенциал плазмы при колебаниях тока оставался менее 50 В. При дуговом разряде ($i = 10$ — 50 А) условия, необходимые для возникновения ЭЦ на зонде, оказались близкими к тем, которые имели место в искровой стадии разряда в областях I и II , а в области $x \geq 10^{-1}$ см ток в цепи зонда не возникал.

Наложение поперечного магнитного поля на искровой разряд приводит к образованию новых ЭЦ в направлении дрейфа плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях⁹¹. ЭЦ возникают эстафетно по мере расширения плазмы и роста тока в диоде. Скорость движения фронта ЭЦ составляет $\approx 3 \cdot 10^8$ см/с. Возникновение ЭЦ происходит в момент повышения потенциала плазмы над данным участком катода до нескольких киловольт, т. е. образование ЭЦ на катоде в данном случае происходит

так же, как и при искровом разряде без магнитного поля в области III . Но, поскольку в поперечном магнитном поле плазма расширяется не сферически симметрично, а в одно полупространство, то и новые ЭЦ возникают в этом направлении. С переходом от искровой к дуговой стадии разряда «прямое движение» ЭЦ прекращается и начинается их «обратное движение» со скоростью $\geq 10^4$ см/с.

Чтобы понять причины образования новых ЭЦ, были проанализированы условия в прикатодном слое при различных расстояниях x от первичного ЭЦ^{84, 93}. Показано, что значение концентрации плазмы, при котором электрическое поле на катоде достигает $\sim 10^8$ В/см (для возбуждения ВЭД за время $\sim 10^{-9}$ с), может иметь место только на расстоянии $x \approx 10^{-4}$ см, т. е., по существу, в зоне первоначального ЭЦ. Характерные размеры микронеоднородностей на катоде должно быть много меньше величины 10^{-5} см, так как только в этом случае поле будет усиливаться. Размерные эффекты будут способствовать реализации взрывов.

Перескок эмиссионной зоны на край зоны расплава, обуславливающий формирование субструктуры кратеров, может быть связан также с процессом каплеобразования. Во-первых, когда перетяжка между каплей и острием становится достаточно тонкой, может произойти ее взрыв под действием тока, замыкающегося на каплю⁹³. Во-вторых, сразу же после отрыва капли между ней и кончиком жидкого микроострия возникает сильное электрическое поле, способное привести к взрыву^{93, 94}.

Оценки показывают, что при $x \geq 10^{-3}$ см электрическое поле на микроостриях не может достигать величины $E_{пр} \approx 10^8$ В/см. Наиболее вероятным механизмом образования новых ЭЦ на таких расстояниях является пробой неметаллических пленок и включений вследствие их заряд-

ки ионным током из плазмы⁸⁴. Время зарядки пленки (включения) до пробивного напряжения при малой утечке заряда

$$t_3 \approx \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E_{\text{пр}}}{j_1}, \quad (3.16)$$

где $j_1 \approx e_1 n V_{10}$ — плотность ионного тока на катоде, $E_{\text{пр}} = 10^6 - 10^7$ В/см⁹⁵ — пробивная напряженность электрического поля. Поскольку $n \propto x^{-2}$, то зависимость $t_3(x)$ должна иметь вид $t_3 \propto x^2$. На рис. 11 приведены расчетные зависимости $t_3(x)$ для двух возможных значений $E_{\text{пр}}$, указывающие на удовлетворительное согласие с экспериментом. В⁸⁴ показано, что образование новых ЭЦ на больших расстояниях x при искровом разряде скорее всего также связано с пробоем неметаллических пленок.

В заключение выделим ряд основных положений, вытекающих из данных, изложенных в гл. 3. Прежде всего, можно считать доказанным взрывной характер процесса эрозии с момента начала роста тока в промежутке, связанного с появлением катодной плазмы. Скорость разлета катодной плазмы определяется энергией, запасаемой в катодном веществе в областях стягивания тока как со стороны металла, так и со стороны плазмы. Плотность тока в области стягивания превышает $(3-5) \cdot 10^8$ А/см², при этом джоулево выделение тепла имеет решающее значение в балансе энергии на катоде. Сразу же после начала взрывного разрушения в области стягивания тока может реализоваться ситуация с плавным переходом концентрации частиц от металлической к «паровой» и «плазменной», причем сопротивление такой переходной области носит омический характер. Однако через время $10^{-9} - 10^{-7}$ с, зависящее от величины и скорости нарастания тока, эмиссионная зона остывает вследствие уменьшения плотности тока, а рост электрического поля в прикатодной области приводит к образованию новых эмиссионных центров на микронеоднородностях жидкой фазы, вытесняемой давлением плазмы. Этому же способствуют размерные эффекты и процесс каплеобразования. На загрязненной поверхности новые центры эмиссии возникают под катодной плазмой по механизму пробоя неметаллических включений и пленок. Отметим еще один важный момент: немонотонность генерации катодной плазмы, вытекающая из сущности катодных процессов, определяет наличие фазы неустойчивого токоотбора электронов, являющегося причиной ряда нестационарных процессов в разрядном промежутке.

4. АЭЭ И ВЭЭ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВАКУУМНОМ ПРОБОЕ

Исследования импульсного пробоя, особенно с использованием прямоугольных импульсов напряжения с крутым фронтом, позволяют наиболее четко проследить за ролью автоэмиссионных и взрывоэмиссионных явлений в иницировании и развитии вакуумного разряда. Во-первых, в этих условиях удается избавиться от влияния на разряд целого ряда медленных процессов (миграционных, диффузионных, отрыва микрочастиц и т. д.). Во-вторых, появляется возможность количественного изучения временных характеристик пробоя. В-третьих, при этом можно исследовать пробой при электрических полях, существенно более высоких, чем при статическом пробое, что чрезвычайно важно и в прикладном аспекте. Таким образом, использование импульсного режима позволяет более однозначно понять механизм пробоя.

Основные экспериментальные результаты по исследованию механизма импульсного пробоя вакуумных промежутков были получены при использовании высоковольтной наносекундной техники, высокоскоростной ос-

циллографии в сочетании с техникой регистрации быстротекущих процессов^{3, 4, 9, 11-15, 96, 97}. При приложении к вакуумному промежутку импульса напряжения с фронтом $\sim 10^{-9}$ с рост тока пробоя происходит не сразу, а через некоторое время запаздывания t_3 (рис. 12). Время t_3 резко

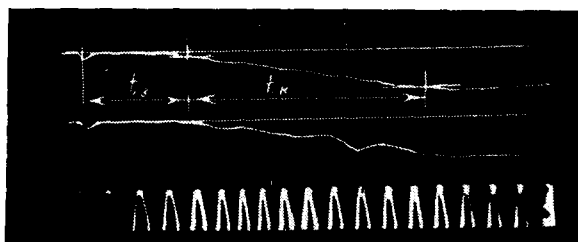


Рис. 12. Типичные осциллограммы тока пробоя вакуумного промежутка прямоугольными импульсами напряжения с наносекундным фронтом.

Пик ток слева (ток смещения) соответствует моменту прихода импульса на вакуумный промежуток. $d = 0,5$ мм, $U_0 = 50$ кВ, электроды из меди. Градуировочная синусоида — 2 нс.

уменьшается с увеличением напряженности электрического поля в промежутке и очень слабо зависит от его длины (рис. 13). Время роста тока t_K (время коммутации) условно отсчитывается между уровнями 0,1—0,9 от

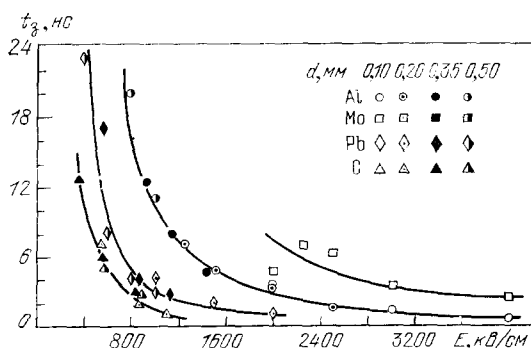


Рис. 13. Зависимость времени запаздывания пробоя от средней напряженности электрического поля в промежутке для различных материалов электродов.

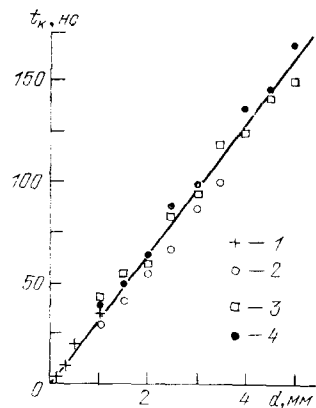


Рис. 14. Зависимость времени коммутации от длины вакуумного промежутка с электродами из меди:

U_0 (кВ): 40 (1), 86 (2), 130 (3) и 164 (4).

амплитудного значения $i_0 = U_0/R$ (U_0 — амплитуда импульса напряжения, R — сопротивление разрядного контура). Установлено, что время t_K незначительно зависит от пробивной напряженности электрического поля и растет линейно с длиной вакуумного промежутка (рис. 14). Увеличение тока разряда на порядок не приводит к существенному изменению вида осциллограмм и зависимости t_K от d ⁷⁶. Величина отношения d/t_K для большого числа материалов находится в пределах $(1-3) \cdot 10^6$ см/с.

Электронно-оптические исследования^{9, 96, 98} показали, что начало роста тока совпадает с появлением на катоде сгустков плазмы, возникающей при взрыве катодных микроострий (рис. 15). Таким образом, ток

на стадии коммутации (в искровой стадии пробоя) является электронным током взрывной эмиссии. Рост тока обусловлен увеличением эмиттирующей поверхности катодной плазмы, расширяющейся в вакуум со скоростью $V_{\text{нф}} \approx (1-3) \cdot 10^6$ см/с, зависящей от материала катода, времени разлета и величины тока ВЭЭ. Электроны, ускоренные в вакуумной части промежутка, бомбардируют анод, что приводит к образованию анодной плазмы. Вначале ее состав определяется десорбированными с поверхности анода веществами (газы, пары загрязнений)⁹⁹. По мере увеличения температуры и перехода к режиму интенсивного испарения в составе анодной плазмы

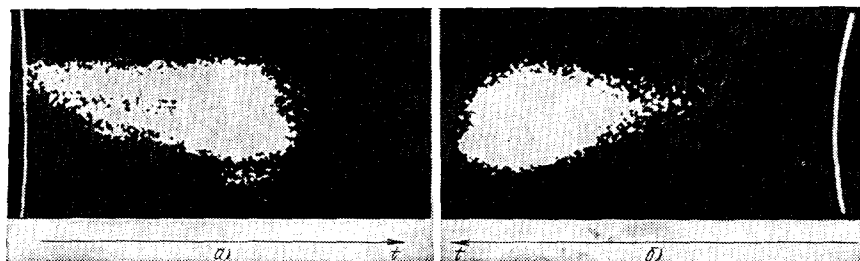


Рис. 15. Типичные электронно-оптические хронограммы катодного (а) и анодного (б) свечения в направлении, параллельном оси электродов, зарегистрированные при импульсном пробое вакуумного промежутка 1,25 мм с индиевыми электродами. Начало развертки соответствует моменту начала роста тока пробоя.

начинают преобладать пары материала анода^{64, 66, 100, 101}. В результате воздействия электронного потока на анод происходит эрозия его поверхности и перенос материала анода на катод^{96, 102}, на много порядков больший обратного переноса^{102, 103}. В процессе воздействия ускоренных электронов на анод возникает интенсивное рентгеновское излучение, длительность которого сравнима с временем коммутации^{104, 105}.

Совокупность полученных к настоящему времени данных показывает, что в целом схема развития импульсного пробоя не зависит от длины вакуумного промежутка, материала электродов, вакуумных условий. Это позволило сделать однозначное заключение о механизме пробоя^{3, 4, 9, 11-13}.

Время запаздывания пробоя обусловлено задержкой взрыва микроострий на катоде. Согласно (2.5),

$$t_3 = \frac{f \rho c}{\kappa_0 A^2 E^4 \beta^4} \exp \frac{2B}{\beta E}, \quad (4.1)$$

где A и B — коэффициенты в уравнении Фаулера — Нордгейма². Из (4.1) следует очень сильная зависимость времени t_3 от E . Например, если $E = 10^6$ В/см, $\beta = 100$, $\varphi = 4,5$ эВ, то увеличение поля на 10% приведет к уменьшению времени t_3 почти в 500 раз. Хорошим подтверждением этого вывода являются экспериментальные результаты работы¹⁰⁶ в области $t_3 \leq 10^{-6}$ с. При $t_3 \geq 10^{-6}$ с автоэмиссия из микроострий носит уже квазистационарный характер, и на инициирование пробоя могут оказывать влияние дополнительные факторы (см. гл. 5).

При временах $t_3 = 10^{-9} - 10^{-8}$ с плотность предвзрывного термоавтоэмиссионного тока превышает 10^8 А/см²³⁶. При этом плотность тока уже ограничивается объемным зарядом электронов в области вершины острия²⁵:

$$j = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(\beta E)^{3/2}}{d_{\text{эфф}}^{1/2}}, \quad (4.2)$$

где $d_{эфф} \approx U/\beta E$ — некоторый эффективный промежуток, на котором сосредоточен объемный заряд ($d_{эфф} \approx r_0$). С учетом этого

$$t_3 \approx \frac{j \rho c r_0}{5,4 \cdot 10^{-12} \kappa_0 \beta^3 E^3}, \quad (4.3)$$

т. е. в области малых времен запаздывания время $t_3 \propto E^{-3}$. Этот вывод подтверждается экспериментом ⁹⁶.

Исследования закономерностей роста тока в искровой стадии пробоя показали, что они удовлетворительно описываются в предположении ограничения тока объемным зарядом в вакуумной части промежутка между катодной плазмой и анодом. Так, в случае использования острейного катода и плоского анода при условии $V_{кф} t \ll d$ получено ^{15, 78}

$$i(t) \approx 37 \cdot 10^{-6} U^{3/2} (t) \frac{V_{кф} t}{d - V_{кф} t}. \quad (4.4)$$

При возникновении катодного факела на плоском катоде и при том же условии ¹⁰⁷

$$i(t) \approx 44 \cdot 10^{-6} U^{3/2} (t) \left(\frac{V_{кф} t}{d} \right)^2. \quad (4.5)$$

Когда радиус факела $V_{кф} t$ становится сравнимым с длиной промежутка,

$$i(t) \approx 7,32 \cdot 10^{-6} U^{3/2} \left(\frac{V_{кф} t}{d - V_{кф} t} \right)^2. \quad (4.6)$$

Из (4.4), (4.5) и (4.6) следует общий вывод, что

$$i(t) = A_0 U^{3/2} (t) F_k \left(\frac{V_{кф} t}{d} \right), \quad (4.7)$$

где F_k — функция, зависящая от формы катода. С учетом того, что $U = U_0 - iR$, из (4.7) получим $F_k(V_{кф} t/d) = I(1 - I)^{-3/2} A_0^{-1} U_0^{-1/2}$, где $I = iR/U_0$. Если разряд происходит между плоскими электродами, то можно воспользоваться соотношением (4.5). Приняв, что на катоде возникает один факел, имеем

$$\frac{V_{кф} t}{d} \approx I^{1/2} (1 - I)^{-3/4} A_0^{-2} U_0^{-1/4}. \quad (4.8)$$

Из (4.8) следует, в соответствии с экспериментами, что время роста тока до какого-то значения I пропорционально $d/V_{кф}$ и слабо зависит от приложенного напряжения и амплитуды разрядного тока.

В типичных условиях импульсного вакуумного пробоя нагрев анода электронным потоком происходит довольно быстро. Образующаяся вблизи анода плазма является эффективным источником ионов, которые ускоряют рост тока в промежутке как за счет компенсации объемного заряда электронов, так и вследствие дополнительного сокращения вакуумной части промежутка из-за встречного движения анодной плазмы ^{4, 12, 96, 108-110}.

Для рассмотрения вопроса о нагреве и испарении анода необходимо решать тепловую задачу подобно ¹¹¹ с той лишь разницей, что источник тепла является не поверхностным, а объемным. Анализ показывает ^{66, 112}, что вначале имеет место быстрый рост температуры анода, затем температура достигает некоторого квазистационарного значения T_a^* , слабо меняющегося в широком диапазоне плотности потока энергии ($10^8 - 10^{10}$ Вт/см²) вследствие роста потерь энергии на испарение. Температура анодного пара равна температуре поверхности анода, поскольку энергия, передаваемая пару ускоренным электронным потоком, относительно мала ⁶⁶. Таким образом, для определения скорости разлета анодной плазмы можно пользоваться представлениями об адиабатическом расширении газового шара в вакуум. При $\gamma = 5/3$ и характерных значениях $kT_a^* =$

$= 0,6-0,8$ эВ величина $V_{аф}$ составляет $(5-8) \cdot 10^5$ см/с, что находится в хорошем согласии с рядом экспериментов ^{108, 109, 112-114}. В некоторых случаях (^{9, 114, 113} — электроды из Bi и Pb) удельная энергия, вводимая в материал анода электронным пучком, в несколько раз превышает теплоту сублимации и, видимо, реализуется гидродинамический режим разлета ¹¹¹, при котором достигаются скорости анодной плазмы $(1-2) \cdot 10^6$ см/с.

Несмотря на то, что почти вся энергия при пробое выделяется на аноде, образование анодной плазмы является процессом вторичным, обусловленным существованием ВЭЭ. Поскольку анодная плазма возникает с запаздыванием относительно начала тока ВЭЭ и, как правило, $V_{кф} < V_{аф}$, роль анодной плазмы становится существенной лишь на завершающей фазе заполнения промежутка проводящей средой.

Описанные выше представления о механизме развития пробоя позволили объяснить и рассчитать параметры рентгеновского импульса в трубках диодного типа ¹¹⁵. В частности, показано, что длительность рентгеновской вспышки и доза излучения пропорциональны длине промежутка.

5. РОЛЬ АЭЭ И ВЭЭ В ИНИЦИИРОВАНИИ И РАЗВИТИИ ВАКУУМНОГО ПРОБОЯ НА ПОСТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ

Вопрос о механизме электрического пробоя в вакууме при приближении к промежутку медленно повышающегося или постоянного напряжения является одним из наиболее спорных. Это обусловлено в большой степени объективными причинами.

Действительно, при длительном приложении напряжения на электродах и в промежутке одновременно протекает большое число различных про-

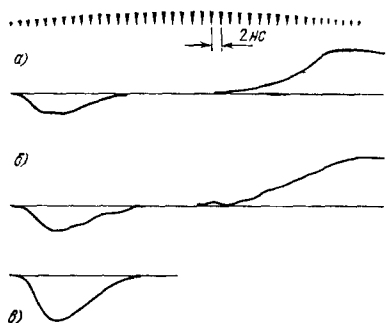


Рис. 16. Осциллограммы импульса рентгеновского излучения (слева) и тока пробоя (справа) промежутка длины 0,5 мм на постоянном (а) и импульсном (б) напряжениях; в) расчетная форма импульса рентгеновского излучения.

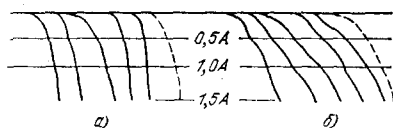


Рис. 17. Экспериментальные (сплошные) и расчетные (штриховые) осциллограммы начальной фазы тока пробоя между электродами из молибдена (а) и ниобия (б).

цессов, среди которых трудно выделить непосредственно ответственные за акт инициирования и дальнейшее развитие пробоя. Преодолеть эти трудности можно только проводя исследования с использованием аппаратуры, обладающей высоким временным и пространственным разрешением, а также высокой чувствительностью.

Для выяснения механизма развития вакуумного пробоя на постоянном напряжении в ИСЭ СО АН СССР была проведена серия экспериментов ^{98, 104, 116, 117}, включавшая в себя изучение осциллограмм тока пробоя, закономерностей генерации рентгеновского излучения, эрозии электродов, пространственно-временной картины развития свечения, сопровождающего пробой. Исследования проводились для различных материалов электродов при длине промежутка ≤ 1 мм. Анализ осциллограмм показал, что характер роста тока на постоянном и импульсном напряжениях практически одинаков, близки и абсолютные значения времени роста тока (рис. 16).

Зависимости $t_k(d)$ носят линейный характер. В таблице приведены отношения d/t_k для различных материалов электродов ⁹⁸.

Т а б л и ц а

Материал	Bi	Cd	In,Pb	Sn	Zn	Ti, Ni	C	Cu	Al, Mo	W	Nb	Ta
$d/t_k \cdot 10^{-6}$, см/с	1,1	1,3	1,35	1,5	1,6	1,9	2,0	2,5	2,6	2,7	3,0	3,5

Значительный интерес для понимания механизма инициирования и развития пробоя представляет изучение характера нарастания тока на начальных фазах пробоя. Подсоединяя вход высокоскоростного осциллографа к непотенциальному электроду, были получены осциллограммы роста тока с высоким амплитудным разрешением (рис. 17) ⁹⁸, ¹⁰⁴. На рис. 17 пунктиром нанесен ход зависимости тока ВЭЭ от времени согласно выражению (4.5). Нетрудно обнаружить хорошее сходство экспериментальных и расчетных зависимостей $i(t)$.

Наблюдение за эрозией электродов методом оборванного разряда (электрическая длина накопительной линии была меньше времени t_k) показало, что, как и при импульсном пробое, имеется заметный перенос материала анода на катод. Это объясняется воздействием на анод мощного электронного потока. При $d = 0,5-1,0$ мм начало интенсивной эрозии анода запаздывает относительно начала роста тока на 10—20 нс. Материал катода оказывает основное влияние на время t_k . Это было доказано экспериментами, в которых использовались электроды из разных материалов ⁹⁸. При первых разрядах, когда на катоде было мало перенесенного анодного материала, время t_k определялось материалом катода. С ростом числа пробоев катод все больше покрывается материалом анода, и время t_k постепенно приближается к величине, характерной для материала анода.

Экспериментами ⁹⁸, ¹⁰⁴ была установлена также полная аналогия с импульсным пробоем и в характеристиках рентгеновского излучения, испускаемого анодом на стадии роста тока. Как и при импульсном пробое, длительность рентгеновской вспышки примерно равна времени t_k и пропорциональна длине промежутка (рис. 16).

Пространственно-временные исследования кинетики пробоя на постоянном напряжении проводились при помощи фотоэлектрической и электронно-оптической методик ⁹⁸, ¹¹⁶. Даже при регистрации интегрального излучения и максимальной чувствительности фотоэлектрической аппаратуры не удалось зарегистрировать свечения в промежутке за 100 нс до начала роста тока. С точностью $\sim 10^{-9}$ с свечение первоначально возникало у катода одновременно с ростом тока. Свечение у анода запаздывало в среднем на 10 нс относительно начала роста тока ($d = 0,7$ мм, электроды из Cu). Если принять, что запаздывание свечения с центре промежутка связано с распространением светящейся среды от катода, то скорость ее движения составит $\sim 2 \cdot 10^6$ см/с. Фотографирование с помощью ЭОП (рис. 18) ⁹⁸, ¹¹⁷ *) подтвердило в целом картину развития свечения, полученную фотоэлектрической методикой. Отличие от импульсного пробоя состоит лишь в том, что при пробое на постоянном напряжении возникает только один катодный факел. Это понятно, поскольку при медленном повышении напряжения маловероятно возникновение нескольких взрывоэмиссионных центров одновременно.

*) В ⁹⁸ разработана схема управления хронизирующими пластинами ЭОП непосредственно током пробоя, исключающая аппаратное «мертвое время», что принципиально важно для изучения кинетики статического пробоя.

Исследования моментов появления паров материала электродов методом регистрации резонансного излучения атомов с помощью фотоэлектрической методики проведены также Дэвисом и Бионди ^{118, 119}. В целом результаты исследований ^{118, 119} не противоречат данным ^{98, 116}. Однако использование электродов из разнородных материалов с целью выяснения вопроса, какой электрод играет наиболее важную роль в инициировании пробоя, на наш взгляд, является неправильным с методической точки зрения, поскольку при каждом разряде имеет место преимущественный перенос материала анода на катод. В этом плане утверждение авторов о том, что первичное появление паров материала анода вблизи катода одновременно с началом роста тока обусловлено испарением в полете анодной микрочастицы, не является достаточно обоснованным.

Таким образом, проведенные с высоким временным разрешением исследования развития пробоя на постоянном напряжении однозначно показывают, что необратимое нарушение вакуумной изоляции в этом случае также обусловлено возбуждением на катоде взрывной электронной эмиссии. Такой вывод делает более определенным и целенаправленным поиск причин инициирования вакуумной дуги при статическом пробое. На наш взгляд, их следует искать только в связи с процессами, приводящими к усилению электрического поля на катоде, и, как следствие, к возбуждению взрывной электронной эмиссии.

В условиях сверхвысокого вакуума, высокой чистоты электродов, в предположении отсутствия влияния микрочастиц и испарения анода

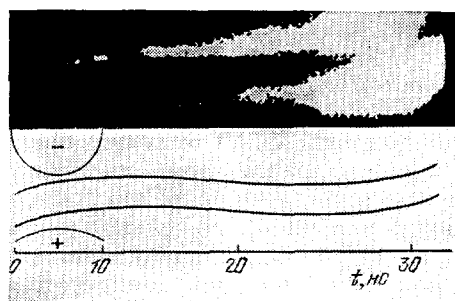
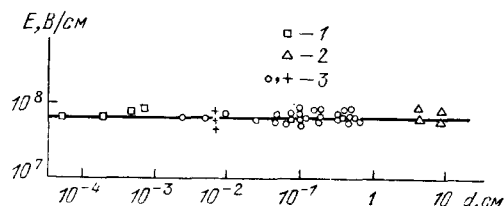


Рис. 18. Электронно-оптическая хронограмма свечения при пробое на постоянном напряжении.

Электроды медные, $d = 0,7$ мм.

Рис. 19. Зависимость критической напряженности электрического поля на микроостриях от длины вакуумного промежутка в случае чистых электродов из вольфрама.

1 — данные ²², 2 — ²⁵, 3 — ¹⁷.



возбуждение взрывной эмиссии связано только с развитием тепловой неустойчивости катодных микроострий. При этом, в соответствии с данными гл. 2, величина критической напряженности электрического поля $E_{кр} = \beta E$ не должна изменяться с промежутком. Впервые постоянство $E_{кр}(d)$ экспериментально было установлено Альпертом с сотрудниками ¹⁷ (рис. 19), а затем подтверждено другими работами ¹¹⁹⁻¹²². Экспериментально найденные значения $E_{кр}$ для широкого круга материалов находятся в пределах $(5-10) \cdot 10^7$ В/см и удовлетворительно согласуются с расчетными ^{19, 20, 25, 30-32, 35}. Согласно расчетам (см. гл. 2) предельные плотности автоэмиссионного тока для большого числа металлов составляют 10^7-10^8 А/см². Это означает, что критические пробивные напряженности электрического поля для электродов из различных металлов не должны

существенно отличаться, поскольку они обладают близкими значениями работы выхода.

Работа ¹⁷ внесла существенный вклад в доказательство катодного механизма инициирования пробоя на постоянном напряжении. Однако в качестве аргумента против такого механизма приводится так называемый «эффект полного напряжения» — уменьшение пробивной напряженности электрического поля с ростом пробивного напряжения (соответственно, и длины промежутка). В настоящее время имеется ряд экспериментальных данных, которые позволяют качественно объяснить отмеченный эффект, не отвергая роли ВЭЭ в развитии вакуумного разряда.

1. Эффект полного напряжения и уменьшение предпробойных токов с ростом длины промежутка могут быть обусловлены присутствием на поверхности электродов адсорбированных газов и паров. При наличии поверхностных загрязнений значительно облегчается процесс поверхностной миграции атомов материала катода и адсорбата в область сильного электрического поля, что приводит к обострению микроэмиттеров и развитию пробоя. Значительная часть энергии, необходимой для активации процесса миграции, поставляется за счет бомбардировки катода ионами, образующимися при ионизации остаточных и адсорбированных газов электронным пучком ^{123, 124}. Эффект полного напряжения может быть связан с тем, что с ростом напряжения (промежутка) увеличивается энергия и число ионов, образующихся из адсорбата, соответственно интенсифицируются процессы обострения микроэмиттеров и их очистки от адсорбата (обычно атомы адсорбата электроотрицательны), возрастает частота и амплитуда колебаний предпробойного тока, что в конечном счете увеличивает вероятность пробоя ^{10, 125, 126}. В ¹²⁶ убедительно показано, что эффект полного напряжения в значительной степени можно уменьшить за счет создания максимально чистых условий эксперимента.

2. Эффект полного напряжения может быть связан с присутствием на поверхности катода диэлектрических пленок и включений. Диэлектрические пленки в виде островков образуются на загрязненных поверхностях электродов под воздействием разрядных процессов, при этом предпробойный электронный ток становится заметным уже при среднем поле $\sim 10^4$ В/см ¹²⁷. Появление такой проводимости связано с эмиссией электронов из диэлектрических островков вследствие их «самозарядки», приводящей к усилению электрического поля на катоде и в диэлектрике ¹²⁷. При достижении напряженности поля $\sim 10^6$ В/см происходит пробой пленки, что инициирует ВЭЭ. С ростом энергии ионов увеличивается коэффициент ионно-электронной эмиссии ⁷⁴ и облегчаются условия «самозарядки» островков. Следовательно, увеличение длины промежутка требует менее чем пропорционального увеличения пробивного напряжения.

3. При длительном приложении напряжения к промежутку анод становится также поставщиком микрочастиц ¹. В ^{128, 129} при достижении среднего поля $\sim 10^5$ В/см обнаруживался отрыв микрочастиц с полированной поверхности анода, оставлявший на нем впадины микронных размеров. Большинство таких впадин локализовалось на местах присутствия инородных включений, располагавшихся в основном вдоль границ зерен или вблизи них. Осевшие на катоде неметаллические частицы могут стать участками, на которых инициируется пробой.

Эксперименты с искусственно введенными в промежуток металлическими частицами убедительно доказали существование эффекта поляриности: пробой имел место только в тех случаях, когда частицы стартовали с анода и ударялись о катод ^{129, 130}. Авторы ¹²⁹ заключили, что неупругий удар частицы о катод приводит к образованию эффективных микроострий из расплавленного металла под действием пондеромоторных сил. Хотя

в ¹²⁹ не анализируется дальнейшее развитие пробоя, результаты работы, особенно наглядные в случае использования поперечного магнитного поля для отклонения электронного пучка, убедительно доказывают катодный механизм инициирования и развития пробоя.

Чтобы удар частицы об электрод был неупругим, ее скорость должна превышать некоторую величину $V_{\text{ч}}^* \approx \sqrt{2\sigma_{\text{пр}}/\rho}$, определяемую пределом прочности материала частицы и мишени $\sigma_{\text{пр}}$ ⁶⁰. Если частица радиуса r отрывается от анода, то ее скорость при ударе о катод будет ¹³¹

$$V_{\text{ч}}^* = \sqrt{\frac{9,87\varepsilon_0\beta_a U^2}{r\rho d}}, \quad (5.1)$$

где β_a — коэффициент усиления электрического поля на аноде в месте отрыва частицы. Отсюда минимальное пробивное напряжение, необходимое для неупругого удара с образованием микроострий

$$U_{\text{min}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{пр}} r d}{4,94\varepsilon_0\beta_a}} \approx \sqrt{d}. \quad (5.2)$$

Анализ показывает ¹³¹, что при $\beta_a = 1$ и $d \geq 0,1-1$ см (электроды из меди) известные экспериментальные данные могут быть объяснены образованием микроострий при ударе о катод частиц радиуса $r \leq 1$ мкм. Если учесть, что в реальной ситуации β_a может быть существенно большим единицы и частицы могут находиться в нагретом (расплавленном) состоянии, то рассматриваемый механизм окажется приемлемым и для части большого размера.

В случае частиц размером в десятки микрон и более набираемая ими в промежутке скорость недостаточна для неупругого удара. Однако при приближении такой частицы к катоду на расстояние, меньшее r , между катодом и частицей электрическое поле может возрасти на несколько порядков в сравнении со средним ^{1, 131, 132}. Если напротив частицы имеется микроострие ($r_a \approx 10^{-8}$ см, $\beta \approx 5$), то испускаемый им электронный ток может нагреть облучаемую часть поверхности частицы даже до температуры интенсивного испарения ¹³¹. Полагают ¹³¹, что в такой ситуации за счет ионизации пара возникает сгусток микроплазмы, играющий роль поджигающего разряда. Таким образом, сама по себе микрочастица не является непосредственным инициатором пробоя, она создает либо катодные микроострия при неупругом ударе, либо поджигающую искру, плазма которой возбуждает и поддерживает ВЭЭ. Кроме эффекта полного напряжения рассматриваемый подход объясняет преимущественное влияние материала анода на статическое пробивное напряжение ¹³³, поскольку имеется корреляция между $\sigma_{\text{пр}}$ и $U_{\text{пр}}$, а также снижение $U_{\text{пр}}$ с увеличением размера частиц ¹³⁴. Для реализации пробоя с участием микрочастицы совершенно не требуется длительного протекания заметного предпробойного тока, поскольку время от момента удара частицы о катод до взрыва микроострия или время образования поджигающей искры будет чрезвычайно малым.

Резюмируя сказанное выше, можно заключить, что усиление электрического поля на катоде при длительной выдержке электродов в сильном электрическом поле зависит от многих процессов. Все эти процессы создают благоприятные условия для возбуждения взрывной эмиссии. После возбуждения ВЭЭ развитие пробоя на постоянном напряжении происходит таким же образом, как и при импульсном пробое.

6. ВЭЭ И КАТОДНОЕ ПЯТНО ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Процессы в катодном пятне весьма сложны и во многом еще непонятны ^{10, 135-137}. До настоящего времени основное внимание уделялось разработке стационарных моделей катодного пятна, базирующихся на реше-

нии замкнутой системы уравнений для катода, прикатодного слоя и плазмы^{136, 138}, либо на нахождении областей существования решения, определяющих области возможных значений параметров катодного пятна¹³⁷. Однако стационарные модели не объясняли таких экспериментальных фактов, как быстрое перемещение пятен, флуктуации напряжения дуги, наличие многозарядных ионов. В этих моделях не учитывалась шероховатость поверхности катода и неоднородности ее химического состава. Анализ стационарного энергетического баланса в катодном пятне на тугоплавких металлах^{139, 140} показал, что во всем реально возможном диапазоне температур катодной поверхности под пятном энергия, уносимая эмиттированными электронами, намного больше энергии, доставляемой ионами. В связи с этим был сделан вывод¹³⁹ о существенной роли объемного источника тепла, который оказывается более интенсивным в сравнении с поверхностным при плотности тока в пятне $j \geq 10^8$ А/см²¹⁴¹⁻¹⁴³, когда можно ожидать, что явления типа взрывных, обнаруженные в исследованиях перехода АЭД в дугу и вакуумного пробоя, будут иметь нестационарный характер. Кроме того, многочисленные оценки напряженности электрического поля на катоде под пятном дают величину, близкую к той, при которой инициируется вакуумный пробой. Именно по этим причинам результаты исследований быстропотекающих процессов при вакуумном пробое, а затем и ВЭД, привлекли к себе большое внимание физиков, занимавшихся и ранее изучением катодного пятна^{56, 57, 63, 94, 136, 137, 144, 145}.

На основании результатов исследования процессов при вакуумном пробое и ВЭД и феноменологического сопоставления их с процессами в катодном пятне нами неоднократно высказывалось мнение о том, что взрывоэмиссионные явления могут иметь решающее значение при функционировании пятна^{3, 13, 53, 146}. Поскольку состояние исследований катодного пятна в целом отражено в литературе¹³⁵⁻¹³⁷, остановимся кратко лишь на новых данных, характеризующих нестационарность процессов в катодном пятне.

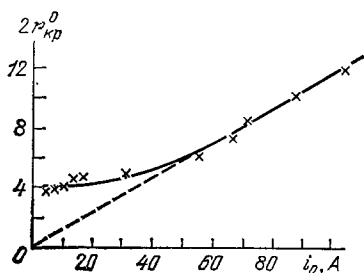


Рис. 20. Зависимость среднего радиуса кратеров на медном катоде от тока дуги.

а) Ф о р м и р о в а н и е к р а т е р о в

Даалдер¹⁴⁷ исследовал кратеры, остающиеся на катоде после горения вакуумной дуги, и установил, что в определенном диапазоне токов, зависящем от материала катода, наблюдается прямая пропорциональность между средним значением радиуса кратеров и током (рис. 20). Этот результат удовлетворительно объясняется

в рамках нестационарной джоулевой модели разогрева катода, описанной в гл. 3. Полагая, что катодное пятно в данном месте гибнет в тот момент времени, когда начинает играть роль теплоотвод $r_{кр} \approx \sqrt{\lambda t / \rho c}$, с учетом (3.2) можно определить конечный размер кратера на плоском катоде¹⁴⁸:

$$r_{кр} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\kappa_0}{\lambda \ln(T_{кр}/T_0)}} i. \quad (6.1)$$

Близкое к (6.1) соотношение получено Даалдером¹⁴⁷. Вычисленная им при таком подходе величина ионной компоненты эрозии катода удовлетворительно согласуется с результатами экспериментального исследования ионной компоненты плазмы, генерируемой катодным пятном^{68, 149}.

б) Д в и ж е н и е п я т н а

Недавно были начаты наблюдения следов эрозии, оставляемых единичным искровым или дуговым разрядом длительностью $10^{-7} - 10^{-6}$ с на чистой и гладкой исходной поверхности катодов из тугоплавких материалов, полученной оплавлением кончика проволоочки в сверхвысоком вакууме^{57, 93}. На рис. 21, а можно насчитать более десятка явно выраженных

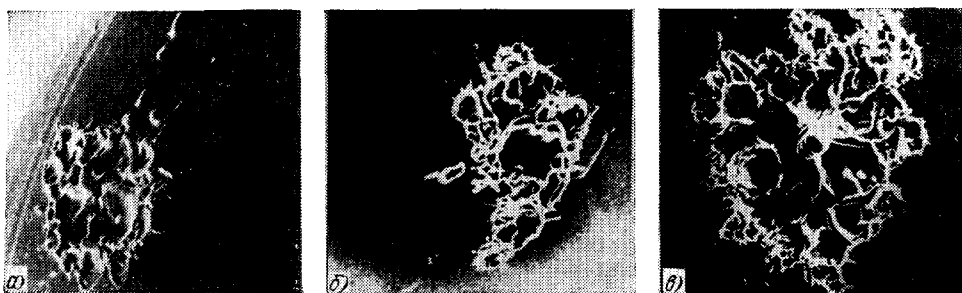


Рис. 21. Автографы катодного пятна.

а) Катод из вольфрама, $t_{\text{и}} = 100$ нс, $i = 30$ А⁹³; б, в) катод из молибдена; $t_{\text{и}} = 500$ нс, $i = 80$ А, $i = 200$ А⁹⁷. Масштаб: в 1 см—а) 6 мкм; б, в) 25 мкм.

отдельных кратеров. Можно полагать, что эмиссионная зона находилась на одном месте менее 10 нс. Приведенные снимки убедительно подтверждают нестационарный характер процессов в катодном пятне. Если на поверхности катода отсутствуют загрязнения, то эмиссионные центры никогда не уходят далее области расплава и, как правило, образуются на краю кратеров. Как видно из рис. 21, б, в, катодное пятно не привязывается к границам зерен микроструктур молибдена, и это свидетельствует о том, что на процессы перескока пятна основное влияние оказывает регенерация микровыступов на краях кратеров. Следовательно, катодное пятно создает кратеры и микроострия, которые являются не только следствием его функционирования, но также и необходимым условием для его дальнейшего существования^{10, 55, 94}.

Данные, приведенные на рис. 21, еще раз указывают, с какой осторожностью необходимо подходить к определению плотности тока в катодном пятне. Если ток поделить на площадь всего следа эрозии, то плотность тока оказывается равной $\approx 2 \cdot 10^7$ А/см² при $t = 100$ нс и спадает до $\approx 2 \cdot 10^6$ А/см² при $t = 500$ нс, хотя совершенно очевидно, что истинная плотность тока существенно выше.

Хаотическое движение быстроперемещающихся катодных пятен (пятен первого типа^{136, 145}) можно объяснить возникновением ЭЦ в результате пробоя неметаллических включений и пленок на поверхности катода^{84, 150}, а не взрывом микроострий, как полагалось ранее¹⁴⁵. Действительно, на расстоянии в десятки микрон от первичного ЭЦ (характерное расстояние между фрагментами пятна) для реализации механизма пробоя

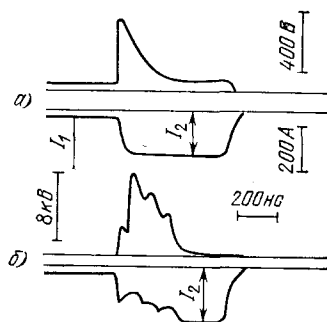


Рис. 22. Осциллограммы тока разряда (нижние лучи) и напряжения на промежутке (верхние лучи), характеризующие процессы при скачке тока дуги.

а) $d = 4$ мм, б) $d = 6$ мм.

включений и пленок требуются менее жесткие условия в прикатодном слое. Как показано в ⁸⁴, минимальный ток зонда и продолжительность его протекания имеют тот же порядок, что и в случае фрагментов катодного пятна первого типа. Пятна первого типа возникают только на неочищенной поверхности катода ¹⁵⁰. После очистки катода дуговыми разрядами в сверхвысоком вакууме катодные пятна становились малоподвижными несмотря на наличие на катоде огромного набора микроострий различных размеров, сформировавшихся при разрядах ¹⁵⁰.

Спонтанное образование новых катодных пятен, наблюдаемое в искровых разрядах ($di/dt \geq 10^8$ А/с ^{135, 151-153}), видимо, также происходит по механизму пробоя неметаллических пленок ⁸⁴. Рассматриваемый процесс существенно интенсифицируется в сравнении с дуговым разрядом вследствие зарядки периферийных слоев плазмы до высокого потенциала. При этом максимальная наблюдаемая скорость движения фронта пятен ($\approx 2 \cdot 10^6$ см/с ¹⁵³) определяется скоростью расширения катодной плазмы.

Направленное движение катодных пятен при искровом и дуговом разрядах в вакууме с большими скоростями, по-видимому, также нельзя связывать со взрывом микроострий на катоде ⁸⁴, поскольку после прохождения пятна остается след, состоящий из отдельных кратеров, расположенных на расстоянии в десятки микрон друг от друга ¹⁴⁷; такое же расстояние наблюдается между светящимися фрагментами катодного пятна ¹⁴⁵.

в) Инерционность эмиссии катодного пятна

Одним из методов, позволяющих исследовать нестационарные явления в дуговом разряде, является метод регистрации переходных процессов при внезапном изменении тока дуги. Изучая реакцию дуги на скачок тока ($di/dt \approx 10^7$ А/с), Кесаев ¹³⁵, а затем и авторы ¹⁵⁴ пришли к выводу, что длительность переходной стадии определяется исключительно инерционностью катодных процессов. В ¹⁵⁵ исследовалась реакция дуги на скачок тока при $di/dt \approx 2 \cdot 10^{10}$ А/с с использованием высокоскоростной регистрации тока разряда, переходного напряжения и зондовой диагностики потенциала плазмы. В момент скачка тока на электродах наблюдался переходной всплеск напряжения, длительность которого t_n увеличивалась прямо пропорционально длине промежутка d ($V_n \approx d/t_n \approx 2 \cdot 10^6$ см/с). При $d = 0,5-4$ мм ток дуги возрастал безынерционно (рис. 22, а). При $d = 4-8$ мм ток «отставал» от фронта прикладываемого импульса напряжения (рис. 22, б), а характер и время его роста до уровня i_2 напоминали коммутационную характеристику вакуумной искры. В таких случаях амплитуда переходного напряжения достигала 2-10 кВ. Однако потенциал плазмы в радиусе $\leq 0,5$ мм от места поджига всегда оставался менее 100 В.

Полученные в ¹⁵⁵ результаты показывают, что ЭЦ могут обеспечивать большие скорости нарастания тока без существенного увеличения катодного падения напряжения, а инерционность образования новых ЭЦ не превышает 10^{-9} с. Кроме того, из ¹⁵⁵ следует определяющая роль процессов в столбе плазмы в переходной стадии разряда. Действительно, ток i_1 в сечении плазменного столба S определяется выражением $i_1 = en_1 V_d S$. Новому уровню тока $i_2 \gg i_1$ должно соответствовать новое значение концентрации плазмы $n_2 \gg n_1$, которое установится через время t_n . Но при $d \leq 4$ мм новое значение тока устанавливается практически безынерционно, что можно объяснить только увеличением скорости дрейфа электронов V_d .

В динамике переходный процесс протекает следующим образом. В момент скачка тока некоторое увеличение прикатодного падения напряжения (на десятки вольт) вызывает интенсификацию эмиссионных процессов в существующих ЭЦ и взрывообразное появление новых. Этот процесс сопровождается генерацией более плотной плазмы, соответствующей новому уровню тока. Между новой, более плотной, плазмой и исходной возникает двойной электрический слой, который движется со скоростью катодной плазмы $V_{\text{кф}} \approx 2 \cdot 10^6$ см/с. Зондовые измерения подтверждают картину движения слоя. При $d \geq 4$ мм концентрация исходной плазмы вблизи анода настолько мала, что между вновь образуемой плазмой и анодом за время $\leq 5 \cdot 10^{-8}$ с возникает вакуумный зазор вследствие быстрого роста толщины двойного слоя.

Анализ данных ¹⁵⁵ позволяет сделать ряд выводов.

а) Нижнюю границу $(di/dt)_{\text{кр}}$, при которой процесс заполнения промежутка плазмой еще успевает «следить» за скоростью нарастания тока и переходное напряжение несущественно отличается от прикатодного падения, можно оценить из выражения

$$\left(\frac{di}{dt} \right)_{\text{кр}} \approx \frac{i_{\text{пор}}}{t_{\text{п}}} \approx \frac{i_{\text{пор}} V_{\text{п}}}{d}, \quad (6.2)$$

где $i_{\text{пор}}$ — пороговый ток дуги. Применительно к ¹⁵⁴ ($d = 5$ мм, $V_{\text{п}} \approx 1,2 \cdot 10^6$ см/с) $(di/dt)_{\text{кр}} \approx 6 \cdot 10^6$ А/с.

б) Нижнюю границу $(di/dt)_{\text{кр}}$, при которой уже можно заметить инерционность эмиссии катодного пятна, можно оценить так:

$$\left(\frac{di}{dt} \right)_{\text{кр}} \approx j \frac{dS_{\text{кф}}}{dt} = j \cdot 4\pi V_{\text{кф}}^2 t. \quad (6.3)$$

При плотности тока взрывной эмиссии $j = 5 \cdot 10^8$ А/см² и характерном времени $t = 10^{-8}$ с крутизна тока $(di/dt)_{\text{кр}} \approx 10^{14}$ А/с.

в) Длительность всплесков напряжения дуги при токах, близких к пороговым, определяется динамикой изменения проводимости плазменного столба. Факт корреляции всплесков напряжения и движения плазменных струй от катода в дуговом разряде был установлен в ¹⁴⁷.

В заключение отметим, что к настоящему времени сложился ряд разноречивых представлений о роли взрывоэмиссионных процессов в катодных пятнах вакуумных дуг. Так, Миттерауэр ¹⁴⁴ считает, что ВЭЭ полностью определяет сущность процессов в катодном пятне. Согласно ⁹⁴, ВЭЭ является обязательным иницирующим актом при функционировании катодного пятна, но роль взрывных процессов возрастает при переходе к тугоплавким металлам, а также по мере увеличения тока дуги. Эккер ¹³⁷ указывал, что процессы в катодном пятне могут являться суперпозицией ВЭЭ и обычной термоавтоэлектронной эмиссии, сопровождающейся квазистационарным испарением атомов металла, причем соотношение между взрывными и невзрывными процессами зависит от конкретных условий эксперимента. Вполне возможно, что функционирование нестационарных катодных пятен с плотностью тока $j \geq 10^8$ А/см² приводит со временем к существенному разогреву участка поверхности катода и переходу к квазистационарному пятну с плотностью тока $\approx 5 \cdot 10^5$ А/см² и температурой пятна $\approx 4 \cdot 10^3$ К ¹³⁸. Ответить однозначно на этот вопрос должны дальнейшие исследования.

7. РАЗРЯД В ВАКУУМЕ ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

Электрический разряд по поверхности диэлектрика в вакууме интересен не только в физическом плане, но имеет также большое прикладное значение.

Наличие диэлектрика в вакуумном промежутке существенно влияет на процесс разряда. Особенно важную роль играют процессы в контакте катод — диэлектрик ¹⁵⁶. При наложении электрического поля в этом контакте появляется свечение и начинается электронная эмиссия. Напряжение, при котором появляются свечение и эмиссия электронов, снижается с ростом диэлектрической проницаемости диэлектрика и напряженности поля на катоде и зависит от конфигурации катода и диэлектрика в катодном контакте ¹⁵⁷. При исследовании импульсного разряда установлено влияние угла наклона поверхности изолятора к нормали катода ¹⁵⁸ на электрическую прочность. При угле $\varphi = 45^\circ$ напряжение перекрытия оказывается наибольшим.

Электронно-оптическое исследование развития импульсного разряда по поверхности керамики, находящейся в равномерном электрическом поле, показало ¹⁵⁹, что через несколько наносекунд после приложения напряжения у катодной кромки появляется свечение, которое распространяется к аноду. При поле $E = (1-2) \cdot 10^5$ В/см скорость распространения свечения по диэлектрику составляет $(1-6) \cdot 10^7$ см/с. По мере продвижения свечения ток между катодом и анодом возрастает (иногда до десятка ампер). Установлено, что этот ток носит чисто электронный характер ^{159, 160}. Когда свечение достигает анода, ток разряда резко возрастает (за время $\approx 10^{-9}$ с) до величины, ограниченной сопротивлением разрядного контура; одновременно резко увеличивается яркость свечения как в области контакта, так и в области разрядного канала на диэлектрике ^{159, 160}.

Механизм разряда по поверхности диэлектрика в вакууме изучен еще недостаточно. Отметим только некоторые важные, по нашему мнению, процессы.

а) Основополагающую роль играет АЭЭ катода в месте контакта катод — диэлектрик. В этом контакте всегда имеются микроразоры шириной δ , а на катоде — микровыступы с коэффициентом усиления поля β . Если $\varepsilon\delta \ll d$, то поле на микровыступах в катодном контакте составит

$$E_k \approx \varepsilon\beta E_0, \quad (7.1)$$

где $E_0 = U/d$ — среднее поле на диэлектрике. Следовательно, при больших значениях ε следует ожидать значительно большего усиления поля на катоде, чем в случае без диэлектрика. Это обуславливает снижение пробивного напряжения с ростом диэлектрической проницаемости изолятора.

б) Важное влияние на процесс разряда оказывает вторичная электронная эмиссия из диэлектрика ¹⁵⁶⁻¹⁵⁹. Часть электронов из катодного контакта попадает на диэлектрик и выбивает вторичные электроны. Если коэффициент вторичной эмиссии $\gamma_e > 1$, то поверхность диэлектрика окажется заряженной положительно. Это создаст условия притяжения дополнительных электронов из катодного контакта и приведет к дальнейшему росту положительного заряда. Однако рост поверхностного заряда не может быть безграничным, так как последующие электроны будут притягиваться к диэлектрику быстрее, чем они смогут набрать необходимую энергию, обеспечивающую большой коэффициент γ_e . В этом случае значение γ_e будет снижаться, рост заряда прекратится, и установится динамическое равновесие. Электроны будут перемещаться скачками по диэлектрику, при этом их энергия будет определяться не приложенным напряжением, а длиной одного звена цепочки. Например, при напряжении между электродами 10 кВ максимальная энергия электронов не превышает 50 эВ ¹⁶¹. Электронно-оптическое исследование импульсного разряда показало ¹⁶², что электрическое поле вблизи катода усиливается,

а вблизи анода ослабляется. Процесс зарядки поверхности диэлектрика распространяется от катода к аноду со скоростью $\approx 10^9$ см/с.

в) Значительное влияние на развитие разряда оказывает газ, адсорбированный на поверхности диэлектрика. Идея о роли адсорбированного газа, впервые высказанная в ¹⁵⁹, быстро получила признание ^{163, 165, 166}. Зная предзарядный ток i , скорость распространения свечения V и его геометрический размер L , можно определить соотношение между числом электронов и числом адсорбированных молекул, поступающих в зону разряда ¹⁵⁹. Скорость поступления электронов в зону разряда $dN_e/dt = ie$, а молекул — $dN/dt = N_0 V L m$, где N_0 — число молекул на 1 см² монослоя, m — число монослоев. Например, за несколько наносекунд до касания свечения анода $i \approx 1$ А, поэтому $dN_e/dt \approx 10^{19}$ эл/с. Для N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O и других молекул с учетом шероховатости поверхности $N_0 \approx 10^{15} - 10^{17}$ см⁻² ¹⁶⁷. При $V = 3 \cdot 10^7$ см/с, $L = 0,1$ см, $m = 1$, $dN/dt = 10^{12} - 10^{23}$ мол/с. Следовательно, даже при мономолекулярном слое на каждый электрон приходится $10^2 - 10^4$ молекул газа.

Эти молекулы отрываются от поверхности диэлектрика в предразрядной фазе в основном за счет электронной десорбции. Коэффициент десорбции в этом случае велик ($\approx 10^2$ мол/эл ¹⁶⁵). Оценим по порядку величины плотность газа на поверхности диэлектрика в процессе электронной десорбции $n \approx \gamma i e V_0 V t L$, где V_0 — скорость движения десорбированных молекул, t — время. Если $V_0 \approx 10^5$ см/с, $t \approx 10^{-9}$ с, то в условиях эксперимента ¹⁵⁹ $n \approx 10^{18}$ мол/см³, что соответствует давлению газа порядка $\approx 10^4$ Па в толщине газового слоя $\approx 10^{-4}$ см. В этом газовом слое может развиваться разряд. Таким образом, даже монослой газа может обеспечить условия для развития разряда по диэлектрику. Такое количество газа удерживается на поверхности любого диэлектрика независимо от вакуумных условий. Видимо, по этой причине в ряде экспериментов не было обнаружено связи между характеристиками поверхностного пробоя с одной стороны и давлением остаточного газа и свойствами диэлектрика с другой ¹.

г) На заключительных этапах разряда важную роль играет ВЭЭ. При весьма больших электрических полях на катоде (например, если катод имеет форму острия) она может возникать непосредственно за время $\sim 10^{-9}$ с после приложения напряжения ¹⁶⁸, как это имеет место в обычном импульсном вакуумном разряде. В процессе формирования разряда ВЭЭ возникает за счет усиления электрического поля в катодной области, с одной стороны, из-за положительной зарядки диэлектрика, а с другой — вследствие дрейфа положительных ионов к катоду. Именно этим можно объяснить появление электронного тока до десятков ампер еще до полного пробоя промежутка ¹⁶⁰. В завершающей фазе разряда ВЭЭ обуславливает формирование катодного пятна вакуумной дуги.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре мы уделили основное внимание роли эмиссионных явлений при электрическом разряде в вакууме. Показано, что автоэлектронная и возбуждаемая ею взрывная электронная эмиссия играют фундаментальную роль в инициировании и последующем развитии вакуумного разряда вплоть до дуговой фазы. Базируясь на ряде экспериментальных и теоретических данных, полученных в основном в последние годы, приводятся доказательства того, что в условиях реальных экспериментов различные дополнительные процессы (например, нагрев и испарение анода, десорбция и адсорбция газов и паров, миграция и диффузия атомов, ионная бомбардировка, удары микрочастиц и т. д.) приводят

в конечном счете к усилению электрического поля на катоде, интенсификации автоэлектронной эмиссии и тем самым способствуют возбуждению взрывной эмиссии и переходу к пробоем при электрических полях, меньших, чем в случае, когда эти процессы отсутствуют.

Необходимо, однако, отметить, что исследования эмиссионных процессов и их роли в вакуумном разряде еще далеко не закончены. Огромное разнообразие экспериментальных условий значительно затрудняет выделение наиболее общих и принципиальных сторон явления. Здесь первостепенное значение приобретают исследования с использованием новейших методов анализа поверхности и нестационарных процессов на электродах и в промежутке. В конечном счете исследования такого рода позволяют детально проследить за тем, каким образом различные, зачастую взаимосвязанные процессы, приводят к усилению электрического поля на катоде и переходу к взрывной эмиссии.

Представляет также несомненный интерес дальнейшее изучение нестационарных процессов на катоде при дуговом разряде, поскольку оно позволит более определенно установить роль автоэлектронной и взрывной электронной эмиссии при функционировании катодных пятен вакуумной дуги.

Очень много неясного до сих пор таит в себе и само явление взрывной электронной эмиссии. Поскольку остается неизвестным состояние вещества катода в области фазового перехода металл — плазма, высказываются лишь качественные представления о механизме прохождения электронов через фазовый переход. Здесь следует указать и на объективные трудности изучения этого явления. Во-первых, протяженности областей, процессы в которых исследуются, чрезвычайно малы, а напряженность электрического поля, температура и концентрация частиц и соответствующие градиенты чрезвычайно велики. Во-вторых, здесь мы встречаемся с ситуацией, когда четыре состояния вещества сосредоточены в области размером в единицы микрон и одновременно имеют место интенсивные эмиссионные и эрозионные процессы. В-третьих, рассматриваемые процессы сугубо нестационарны и имеют временной масштаб цикла порядка 10^{-9} — 10^{-8} с. На наш взгляд, успех в дальнейшем познании взрывной эмиссии может быть достигнут на пути как теоретического анализа явления с учетом достижений в области исследований состояния вещества при высоких плотностях энергии, так и экспериментального изучения характеристик единичного взрывоэмиссионного цикла.

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР, Томск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. — М.: Атомиздат, 1972.
2. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. — М.: Физматгиз, 1958.
3. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. — УФН, 1975, т. 115, с. 101.
4. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. — М.: Сов. радио, 1974.
5. Месяц Г. А. — ПМТФ, 1980, № 5, с. 138.
6. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. — М.: Наука, 1970.
7. Короп Е. Д., Мейерович Б. Э., Сидельников Ю. В., Сухо-руков С. Г. — УФН, 1979, т. 129, с. 87.
8. Ионас Дж. — УФН, 1981, т. 133, с. 159.
9. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. — ЖТФ, 1967, т. 37, с. 2206.

10. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н.— ЖТФ, 1967, т. 37, с. 1870.
11. Mesyats G. A., Litvinov E. A., Proskourovsky D. I.— In: Proceedings of the 4th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum *)— Waterloo, Ontario, 1970.— P. 82.
12. Mesyats G. A.— In: Proceedings of the 10th International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Invited papers **)— Oxford, 1971.— P. 333.
13. Mesyats G. A.— In: Proc. VI ISDEIV. Inv. Pap.— Swansea, 1974.— P. 21.
14. Месяц Г. А., Фурсей Г. Н.— В кн. Ненакаливаемые катоды.— М.: Советское радио, 1974.— С. 268.
15. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 7.
16. Little R. P., Whitney W. T.— J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 2430.
17. Alpert D. et al.— J. Vacuum Sci. and Technol., 1964, v. 1, p. 35.
18. Brodie J.— J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 2324.
19. Chatterton P. A.— Proc. Phys. Soc., 1966, v. 88, p. 231.
20. Charbonnier F. M., Bennette C. J., Swanson L. W.— J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 627.
21. Utsumi T.— Ibid., p. 2989.
22. Boyle W. S., Kisliuk K. P., Germer L. H.— Ibid., 1955, v. 26, p. 730.
23. Сливков И. Н.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 328.
24. Ahern A. I.— Phys. Rev., 1936, v. 50, с. 238.
25. Duke W. P., Trolan J. K.— Ibid., 1953, v. 89, p. 799.
26. Duke W. P. et al.— Ibid., 1953, v. 91, p. 1043, 1054.
27. Davies D. K., Biondi M. A.— J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 3089.
28. Chatterton P. A., Menon M. M., Srivastava K. D.— Ibid., 1972, v. 43, p. 4536.
29. Murphy E. L., Good R. H.— Phys. Rev., 1956, v. 102, p. 1461.
30. Vibrans G.— J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 2855.
31. Горьков В. А., Елинсон М. И., Яковлева Г. Д.— Радиотехн. и электрон., 1962, т. 7, с. 1501.
32. Williams D. W., Williams W. T.— J. Phys. Ser. D, 1972, v. 5, p. 280.
33. Levine P. H.— J. Appl. Phys., 1962, v. 33, p. 582.
34. Christov S. G.— Phys. Stat. Sol., 1966, v. 17, Nr. 1.
35. Wysocki J. K., Vodenicharov S. M.— Ibid. Ser. A, 1978, 50, Nr. 2.
36. Литвинов Е. А., Дергалев В. П.— В сб. Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума по ненакаливаемым катодам.— Томск, 1980.— С. 162.
37. Литвинов Е. А., Шубин А. Ф.— Изв. вузов. Сер. «Физика» 1974, № 11, с. 91.
38. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Шубин А. Ф.— Ibid., 1970, № 4, с. 147.
39. Литвинов Е. А., Шубин А. Ф.— Ibid., 1974, № 1, с. 152.
40. Карцев Г. К., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Ротштейн В. П., Фурсей Г. Н.— ДАН СССР, 1970, т. 192, с. 309.
41. Mitterauer J., Till P., Fraunschiel E.— Institut für Industrielle Elektronik. Technische Hochschule Wien. Report IE-75-01.— Wien, 1975.— S. 67.
42. Невровский В. А., Раховский В. И.— ЖТФ, 1980, т. 50, с. 2127.
43. Павлов В. Г., Рабинович А. А., Шредник В. Н.— Ibid., 1975, т. 45, с. 2126.
44. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах.— М.: Мир, 1971.
45. Литвинов Е. А., Старобинец А. А.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 887.
46. Литвинов Е. А., Старобинец А. А.— В кн. Труды I Всесоюзного совещания по автоионной микроскопии.— Харьков, 1976.— С. 86.
47. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости.— М.: Мир, 1972.
48. Алексеевский Н. Е.— ДАН СССР, 1978, т. 242, с. 816.
49. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Старобинец А. А.— ЖТФ, 1980, т. 50, с. 404; ДАН СССР, 1979, т. 249, с. 252.
50. Bergeret H., Nguyen Tuong Viet, Septier A.,— In: Proc. VI ISDEIV.— Swansea, 1974.— P. 112.
51. Барьяхтар В. Г., Клепиков В. Ф., Семиноженко В. А.— ФТТ, 1973, т. 15, с. 1213.
52. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф., Шкуратов С. И.— ДАН СССР, 1982, т. 262, с. 598.

*) В дальнейшем Proc. ISDEIV.

**) В дальнейшем Proc. ICPIG.

49. Тагазова Л. В., Khudiakova L. N.— In: Proc. III ISDEIV.— Paris, 1968.— P. 82.
50. Месяц Г. А. и др.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1969, № 5, с. 153.
51. Баженов Г. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Шубин А. Ф., Янкеlevич Е. Б.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 1255, 1262.
52. Фурсей Г. Н., Жуков В. М.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 310, 319, 1910.
53. Litvinov E. A., Mesyats G. A., Proskourovsky D. I., Yankelevitch E. B.— In: Proc. VII ISDEIV.— Novosibirsk, 1976.— P. 55.
54. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Янкеlevич Е. Б.— ЖТФ, 1978, т. 48, с. 541.
55. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Янкеlevич Е. Б., Трегубов В. Ф.— ДАН СССР, 1976, т. 227, с. 1335.
Mesyats G. A., Proskourovsky D. I., Yankelevitch E. B.— In: Proc. VII ISDEIV.— Novosibirsk, 1976.— P. 230.
56. Hantzsch E., Jüttner B., Puchkarev V. F., Rohrbeck W., Wolff H.— J. Phys. Ser. D, 1976, v. 9, p. 1771.
57. Jüttner B.— Beitr. Plasma Phys., 1979, Bd 19, S. 25.
58. Ковал В. А., Proskourovsky D. I., Yankelevitch E. B.— In: Proc. VIII ISDEIV.— Albuquerque, 1975.— P. B5-1.
59. Daalder J. B.— J. Phys. Ser. D., 1976, v. 9, p. 2379.
60. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Физматгиз, 1954.
61. Utsumi T., English J. H.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 126.
62. Коваль Б. А., Проскуровский Д. И., Трегубов В. Ф., Янкеlevич Е. Б.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 603.
63. Hantzsch E.— Beitr. Plasma Phys., 1977, Bd 17, S. 65.
64. Бакшт Р. Б., Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Стасьев В. П.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 1145.
65. Бакшт Р. Б., Кудинов А. П., Литвинов Е. А.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 146.
66. Ратахин Н. А. Автореферат кандидатской диссертации.— Томск, 1980.
67. Плютто А. А.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1589.
68. Плютто А. А., Рыжков В. Н., Капин А. Т.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 494.
69. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А.— ЖТФ, 1980, т. 50, с. 78.
70. Литвинов Е. А.— В кн. Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов.— Новосибирск, Наука, 1974.— С. 23.
71. Голант А. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы.— М.: Атомиздат, 1977.
72. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
73. Варьвающиеся проволоки/Пер. с англ. под ред. А. А. Рухадзе.— М.: ИЛ, 1963.
74. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника.— М.: Наука, 1966.
75. Flinn R. T. G.— Proc. Phys. Soc., 1956, v. 69, p. 748.
76. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1968, № 1, с. 81.
77. Короп Е. Д., Плютто А. А.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 2534, т. 41, с. 1055.
78. Литвинов Е. А., Месяц Г. А.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1972, № 8, с. 158.
79. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. Н.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 647, 1968, т. 54, с. 891.
80. Баженов Г. П., Ладыженский О. Б., Литвинов Е. А., Чесноков С. М.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 2086.
81. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов.— М.: Атомиздат, 1977.
82. Plütto A. A., Suladze K. V., Kogor E. D., Ryshkov V. N.— In: Proc. V ISDEIV.— Poznan, 1972.— P. 145.
83. Баженов Г. П., Ладыженский О. Б., Чесноков С. М., Шпак В. Г.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 117.
84. Проскуровский Д. И., Пучкарёв В. Ф.— Ibid., с. 2611.
85. Царёв Б. М. Контактная разность потенциалов.— М.: Гостехиздат, 1955.
86. Masklown S. S.— Phys. Rev., 1929, v. 34, p. 611.
87. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. А. Таблицы термодинамических функций вещества при высокой концентрации энергии: Препринт ИПМ АН СССР.— Москва, 1975.

88. Алексеев В. А., Андреев А. А., Прохоренко В. Я.— УФН, 1972, т. 106, с. 393.
89. Лифшиц И. М., Мейерович Б. Э.— ДАН СССР, 1979, т. 249, с. 847.
90. Баженов Г. П., Бакшт Р. Б., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Пучкарёв В. Ф.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 184.
91. Mesuats G. A., Proskourovsky D. I., Puchkarev V. F.— In: Proc. VIII ISDEIV.— Albuquerque, 1978.— P. C4.1-8; Проскуровский Д. И., Пучкарёв В. Ф.— ЖТФ, 1980, т. 50, с. 2120.
92. Беломятцев С. Я., Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А.— В кн. Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков.— Новосибирск, Наука, 1976.— С. 76.
93. Пучкарёв В. Ф. Автореферат кандидатской диссертации.— Томск, 1980.
94. Nantzsch E.— In: Proc. XIII ICPIG: Inv. Rep.— Berlin, 1977.— P. 27.
95. Воробьёв Г. А., Мухачев В. А. Пробой тонких диэлектрических плёнок.— М.: Советское радио, 1977.
96. Месяц Г. А., Бугаев С. П., Проскуровский Д. И. и др.— РИЭ, 1967, т. 14, с. 2222; ДАН СССР, 1969, т. 186, с. 1067.
97. Кассиров Г. М., Месяц Г. А.— ЖТФ, 1964, т. 34, с. 1476.
98. Кассиров Г. М., Ковальчук Б. М.— Ibid., с. 484.
99. Юрике Я. Я.— Автореферат кандидатской диссертации.— Томск, 1974; Изв. вузов сер. «Физика», 1974, № 11, с. 140.
100. Бугаев С. П., Кошелев В. И., Тимофеев М. Н.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1974, № 2, с. 57; 1975, № 2, с. 35.
101. Бакшт Р. Б., Кокшенёв В. А., Манылов В. И.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 1678.
102. Бакшт Р. Б., Ратахин Н. А., Тимофеев М. И.— Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 922.
103. Месяц Г. А., Эшкенази В. И.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1968, № 2, с. 123.
104. Тарасова Л. В., Разин А. А.— ЖТФ, 1959, т. 29, с. 967.
105. Проскуровский Д. И., Юрике Я. Я.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1971, № 9, с. 93.
106. Бакшт Р. Б. и др.— Ibid., 1973, № 2, с. 140.
107. Олендзская Н. Ф., Сальман М. А.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 333.
108. Шубин А. Ф., Юрике Я. Я.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1975, № 6, с. 134.
109. Chalmers I. D., Phukan B. D.— J. Phys. Ser. D, 1979, v. 12, p. 1285.
110. Parker R. K., Anderson R. E., Duncan C. V.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, p. 2463.
111. Maitland A., Hawley R.— Vacuum, 1968, v. 18, p. 403.
112. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы.— М.: Наука, 1970.
113. Бакшт Р. Б., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Ротштейн В. П., Шубин А. Ф.— В кн. Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков.— Новосибирск: Наука, 1976.— С. 141.
114. Chiles I. A.— J. Appl. Phys., 1937, v. 8, p. 622.
115. Зеленский К. Ф., Печерский О. П., Цукерман В. А.— ЖТФ, 1968, т. 38, с. 1581.
116. Месяц Г. А.— Ibid., 1974, т. 44, с. 1521.
117. Юрике Я. Я., Пучкарёв В. Ф., Проскуровский Д. И.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1973, № 3, с. 12.
118. Urike Ya. Ya.— In: Proc. V ISDEIV.— Poznan, 1972.— P. 111.
119. Davies D. K., Biondi M. A.— In: Proc. VI ISDEIV.— Swansea, 1974.— P. 45.
120. Davies D. K., Biondi M. A.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 4229.
121. Krajec P., Ruby L.— J. Vacuum Sci. and Technol., 1967, v. 4, p. 94.
122. Brodie J.— Ibid., 1966, v. 3, p. 222.
123. Bloomer R. N., Cox B. M.— Vacuum, 1968, v. 18, p. 379.
124. Martin E. E., Trolan J. K., Dyke W. P.— J. Appl. Phys., 1960, v. 31, p. 50.
125. Фурсей Г. Н., Карцев Г. К.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 310.
126. Jüttner B., Rohrbeck W., Wolff H.— In: Proc. V ISDEIV.— Poznan, 1972.— P. 65.
127. Wolff H., Jüttner B., Rohrbeck W.— Ibid.— P. 165.
128. Железников Ф. Г.— ЖТФ, 1978, т. 48, с. 1224.
129. Hawley R., Walley C. H.— Nature, 1961, v. 190, p. 252.
130. Little R. P., Smith S. T.— In: Proc. II ISDEIV.— Boston, 1966.— P. 41.
131. Розанова Н. Б.— Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1962, т. 26, с. 1438.

131. Chakrabarti A. K., Chatterton P. A. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 5320.
132. Chatterton P. A., Menon M. M. — Ibid., 1972, v. 43, p. 4536.
133. Розанова Н. Б., Грановский В. Л. — ЖТФ, 1956, т. 26, с. 489.
134. Пошихонов П. В., Погорельский М. М. — Ibid., 1969, т. 39, с. 1080.
135. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968.
136. Любимов Г. А., Раховский В. И. — УФН, 1978, т. 125, с. 665.
137. Эккер Г. — В кн. Экспериментальные исследования плазмотронов. — Новосибирск: Наука, 1977. — С. 155.
138. Немчинский В. А. — ЖТФ, 1979, т. 49, с. 1373.
139. Бек-Булатов И. Х., Борухов М. Ю., Нагайбеков Р. Б. — ЖТФ, 1973, т. 43, с. 2211.
140. Hantzsch E. — Phys. Lett. Ser. A, 1974, v. 50, p. 119.
141. Rich J. A. — J. Appl. Phys., 1961, v. 32, p. 1023.
142. Ильин В. Е., Лебедев С. В. — ЖТФ, 1962, т. 32, с. 986.
143. Некрашевич И. Г., Бакуто И. А. — ИФЖ, 1959, т. 11, с. 59.
144. Mitterauer J. — Acta Phys. Austr., 1973, Bd 37, S. 175.
145. Раховский В. И. Автореферат докторской диссертации. — М.: 1973; in: Proc. VII ISDEIV. — Novosibirsk, 1976. — P. 38.
146. Баженов Г. П., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. — В сб. Математические и теоретические проблемы в контактной технике. — Алма-Ата, 1970.
147. Daalder J. E. Thesis. — Eindhoven University of Technology, 1978.
148. Litvinov E. A., Mesyats G. A., Starobinets A. A. — In: Proc. VIII ISDEIV. — Albuquerque, 1978. — P. D3-1.
149. Kimblin C. W. — J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 3074.
150. Achtert J., Altrichter B., Jüttner B. et al. — Beitr. Plasma Phys., 1977, Bd 17, S. 419.
151. From K. D. — Proc. Phys. Soc., 1948, v. 60, p. 424.
152. Cummins D. B. — IEEE Trans. Comm. and Electr., 1963, v. 68, p. 514.
153. Арш А. М., Андронов В. П., Хромой Ю. Д. — Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 86.
154. Paulus I., Holmes R., Edels H. — J. Phys. Ser. D, 1972, v. 5, p. 119.
155. Проскуровский Д. И., Пучкарёв В. Ф. — ЖТФ, 1981, № 11, с. 2277.
156. Kofoed M. J. — Trans. AIEE, prt. III, 1960, v. 79, p. 991; Electr. Eng., 1961, v. 80, p. 182.
157. Gleichauf P. H. — J. Appl. Phys., 1951, v. 22, p. 766.
158. Watson A. — Ibid., 1967, v. 38, p. 2019.
159. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А. — ЖТФ, 1967, т. 37, с. 1855.
160. Бугаев С. П., Месяц Г. А. — ЖТФ, 1967, т. 37, с. 1861.
161. Boersch H., Hamisch H., Ehrlich W. — Zs. angew. Phys., 1963, Bd. 15, S. 518.
162. Thompson I. E., Lin I., Mikkelsen K., Kristiansen M. — In: Proc. II IEEE Intern. Pulse Power conference—Lubbock, Texas, 1979. — p. 106.
163. Tourreil C., Srivastava K. — In: Proc. V ISDEIV. — Poznan, 1972. — P. 295.
164. Gross J., Srivastava K. — Ibid. — P. 307.
165. Авдиенко А. А., Малев М. Д. — ЖТФ, 1977, т. 47, с. 1703.
166. Anderson R. A., Brainard J. P. — In: Proc. VIII ISDEIV. — Albuquerque, 1978. — P. D4-1.
167. Дашман С. Научные основы вакуумной техники. — М.: Мир, 1964.
168. Бугаев С. П., Месяц Г. А. — ДАН СССР, 1971, т. 196, с. 324.