

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Эктон — лавина электронов из металла

Г.А. Месяц

Показано, что при микроскопических взрывах на поверхности катода возникает эмиссия электронов в виде отдельных порций или лавин электронов, названных нами эктонами. Возникновение электронов в эктоне обусловлено перегревом металла при микровзрыве за счет большой плотности энергии (10^4 Дж г⁻¹), а прекращение — охлаждением зоны эмиссии. Эктоны имеют место в электрических разрядах в вакууме и в катодном пятне вакуумных дуг, в объемных газовых разрядах, в псевдоискровых и коронных разрядах и т.д.

PACS numbers: 79.90.+b

Содержание

1. Введение (601).
 2. Электрический взрыв металла и эктоны (602).
2.1. Электрический взрыв проводников. 2.2. Микровзрывы на катоде и модель эктона.
 3. Состояние поверхности электродов (605).
3.1. Микрогеометрия электродов. 3.2. Газ, адсорбированный на поверхности электродов. 3.3. Диэлектрические пленки и вкрапления на поверхности металла.
 4. Возбуждение эктонов (607).
4.1. Взрыв микровыступов. 4.2. Влияние диэлектрика. 4.3. Роль плазмы. 4.4. Роль адсорбированного газа. 4.5. Возбуждение эктона лазерным излучением. 4.6. Другие методы инициирования эктонов.
 5. Математическое моделирование эктонов (613).
5.1. Эрозионно-эмиссионная модель. 5.2. Магнитогидродинамический расчет взрыва острия. 5.3. Двухжидкостная гидродинамическая модель.
 6. Роль эктонов в электрических разрядах (617).
6.1. Разряд в вакууме. 6.2. Разряд в газе. 6.3. Процессы в контактах. 6.4. Разряд в жидких и твердых диэлектриках. 6.5. Аномальные ионы и электроны.
 7. Заключение (625).
- Список литературы (625).

1. Введение

Обычно эмиссия электронов из металла происходит тогда, когда электрону сообщена дополнительная энергия от внешнего источника или созданы условия для его туннелирования. В настоящем обзоре дано описание явления возникновения кратковременных лавин или

пакетов электронов, причем условия для своей эмиссии эти электроны обеспечивают сами. Это происходит за счет микровзрывов на поверхности катода из-за высокой удельной энергии и сильного перегрева металла. Такие лавины заряженных частиц мы назвали эктонами [1]. Это слово происходит от начальных букв английского выражения "explosive centre". Открытие эктонов обязано изучению взрывной электронной эмиссии [4].

Взрывной электронной эмиссией (ВЭЭ) называют испускание электронного тока из поверхности проводника, являющегося катодом, вследствие взрыва микроскопического объема на его поверхности. Взрыв микрообъема металла и возбуждение ВЭЭ может происходить по различным причинам: при ударе о катод кусочка вещества, ускоренного до большой скорости, воздействию на катод мощного импульса лазерного излучения или пучка заряженных или нейтральных частиц, например ионов, и т.д.

Однако наиболее распространенный способ возбуждения ВЭЭ — быстрый нагрев микроучастков катода электрическим током большой плотности. Простейшим примером такого тока является ток автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) с катодных микровыступов, плотность которого при достаточно высоких электрических полях может достигать 10^9 А см⁻² и более. Долгое время считалось, что ВЭЭ инициируется только током АЭЭ. Сейчас ясно, что возбуждение ВЭЭ может происходить также за счет других процессов.

Целенаправленная работа по установлению механизма этого явления началась автором и его сотрудниками в 60-х годах. Исследования увенчались успехом в 1966 г. [2], когда наблюдениями процессов между катодом и анодом в вакууме при средней напряженности импульсного электрического поля 10^6 В см⁻¹ и временном разрешении до 10^{-10} с было установлено, что в результате взрыва микроострий на катоде под действием тока АЭЭ появляется ток электронов, который на порядок превосходит начальный ток.

В [3] сделаны следующие выводы: "Поверхность катода не идеальна, а обладает шероховатостью,

Г.А. Месяц. Институт электрофизики РАН,
620219 Екатеринбург, ул. Первомайская 91
Тел. (3432) 44-02-23. Факс (3432) 44-41-33
E-mail: romanov@mik.e-burg.su

Статья поступила 7 февраля 1995 г.

выступы на катоде являются источниками АЭЭ из-за локального усиления поля на них; ... появление на катоде отдельных ярких пятен можно связать со взрывом выступов; ... свечение на аноде связано с процессами под воздействием электронного пучка, который вытягивается из плазмы, образуемой из паров катодного материала". Таким образом, в работе [3] был очерчен круг явлений, которые сейчас называются взрывной электронной эмиссией. В более поздних работах концепция ВЭЭ была сформулирована в том виде, в котором она сейчас существует.

Эктон сопровождается появлением ряда очень сложных явлений (плазма, плавление микроучастков катода, разбрызгивание металлических капель и т.д.). Эти процессы характеризуются большой концентрацией плазмы (до 10^{20} см $^{-3}$) в катодной части зоны эмиссии, сильной ее неоднородностью в малых объемах (10^{-12} см $^{-3}$), малым временем протекания процессов (10^{-10} – 10^{-8} с), большой плотностью тока на катоде (10^8 А см $^{-2}$) и т.д.

Эмиссия электронов в эктоне длится обычно в течение 10^{-9} – 10^{-8} с, а затем прекращается сама по себе, так как взрывной центр самоохлаждается из-за теплопроводности, уменьшения плотности тока, выброса нагретого металла. Для возбуждения эктона нужна удельная энергия в микрообъеме катода больше, чем энергия сублимации (более 10^4 Дж г $^{-1}$) при общей энергии 10^{-8} Дж. Эктон внешне имеет много общего с электронной лавиной в газе. В том и другом случаях за короткое время возникает большое число электронов. Только в случае эктона эти электроны эмиттируются с катода, а в случае электронной лавины в газе они образуются за счет ионизованного размножения. В том и другом случае через короткое время (10^{-9} – 10^{-8} с) наступает эффект самоторможения роста электронов: в случае эктона — за счет охлаждения зоны эмиссии, а в случае лавины в газе — за счет роста поля положительного объемного заряда ионов, которое сильно уменьшает коэффициент ударной ионизации.

Взрывная эмиссия электронов и эктоны играют фундаментальную роль в вакуумных искрах и дугах, в разрядах низкого давления, в сжатых и высокопрочных газах, в микропромежутках и т.д., т.е. там, где имеет место высокое электрическое поле на поверхности катода.

Открытие и обстоятельное исследование ВЭЭ и эктонов, а также успехи в разработке техники мощных наносекундных импульсов позволили создать импульсные ускорители электронов с мощностью до 10^{13} Вт и более при длительности импульсов 10^{-10} – 10^{-6} с, токе электронов 1 – 10^6 А и энергии электронов 10^4 – 10^7 эВ.

Такие пучки широко используются для исследований в физике плазмы, радиационной физике и химии, в технологии, для накачки газовых лазеров, генерации мощных СВЧ и рентгеновских импульсов и т.д. Эктоны лежат в основе таких процессов, как электроискровая обработка металлов, электроискровое легирование, процессы на контактах в коммутирующей аппаратуре и т.д.

Какие существуют факты, доказывающие существование эктона? Эти факты получены в результате исследования ВЭЭ вакуумного разряда и вакуумной дуги (см. раздел 6.1.3).

Первым важнейшим доказательством существования эктонов являются кратеры на поверхности катода [9] (рис. 1). Образование кратера происходит с некоторой

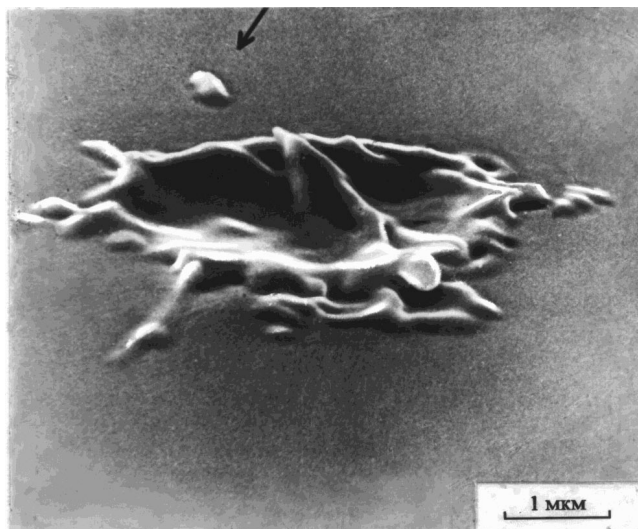


Рис. 1. Кратер на молибденовом катоде, сформированный в течение 10 нс в результате функционирования эктонов

скоростью (между скоростями теплопроводности и звука) $v_{cr} \approx 10^4$ – 10^5 см с $^{-1}$. Зная радиус кратера r_{cr} , можно оценить время жизни эктона $t_e \sim r_{cr}/v_{cr}$. Обычно $r_{cr} \sim 10^{-4}$ см, поэтому $t_e \sim 10^{-9}$ – 10^{-8} с.

Второй аргумент в пользу существования эктонов — структура тока вакуумного разряда во времени. Если иметь, например, острый катод и плоский анод, то рост тока в вакуумном разряде будет достаточно плавным. Однако если на поверхности анода напротив острия проделать узкое отверстие, то ток за этим отверстием будет кратковременно увеличиваться в 2–3 раза по сравнению со средним. Длительность образующихся пучков будет порядка 10^{-9} – 10^{-8} с [4]. Это может говорить о том, что на катоде идут процессы появления и исчезновения электронов.

Третий важный аргумент в пользу эктонов — независимость многих удельных параметров от тока разряда. Например, скорость разлета плазмы не зависит от тока до тех пор, пока не начнется пинч-эффект [4–6]. Сила на единицу тока, действующая на катод при вакуумной дуге, не зависит от тока [6]. Число капель на единицу заряда, испускаемых катодом при вакуумной дуге, также не зависит от тока [7].

Наконец, известно, что при сравнительно малых токах существует предел массы на единицу заряда, уносимой с катода в вакуумной дуге, который зависит только от материала катода и не зависит от тока, причем этот унос происходит в виде положительных ионов, движущихся против электрического поля с катода на анод [8]. В предложенной нами модели эктонов все эти факты находят объяснение.

2. Электрический взрыв металла и эктоны

2.1. Электрический взрыв проводников

Когда мы говорим об эктонах, мы предполагаем, что с металлом в микрообъеме вещества происходит примерно то же, что и при электрическом взрыве проводников (ЭВП) [10]. С точки зрения физики ЭВП, для нас наибольший интерес представляет быстрый нагрев проводников (со скоростью более чем 10^{12} К с $^{-1}$). Это

позволяет исследовать физические свойства металлов и их фазовые превращения при быстром переходе через все состояния вещества: от твердого до плазменного. Такие исследования важны для изучения свойств металла в окрестности критической точки свойств неидеальной плазмы, а также высокотемпературного фазового перехода металл–неметалл [11].

Процесс ЭВП можно разделить на две стадии. Начальная стадия включает нагрев металла в твердом состоянии, плавление, нагрев жидкого металла до начала парообразования. В этой стадии изменение плотности металла невелико. Затем идет стадия собственно взрыва, сопровождаемая резким возрастанием сопротивления проводника (в 10^2 и более раз). Это обусловлено расширением и, следовательно, уменьшением плотности проводника.

Изменение плотности металла сильно влияет на электронные спектры металла и механизм его электропроводности. Например, удельное сопротивление возрастает более чем в 10 раз, при уменьшении плотности меди в 2 раза [10]. При удельной энергии $w \sim 10^4$ Дж г⁻¹, вложенной в медный проводник, удельное сопротивление κ возрастает в 10^3 раз по сравнению с нормальным состоянием [10].

В начальной стадии ЭВП физическое состояние металла можно охарактеризовать только одной термодинамической переменной: температурой или удельной энергией. Так, для удельного сопротивления до плавления проводника справедлива формула [10]

$$\kappa = \kappa_1(1 + \beta_s w), \quad (2.1)$$

где κ_1 — начальное удельное сопротивление, w — удельная энергия, β_s — энергетический коэффициент сопротивления в твердом состоянии. Например, $\beta_s = 5,3 \cdot 10^{-3}$ г Дж⁻¹ для Al, $\beta_s = 6,8 \cdot 10^{-3}$ г Дж⁻¹ для Cu.

При нагреве металла в жидком состоянии до начала резкого роста сопротивления зависимость $\kappa(w)$ аппроксимируется другой формулой [10]:

$$\kappa = \kappa_{11}[1 + \beta_1(w - w_{01})], \quad (2.2)$$

где κ_{11} — начальное удельное сопротивление жидкого металла, β_1 — коэффициент, w_{01} — удельная энергия в точке плавления.

Стадия собственно взрыва наиболее трудна для изучения. На этой стадии развивается ряд явлений, усложняющих физическую картину ЭВП. К таким явлениям можно отнести неустойчивости, шунтирующие разряды, стратообразования и т.д. Одна из особенностей этой стадии состоит в том, что омическое сопротивление не определяется однозначно плотностью энергии, а зависит от плотности мощности [12].

Кроме экспериментальных исследований, существуют еще три подхода к изучению ЭВП: численное моделирование, упрощенные расчеты с использованием моделей, методы подобия. При расчете ЭВП методом подобия важную роль играет удельный интеграл действия (удельное действие)

$$\bar{h} = \int_0^{t_d} j^2 dt,$$

где j — плотность тока, t_d — время задержки взрыва.

Для многих металлов удельное действие \bar{h} остается постоянным при изменении плотности тока в 10 и более раз. Этот факт объясняется довольно просто. Если диаметр круглого проводника d много меньше его длины l ($d \ll l$), то удельная энергия, выделяемая в результате ЭВП, определится из соотношения

$$\int_0^{t_d} j^2 \kappa(w) dt = w\rho, \quad (2.3)$$

где ρ — плотность металла. Учитывая (2.1) и (2.2), уравнение (2.3) можно записать в виде

$$\int_0^{t_d} j^2 dt = \int_{w_0}^{w_{ex}} \frac{\rho}{w \kappa(w)} dw, \quad (2.4)$$

где w_0 — начальная плотность энергии, w_{ex} — плотность энергии, соответствующая взрыву.

Интеграл в правой части (2.4) является удельным действием. В табл. 1 приведены экспериментальные данные для удельного действия \bar{h} различных проводников при начальной комнатной температуре и наибольшей плотности тока 10^7 А см⁻² [13]. Слабая зависимость \bar{h} от t и j при $j \leq 10^7$ А см⁻² показана также в ряде других работ. Обзор некоторых из них дан в [17]. Увеличение плотности тока до 10^8 А см⁻² и более приводит к некоторому увеличению удельного действия. Например, для меди при $j \geq 10^8$ А см⁻² удельное действие $\bar{h} \approx 4 \cdot 10^9$ А² с см⁻⁴ [13].

Таблица 1

Металл	Al	Ag	Au	Cu	Ni	Fe	W
$\bar{h}, 10^9 \text{ А}^2 \text{ с см}^{-4}$	0,9	1	1	2	0,8	0,6	0,8

Иногда для грубых оценок удельного действия пользуются классическим подходом, полагая, что взрыв происходит при достижении некоторой критической температуры T_{ex} . Если принять, что

$$\bar{h} = \rho \int_{T_0}^{T_{ex}} \frac{c}{\kappa} dT,$$

удельное сопротивление $\kappa = \kappa_0 T$ и теплоемкость c не зависят от температуры, то получаем

$$\int_0^{t_d} j^2 dt = \frac{\rho c}{\kappa_0} \ln \frac{T_{ex}}{T_0} = \bar{h}, \quad (2.5)$$

где T_0 — начальная температура, ρ — плотность проводника.

Необходимо обратить внимание на то, что удельное действие \bar{h} зависит от начальной температуры проводника T_0 . Данные табл. 1 приведены для комнатной температуры. Ранее [14] было показано, что при уменьшении температуры T_0 до 4 К удельное действие \bar{h} для таких металлов, как W, Mo, Nb, увеличивается в 2–2,5 раза. Увеличение температуры T_0 , наоборот, снижает удельное действие \bar{h} .

2.2. Микровзрывы на катоде и модель эктона

Пусть на кончике конического катода каким-то образом возбуждается микровзрыв за счет джоулева разогрева током $i(t)$. В сферической системе координат уравнение теплового баланса на катоде можно записать в виде

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \lambda \left(\frac{2}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{d^2T}{dr^2} \right) + \frac{i^2(t) \kappa(T)}{\Omega^2 r^2}, \quad (2.6)$$

где $\Omega = 4\pi \sin^2(\theta/4)$ — телесный угол, θ — угол конуса, r — радиус в сферической системе координат, λ — теплопроводность. Остальные параметры упоминались выше.

Для плоского катода $\theta = \pi$, поэтому $\Omega = 2\pi$. При изучении эктонов нас будут интересовать малые времена: $t \leq 10^{-8}$ с. Поэтому на начальном этапе теплопроводностью можно пренебречь. Полагая ρ и c независимыми от температуры, а $\kappa = \kappa_0 T$, получаем

$$T = T_0 \exp \left[\kappa_0 \int_0^{t_d} i^2(t) dt \left(16\pi^2 \rho c r^4 \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1} \right]. \quad (2.7)$$

Из (2.7) можно найти радиус r_{ex} , при котором температура будет выше формальной критической, соответствующей взрыву:

$$r_{\text{ex}} = \left[\kappa_0 \int_0^{t_d} i^2 dt \left(16\pi^2 \rho c \sin^4 \frac{\theta}{4} \ln \frac{T_{\text{ex}}}{T_0} \right)^{-1} \right]^{1/4}. \quad (2.8)$$

Предполагается, что весь металл, находящийся внутри этого радиуса, будет взорван.

Первое допущение при построении простейшей модели эктона состоит в том, чтобы в формуле (2.8) использовать соотношение (2.5), а в качестве удельного действия принимать экспериментально измеренное значение \bar{h} . В этом случае формулу (2.8) можно записать в виде [1]

$$r_{\text{ex}} = \left[\int_0^{t_d} i^2 dt \left(16\pi^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1} \right]^{1/4}. \quad (2.9)$$

Как мы уже говорили, время функционирования эктона ограничено из-за быстрого охлаждения взрывного центра за счет теплопроводности, выброса нагретых атомов и ионов металла, а также уменьшения плотности тока из-за увеличения эмиссионного радиуса.

Второе допущение состоит в том, что мы считаем охлаждение зоны эктона обусловленным только теплопроводностью и увеличением радиуса зоны взрыва. Функционирование эктона прекращается, если радиус r_{ex} равен расстоянию r_λ , на которое распространяется теплота, за счет теплопроводности. В этом случае

$$r_{\text{ex}} = r_\lambda = 2(at)^{1/2}, \quad (2.10)$$

где $a = \lambda/\rho c$ — теплопроводность, t — время.

Обозначим радиус, при котором это условие выполняется, через r_e . Тогда из (2.9) и (2.10) при $i = \text{const}$ следует

$$r_e = i \left(8\pi(a\bar{h})^{1/2} \sin^2 \frac{\theta}{4} \right)^{-1}, \quad (2.11)$$

а время функционирования эктона

$$t_e = i^2 \left(256\pi^2 a^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1}. \quad (2.12)$$

Масса металла, уносимая при микровзрыве, составит $m_e = (4\pi/3)r_e^3 \rho \sin^2(\theta/4)$. Подставляя r_e из (2.11), получаем

$$m_e = \rho i^3 \left(384\pi^2 (a\bar{h})^{3/2} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1}. \quad (2.13)$$

Заряд электронов, уносимых эктоном, составит $q_e = it_e$. Это соответствует с учетом (2.12) числу электронов в эктоне

$$n_e = i^3 \left(256\pi^2 a^2 e \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1}, \quad (2.14)$$

где e — заряд электрона. Уносимая с катода масса на единицу заряда $\gamma_m = m_e/q_e$, или

$$\gamma_m = \frac{2}{3} \rho \left(\frac{a}{\bar{h}} \right)^{1/2}. \quad (2.15)$$

Следовательно, удельный унос массы по этой модели зависит только от свойств материала катода. Для проведения оценок в табл. 2 [15] приведены значения температуропроводности a и удельной массы ρ разных металлов.

Таблица 2

Металл	Cu	Ag	Au	Al	Mo	W	Fe	Ni
$a, \text{см}^2 \text{с}^{-1}$	1,6	1,2	1,4	1,0	1,5	1,6	1,5	2,0
$\rho, \text{г см}^3$	8,9	10,5	19,3	2,7	10,2	19,3	7,9	8,9

Теперь несколько слов о плотности тока при функционировании эктона. Начальная плотность тока при автоэлектронном иницировании определится из соотношения для удельного действия:

$$j = \left(\frac{\bar{h}}{t_d} \right)^{1/2},$$

где t_d — время задержки взрыва. Так как удельное действие $\bar{h} \sim 10^9 \text{А}^2 \text{с см}^{-4}$, то при $t_d \sim 10^{-9}$ с плотность тока будет порядка 10^9А см^{-2} . Плотность тока в конце функционирования эктона составит

$$j_e \approx 16\pi a \bar{h} i^{-1} \sin^2 \frac{\theta}{4}. \quad (2.16)$$

После взрыва происходит разлет плазмы. В [4] нами предложена модель адиабатического разлета плазмы. Пусть в некоторый объем катодного вещества вводится удельная энергия w_0 , которая в процессе разлета переходит в кинетическую энергию частиц плазмы.

Если радиус плазмы становится намного больше характерного размера начального объема, то из условия сохранения полной энергии в объеме частиц следует, что скорость движения передних слоев плазмы v_p связана с

удельной энергии w_0 соотношением

$$v_p \approx \left(\frac{4\gamma}{\gamma - 1} w_0 \right)^{1/2}, \quad (2.17)$$

где γ — показатель адиабаты. При разлете плазмы $\gamma = 1,24$ [16].

Скорость разлета плазмы для таких металлов, как W, Mo, Cu, Al, Ni, Pb и других, составляет $(1-2) \cdot 10^6$ см s^{-1} . Поэтому удельная энергия перед микровзрывом $w_0 = (2-8) \cdot 10^4$ Дж $г^{-1}$. В плазме, образующейся при микровзрывах, в зависимости от типа металла имеются одно-, двух- и даже трехзарядные ионы. Эти ионы имеют довольно большую энергию. Например, однозарядные ионы меди, имеющие скорость $1,5 \cdot 10^6$ см s^{-1} , ускоряются до 70 эВ.

Рассмотрим причину обрыва тока в эктоне. Этот вопрос прямо связан с механизмом эмиссии электронов из металла. По-видимому, это термоэлектронная эмиссия, усиленная эффектом Шоттки за счет электрического поля на границе плазма–металл.

В рамках классической тепловой модели в течение времени порядка 10^{-9} с можно допустить, что рост температуры значительно выше температуры кипения. Если считать, что в этих условиях можно пользоваться формулой Ричардсона–Шоттки, то

$$j = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi - \alpha E^{1/2}}{kT}\right), \quad (2.18)$$

где $A = 120,4$, $\alpha = 3,79 \cdot 10^{-4}$, ϕ — работа выхода (для меди $\phi = 4,4$ эВ), k — постоянная Больцмана, E — электрическое поле на эмиттирующей поверхности (В $см^{-1}$), T — температура катода (К), j — плотность электронного тока (А $см^{-2}$).

Моделирование процессов в эктоне показало, что поле E не превышает 10^5 В $см^{-1}$. Согласно оценкам для меди при энергокладе, эквивалентном 10^4 К, плотность тока будет порядка 10^8 А $см^{-2}$, при $7 \cdot 10^3$ К — только $5 \cdot 10^6$ А $см^{-2}$, т.е. охлаждение зоны эктона на 30 % приводит к уменьшению плотности тока в 20 раз.

Итак, качественно картина обрыва тока в эктоне выглядит следующим образом. Вначале при иницировании эктона плотность тока составляет около 10^9 А $см^{-2}$. Происходит быстрый разогрев микрообъема и его разрыв, приводящий к возникновению эффективной термоэлектронной эмиссии.

По мере развития взрыва происходит увеличение зоны эмиссии, теплоотвод, унос теплоты за счет испарения и выброса нагретого жидкого металла. Все это снижает температуру зоны функционирования эктона и плотность тока термоэлектронной эмиссии. Уменьшение же плотности эмиссионного тока приводит к еще более быстрому охлаждению зоны эмиссии из-за снижения джоулева разогрева.

3. Состояние поверхности электродов

3.1. Микрогеометрия электродов

Нельзя создать абсолютно гладкую и чистую поверхность катода. Важную роль при возбуждении эктона играют три типа несовершенств: микровыступы на поверхности, газ, адсорбированный на ней, а также

диэлектрические пленки и вкрапления. Рассмотрим их подробнее.

Поверхность катода имеет микронеровности, обусловленные различными причинами. Так, при механической обработке разрушаются зерна кристаллической структуры металла и образуется аморфный слой. Обычно такой электрод подвергается электрической полировке. После этого верхний аморфный слой снимается и обнажается кристаллическая структура металла. При этом происходит преимущественное растворение выступающих частей. Тем не менее электрическая полировка не гарантирует полного отсутствия выступов с радиусом кончика в доли микрометра. Их наличие было доказано прямыми наблюдениями в электронном микроскопе [17].

Значительные изменения микрорельефа поверхности металла происходят при его нагреве. При этом уменьшается поверхностная энергия металла за счет выхода граней кристаллов с меньшим поверхностным натяжением. Появлению микронеровностей на электродах способствуют также испарение и конденсация, рекристаллизация, фазовые превращения и т.д., которые можно обнаружить еще до достижения температуры плавления металла.

Быстрое охлаждение предварительно нагретых образцов металла приводит к возникновению на поверхности выступов в виде сложных игольчатых узоров [19]. Длительное воздействие напряжения существенно искажает микрорельеф поверхности. Могут происходить такие процессы, как поверхностная диффузия, перестройка в электрическом поле, испарение, десорбция полей, миграция загрязнений и т.д. [20–22].

Особенно большие неоднородности на поверхности металлов возникают при появлении нитевидных кристаллов [23, 24], у которых отношение высоты к радиусу может превышать 10^3 . Такие кристаллы образуются на поверхности электродов при конденсации на них перенасыщенных паров (рис. 2). Микрорельеф катода в вакууме существенно изменяется при электрических разрядах. Разрядный ток за счет тепловых процессов приводит к эрозии электродов, которая сопровождается образованием кратеров, микровыступов и выбросом микрокапель металла на поверхность.

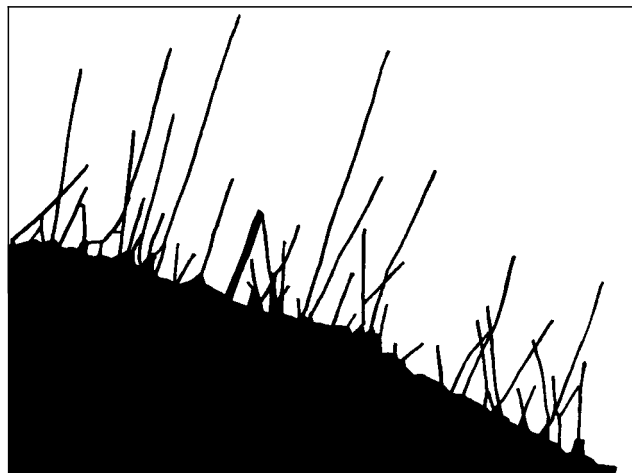


Рис. 2. Нитевидные кристаллы на поверхности катода из золота [24]

Для количественной характеристики поверхности катода вводят понятие коэффициента усиления электрического поля, который обозначают как β_E . Это есть отношение истинного значения электрического поля на вершине выступа к его среднему макроскопическому значению. Если значения $\beta_E \gg 1$, то можно использовать соотношение $\beta_E \approx h/r$ [22, 25].

Одним из методов определения коэффициента усиления β_E является измерение зависимости автоэлектронного тока в вакууме от напряженности электрического поля. Ток с острия описывается уравнением Фаулера–Нордгейма:

$$i = A \frac{\beta_E^2 E^2 S_{\text{em}}}{\varphi} \exp\left(-B \frac{\varphi^{3/2}}{\beta_E E}\right), \quad (3.1)$$

где E — среднее электрическое поле, S_{em} — эмиттирующая площадь, φ — работа выхода, A и B — постоянные из формулы Фаулера–Нордгейма. Из (3.1) следует, что график $\log(i/E^2) = f(1/E)$ должен быть прямой линией. В таком случае по известной работе выхода φ из наклона прямой можно оценить β_E , а по отрезку, отсекаемому прямой на оси ординат, — площадь эмиссии S_{em} .

Особый интерес представляют исследования, позволяющие оценить параметры выступов непосредственно. В [17, 18] производился поиск эмиссионных центров с помощью люминесцентного анода, светившегося в местах попадания электронов. В подавляющем большинстве случаев в центрах эмиссии обнаружены микровыступы. Затем с применением теневого электронного микроскопа рассматривались профили этих выступов. Коэффициент усиления поля, по оценкам авторов [17, 18], достигает 100 и более. Подобные выступы имелись на электродах из Cu, Ni, W, Al, Ta и нержавеющей стали.

В [26–28] центры эмиссии определяли методом зондирующего анодного отверстия и затем обследовали их рентгеновским микроанализатором [28], а также регистрировали энергетический спектр эмиттируемых электродов [26]. Центры, обнаруженные на границах зерен кристаллической решетки, имели спектр электронов с максимумом, смещенным в сторону низких энергий, что характерно для полупроводниковых эмиттеров.

Рентгеноструктурный анализ показал на границе зерна субмикроскопическую область, содержащую линии примесей Al и Fe, входящих в состав металла катода в виде окислов. После электронной бомбардировки линии примесей исчезали, что приводило также к исчезновению эмиссионного центра.

Из приведенного анализа следует, что коэффициент усиления β_E может изменяться в широких пределах (от 10 до 10^3). Многие исследователи, однако, считают, что значения порядка 10^3 слишком велики, но острия с такими β_E наблюдаются. Поэтому требуются дополнительные исследования, чтобы объяснить это противоречие. Можно указать на некоторые источники неверной оценки β_E .

Во-первых, это — влияние размерных эффектов. Известно, что при комнатной температуре длина свободного пробега электронов в металле составляет примерно $5 \cdot 10^{-6}$ см, а с ростом температуры падает обратно пропорционально ей. Отсюда следует, что на процесс

выделения и рассеяния энергии в эмиттере могут оказывать влияние размерные эффекты.

Во-вторых, не исключено, что уравнение Фаулера–Нордгейма само нуждается в принципиальном уточнении, когда его применяют для очень тонких микроострий. Оно выведено для бесконечной плоскости, в то время как микроострия представляют собой крайне неоднородные конфигурации с радиусом вершины порядка десятков-сотен размеров атомов.

В-третьих, на значение параметра β_E оказывают влияние газ, адсорбированный на поверхности катода [4, 17], и диэлектрические пленки.

3.2. Газ, адсорбированный на поверхности электродов

Поверхностной адсорбцией называют явление поглощения газа или паров жидкости поверхностью твердого тела [29]. С химической точки зрения адсорбент имеет на своей поверхности атомы, обладающие ненасыщенной валентностью. Это значит, что на поверхности твердого тела находятся участки, на которых обеспечивается химическая связь с адсорбированными частицами. При адсорбции происходит уменьшение поверхностной энергии.

С ростом числа адсорбированных частиц уменьшается концентрация свободных химических связей. Число частиц, достаточных для насыщения всех поверхностных связей, образует монослой. Обычно это достигается тогда, когда один адсорбированный атом приходится примерно на четыре атома поверхности [30], что соответствует плотности адсорбированных атомов порядка 10^{14} см $^{-2}$.

Связь адсорбированных частиц в монослой обусловлена химическими силами. Поэтому такой вид адсорбции называют химической адсорбцией или хемосорбцией. Здесь адсорбируемая молекула отдает или получает от поверхности электрон и может расщепляться на атомы и радикалы, которые связываются с поверхностью по отдельности. Это характерно для молекул кислорода, азота, водорода и других.

Возможно также образование новых связей между радикалами в адсорбированном слое. При химической адсорбции энергия связи достаточно высока и достигает нескольких электрон-вольт на одну частицу.

Адсорбцию нужно рассматривать как динамический процесс, при протекании которого в равновесных условиях число молекул, уходящих с поверхности в единицу времени за счет теплового движения, равно числу вновь адсорбированных частиц. В равновесных условиях на единицу поверхности, окружающей газ, в единицу времени падает $nv/4$ молекул, где n — концентрация газа, v — средняя скорость молекул.

При комнатной температуре и давлении 1 мм рт. ст. значения $n \approx 3,7 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $v \approx 4,5 \cdot 10^4$ см с $^{-1}$. Если принять вероятность прилипания к поверхности равной 0,5, то скорость адсорбции частиц составит $2,5 \cdot 10^{20}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Таким образом, монослой при давлении 1 мм рт. ст. образуется приблизительно за 10^{-6} с. Из сказанного следует, что поверхность, находящаяся в газе, практически всегда покрыта хотя бы одним слоем атомов или молекул.

Твердое тело, на поверхности которого имеется монослой адсорбированных атомов, уже не имеет свободных валентностей. Поэтому образование новых слоев может происходить лишь за счет поляризационных сил

Ван-дер-Ваальса. В таком случае говорят о физической адсорбции, так как обмен между валентными электронами атомов газа и металла не происходит.

Энергия связи при физической адсорбции существенно ниже, чем при химической, и составляет доли электрон-вольта на один атом. Один и тот же газ по-разному вступает в реакцию химической адсорбции с различными металлами. Наиболее активен в этом отношении кислород, адсорбируемый практически на всех металлах.

При адсорбции атомов на поверхности металла изменяется работа выхода электронов из металла. Электроотрицательные атомы, адсорбируясь, захватывают свободный электрон. В результате напряженности поля двойного электрического слоя вблизи металла увеличивается, что препятствует выходу электронов и приводит к увеличению работы выхода. Наличие на поверхности электроположительных атомов, напротив, приводит к снижению работы выхода материала катода.

3.3. Диэлектрические пленки и вкрапления на поверхности металла

В атмосфере газов, способных окислять электроды, поверхность катода оказывается покрытой слоем окислов. Помимо этого, на катоде могут быть загрязнения и диэлектрические вкрапления, остающиеся после полировки, а также диэлектрические вкрапления в самом материале катода, обнажающиеся после снятия поверхностного слоя электрохимической полировкой или ионным травлением [27].

Трудность прямого контроля за подобными загрязнениями катодной поверхности в газовом разряде очевидна. Поэтому в литературе встречается даже термин "неконтролируемые диэлектрические вкрапления на поверхности катода". Тем не менее эти вкрапления имеют большое значение в различных типах разрядов. Общеизвестно явление возникновения токов автоэмиссии при оседании ионов на диэлектрическую пленку (эффект Молтера).

При достаточно высоких электрических полях, обусловленных электрическим зарядом ионов, внутри пленки диэлектрика возможен пробой. Если пленка диэлектрика присутствует на поверхности катода, то при высоком удельном сопротивлении пленки ее внешняя поверхность заряжается потоком положительных ионов на катод. При достижении пробивного поля происходит пробой и локальная эрозия катода в месте пробоя.

Большая часть результатов, из которых можно проследить количественные закономерности, получена на специально приготовленных диэлектрических пленках [31–33]. Вначале на подложку напыляется металлический слой, а затем различными методами (термическое окисление, химическое осаждение из газовой фазы, диффузия) наносится слой диэлектрика (Al_2O_3 , SiO_2 , Si_3O_4 и т.д.). Верхний электрод также часто является напыленным. Структура типа металл–диэлектрик–металл (МДМ) применяется в тонкопленочных конденсаторах, в ненакапливаемых катодах, в устройствах микроэлектроники.

Технология изготовления МДМ-структур направлена на то, чтобы обеспечить максимальную электрическую прочность диэлектрической пленки. Поэтому особое внимание обращается на режимы напыления, в которых подложка обладает минимальной геометрической неоднородностью, а материал диэлектрика не имеет

сквозных и замкнутых пор. Тем не менее такой идеальной картины получить не удается.

Пленки SiO_2 и SiO_4 , приготовленные методом термического окисления, при типичной толщине 0,5 мкм имеют плотность пор на единице поверхности 0,3–0,4 mm^{-2} . В связи с этим и пробивные напряженности тонких пленок имеют значительный разброс. Пробивная напряженность $E_b = U_b/d$, где d — толщина пленки, есть некоторое среднее значение напряженности поля, характеризующее не только ионизационные процессы в диэлектрике, но и состояние электродов.

Реализующиеся пробивные напряженности $E_b > 10^6$ $V\,cm^{-1}$ позволяют предсказать, что в механизм пробоя должен входить процесс автоэмиссии электронов с микровыступов катода внутрь диэлектрика. В ряде моделей [34] в качестве критерия пробоя выбирается достижение некоторой критической плотности автоэлектронного тока, при которой происходит разогрев поверхности микровыступа и прилегающих к нему областей диэлектрика.

В результате испарения металла и диэлектрика, а также развития ионизационных процессов происходит нарастание тока и эрозия электродов. По существу рассматриваемый процесс представляет собой акт возбуждения эктона на поверхности металла.

4. Возбуждение эктонов

4.1. Взрыв микровыступов

Как следует из результатов исследования взрыва цилиндрических проводников, время задержки взрыва составляет 10^{-9} с при плотности тока 10^9 $A\,cm^{-2}$. Есть много способов получить такие высокие плотности тока. Наиболее простой из них — это АЭЭ из острий с малым радиусом закругления (микровыступы).

Долгое время считалось, что АЭЭ и различные ее модификации — единственная причина, ответственная за возникновение ВЭЭ. Однако это далеко не так. Концентрирование энергии в микрообъемах проводящих сред и возбуждение эктонов могут быть обусловлены также наличием диэлектрической среды в катодной области, взаимодействием плазмы с поверхностью катода и плазмы одновременно с диэлектриком и металлом, десорбцией газа с катода, воздействием лазерного излучения на катод, ударом ускоренной микрочастицы вещества о катод и т.д.

Плотность тока АЭЭ определяется из формулы Фаулера–Нордгейма (Ф–Н):

$$j = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{t^2(y)\varphi^2} \exp\left[-6,85 \cdot 10^7 \frac{\varphi^{3/2}}{E} \theta(y)\right], \quad (4.1)$$

где φ — работа выхода из металла (эВ), j — плотность тока ($A\,cm^{-2}$), E — напряженность электрического поля ($V\,cm^{-1}$), $t(y)$ и $\theta(y)$ — функции величины

$$y = 3,62 \cdot 10^{-4} E^{1/2} \varphi^{-1}. \quad (4.2)$$

Для практических расчетов можно принять $t(y) \approx 1$, $\theta(y) = 0,95 - 1,03y^2$.

Формально из формулы (4.1) следует возможность получения плотности электронного тока до 10^{10} $A\,cm^{-2}$ и более. Однако уже при плотности тока порядка

10^8 А см^{-2} в зависимости $j(E)$ имеет место отклонение от теории Ф–Н, которое выражается в более слабом росте эмиссионного тока (рис. 3) [41].

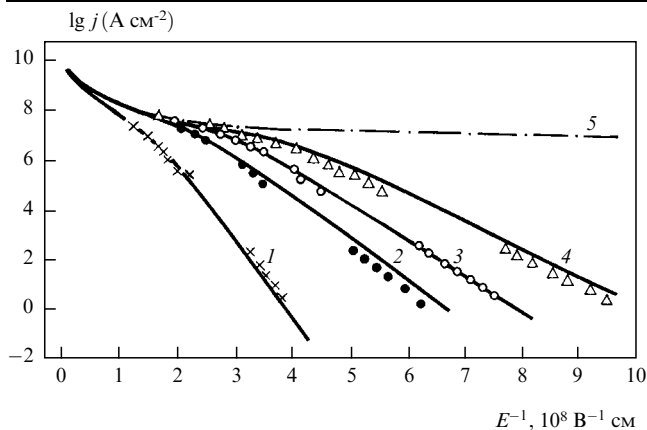


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных с теорией АЭЭ, учитывающей пространственный заряд, для различных значений работы выхода металла ϕ (эВ): (1) 4,50, (2) 3,19, (3) 2,80, (4) 2,44, (5) кривая Чайльда–Ленгмюра

Оказалось, что данный эффект присутствует во всех исследованных металлах: W, Mo, Ta, Re и т.д. Это отклонение тем больше, чем больше плотность тока и меньше работа выхода. Такой эффект обусловлен двумя причинами: влиянием пространственного заряда эмиттированных электронов и увеличивающимся с ростом электрического поля вкладом приповерхностной области потенциала из-за квантовомеханических эффектов. При больших электрических полях и плотностях тока влияние объемного заряда на характер зависимости $j(E)$ преобладает.

В условиях, когда начинает сказываться влияние пространственного заряда, зависимость $j(E)$ определяется законом Чайльда–Ленгмюра, который имеет вид [35, 36]

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} E^{3/2} v_{em} r_{em}^{-1/2} \quad (4.3)$$

где v_{em} — коэффициент, определяемый формой и размером эмиттера и имеющий величину порядка единицы; r_{em} — радиус эмиттирующей поверхности; ε_0 — диэлектрическая постоянная.

Зависимость (4.3) представлена кривой 5 на рис. 3. Исследования многих авторов показали, что при импульсном напряжении с длительностью импульсов $10^{-9} - 10^{-6}$ с можно получить на вольфрамовом эмиттере плотности тока до 10^9 А см^{-2} [35, 37]. При больших плотностях тока происходит взрыв микроэмиттеров.

Предельная плотность тока АЭЭ зависит также от геометрии эмиттируемого острия. Для вольфрамовых острий в виде конуса при длительности импульса порядка 1 мкс и радиусе эмиттера 0,15–0,3 мкм предельная плотность тока равна 0,4; 0,6; 0,7 и $1,0 \cdot 10^8 \text{ А см}^{-2}$ при угле раствора конуса 3° , 5° , 6° и 16° соответственно.

Высокая плотность тока при больших углах конуса объясняется лучшими условиями отвода теплоты от вершины эмиттера. Как показано в разделе 3, на любой формально гладкой поверхности имеются микровыступы. Поэтому возбуждение эктонов происходит

не только за счет взрыва специально приготовленных микроострий, но и за счет взрыва микроучастков плоской поверхности током АЭЭ.

Если катодом является жидкий металл, то под действием электростатических сил происходит нарушение структуры поверхности. Тонкс [38] рассмотрел баланс сил поверхностного натяжения, тяжести и электростатических. Условие неустойчивости горизонтальной поверхности жидкого металла имеет вид

$$\varepsilon_0 \frac{E^2}{2} > \frac{\alpha}{r} + \rho g r, \quad (4.4)$$

где ρ — плотность вещества, α — коэффициент поверхностного натяжения, g — ускорение свободного падения, r — радиус жидкой поверхности.

Наименьшее значение поля E , приводящее к разрушению жидкой поверхности, соответствует оптимальному значению $r = r_0$, при котором члены неравенства (4.4) равны между собой. Так, для ртути напряженность поля, определяющая разрушение поверхности, $E = 53 \text{ кВ см}^{-1}$, а $r_0 = 0,37 \text{ см}$ [39].

При выполнении неравенства (4.4) на поверхности жидкого металла начинает расти горб. Напряженность электрического поля на его поверхности повышается, что приводит к более сильному вытягиванию жидкости в этом месте. Первоначально горб имеет примерно форму шарового сегмента (рис. 4), а затем преобразуется в заостряющийся конус, высота которого порядка

$$h \approx \frac{\alpha}{\varepsilon_0 E^2}. \quad (4.5)$$

Радиус вершины при этом уменьшается. Такой выступ может взорваться под действием тока АЭЭ или же оторваться и улететь на противоположный электрод.

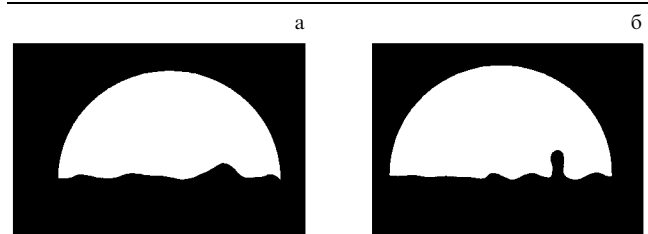


Рис. 4. Рост микровыступа на поверхности ртути при различных электрических полях между электродами. Поле для случая (а) меньше, чем для случая (б) [39]

Способность жидкого металла в электрическом поле концентрировать энергию в микрообъеме катода дает основания по-другому относиться к расплаву катодной области металла. Расплав может создаваться потоком ионов, плазмы, лазерного излучения и т.п. О том, что в результате расплава металла в электрическом поле возможно образование микровыступов, говорят эксперименты [40].

Плоская медная пластинка, находящаяся в электрическом поле 100 кВ см^{-1} , облучалась потоком плазмы. При внезапном прекращении бомбардировки поверхность затвердела так быстро, что образовавшийся микро-рельеф сохранялся. На поверхности пластины было обнаружено много пикообразных выступов. Как будет показано ниже, такой выступ, находясь в плазме, может

привести к усилению плотности тока в месте контакта выступа с остальным металлом, что будет способствовать взрыву выступа.

Многочисленные экспериментальные данные, приведенные в [4], показывают, что при взрыве острий справедливы два критерия: для стационарного режима

$$j = \text{const}_1, \quad (4.6)$$

для нестационарного режима

$$\int_0^{t_d} j^2 dt = \text{const}_2, \quad (4.7)$$

где j — плотность тока на контакте острия, t_d — время взрыва, константы характеризуют материал катода и форму микроострия.

Одна из основных задач теоретического описания инициирования эктона током АЭЭ — объяснение зависимости (4.6) и (4.7). Оказывается, что простейшее объяснение возможно в рамках джоулевой модели нагрева острия.

Нагрев цилиндрического катодного острия протекающим по нему током АЭЭ в стационарном состоянии приводит к предельной плотности тока

$$j = \frac{1}{h} \left(\frac{\lambda}{\kappa_0} \right)^{1/2}, \quad (4.8)$$

где h — высота выступа, λ — теплопроводность. Так, в случае выступа высотой $h = 1$ мкм для меди, вольфрама и никеля плотность тока j равна $2 \cdot 10^8$, $0,5 \cdot 10^8$ и $0,25 \cdot 10^8$ А см⁻² соответственно.

При коротких импульсах предельная плотность тока АЭЭ превышает таковую в стационарном случае. Если длительность импульса много меньше, чем время перехода в стационарное состояние, то имеет место соотношение

$$t_p \ll \frac{h^2 \rho c}{\lambda}, \quad (4.9)$$

где t_p — длительность импульса. Например, если для вольфрама $h = 0,6$ мкм, то соотношение (4.9) выполняется уже при $t_p = 10$ нс.

Если соблюдается условие (4.9), а начальная плотность тока j неизменна во времени, то температура цилиндрического эмиттера растет экспоненциально со временем по закону

$$T = T_0 \exp \frac{j^2 \kappa_0 t}{\rho c}. \quad (4.10)$$

Если условно принять, что взрыв острия наступает при достижении некоторой критической температуры T_{ex} , то время задержки взрыва определится из соотношения (2.6), что аналогично соотношению (4.7).

Итак, простая джоулева модель нагрева острий дает правильное объяснение основных экспериментальных критериев (4.6) и (4.7). Однако большим числом исследователей установлено, что в балансе энергии на кончике эмиттера важную роль играет эффект Ноттингама [41].

При большой напряженности электрического поля на катоде потенциальный барьер на границе металл–вакуум становится узким и вероятность туннелирования сквозь

него электронов отлична от нуля. Поскольку при низких температурах электроны проводимости металла катода занимают в основном энергетические уровни, лежащие ниже уровня Ферми, то с них и происходит основная эмиссия в вакуум. Вблизи поверхности эмиссии накапливаются горячие электроны, поэтому температура электронного газа повышается, т.е. эффект Ноттингама будет греющим.

По мере повышения температуры эмиттера все больше электронов будет иметь энергию выше энергии Ферми и выделение ее прекратится. Температура, при которой это происходит, называется температурой инверсии и обозначается T_i . Затем этот эффект становится охлаждающим.

Интересно заметить, что учет эффекта Ноттингама качественно не изменяет соотношений (4.6) и (4.7). Несколько изменятся только константы в этих соотношениях. Поэтому мы не будем рассматривать теорию инициирования эктонов током АЭЭ с учетом этого эффекта. Таковую информацию можно найти в [35, 42].

4.2. Влияние диэлектрика

Как показано выше (см. (3.3)), на поверхности металла иногда встречаются диэлектрические пленки. Пленки толщиной, не превышающей 100 Å, сильно влияют на процесс туннелирования электронов из металла. В этих условиях процессами рассеяния электронов в объеме пленки можно пренебречь. Однако теоретическое рассмотрение задачи затрудняется из-за неизвестного характера распределения по энергиям поверхностных состояний на границах металл–диэлектрик–вакуум.

Для плотности эмиссионного тока в предположении однородности и идеальности диэлектрика без учета поверхностных состояний и контактной разности потенциалов [41] предложена формула

$$j = \frac{2he^3 E^2}{\pi^3 ma^2 Q^2} \exp \left(-\frac{v^2 Q^2}{4E} \right). \quad (4.11)$$

Здесь h — постоянная Планка, e — заряд электрона, a — постоянная решетки диэлектрика, Q — ширина запрещенной зоны диэлектрика, m — масса электрона, $v = (\pi/h)(e/ma)^{1/2}$.

При выводе (4.11) предполагалось, что поле в пленке однородно и все электроны, эмиттированные металлом, беспрепятственно выходят в вакуум. Как видно, в координатах Ф–Н зависимость, выраженная формулой (4.11), будет иметь вид прямой линии.

Оценки показывают, что коэффициент усиления электрического поля β_E может достигать значений в несколько десятков единиц. Согласно Лазаму [43] в этих условиях АЭЭ высокой плотности может быть получена и без выступов на поверхности катода. Он же показал, что энергетический спектр эмиттированных электронов смещен относительно уровня Ферми основного материала катода в сторону более низких энергий, причем смещение зависит от приложенного к вакуумному промежутку напряжения.

Важную роль в инициировании эктонов играет пробой толстых диэлектрических пленок при их зарядке ионами. После достижения на пленке высокого электрического поля происходит ее пробой. Ток этого пробоя инициирует эктон. Более подробно об этом будет сказано ниже (см. (4.3)) при обсуждении роли плазмы в инициировании эктонов.

Одним из наиболее распространенных способов возбуждения эктона является разряд по поверхности диэлектрика в вакууме при контакте с ним металла. Точка контакта металл–диэлектрик–вакуум называется тройной точкой (ТТ). Проще всего этот эффект объясняется на примере возбуждения эктона на конце металлической иглы в вакууме, упирающейся в поверхность диэлектрической пластины, противоположная сторона которой металлизирована [44].

На рис. 5 игла 1 является катодом, пластина 3 — анодом, напыленный на диэлектрик 2 металлический электрод 4 триггерный. Пусть катод заземлен, а на анод подано достаточно малое напряжение, которое еще не вызывает появления эктона.

Если на триггерный электрод 4 подать импульс напряжения, то с электрода 1 начинается разряд по поверхности диэлектрика, причем ток этого разряда будет замыкаться на микроострие катода, упирающееся в диэлектрик (см. рис. 5). При достаточно большом токе происходит взрыв микроострия и появление эктона с металлического эмиттера 1 на плоский анод 3.

Ток разряда по поверхности диэлектрика обусловлен ростом динамической емкости, образованной промежутком между плазмой, движущейся по поверхности диэлектрика, и слоем металла, нанесенным на противоположную сторону диэлектрика.

Выше описан весьма эффективный и простой способ возбуждения эктонов. Он используется при разработке различных типов вакуумных разрядников и металлодиэлектрических катодов с ВЭЭ. В этом случае на поверхность диэлектрика натягивают металлическую сетку [45] или вжигают металлические полосы [46]. Для большей эффективности работы таких катодов используют ди-

электрики с большой диэлектрической проницаемостью ε , например сегнетоэлектрики [45].

Рассмотрим подробнее критерий появления эктона в ТТ [47]. Ток в области ТТ определится из соотношения $i = U_0 dC/dt$, где C — динамическая емкость, образуемая плазмой разряда по поверхности. Скорость движения плазмы по поверхности диэлектрика $v_D \sim AU_0^2$, где постоянная A зависит от сорта диэлектрика и его толщины [44].

Если $tv_D \ll \delta$, то $C = 4\varepsilon_0\varepsilon v_D t$, где ε_0 и ε — абсолютная и относительная диэлектрические проницаемости. Следовательно, ток $i = 4\varepsilon_0\varepsilon AU_0^2$. Этот ток будет течь по контакту металл–диэлектрик через площадку $S_c = \pi r_c^2$ (рис. 6). Поэтому плотность тока через этот контакт $j_c = 4\varepsilon_0\varepsilon AU_0^2/\pi r_c^2$.

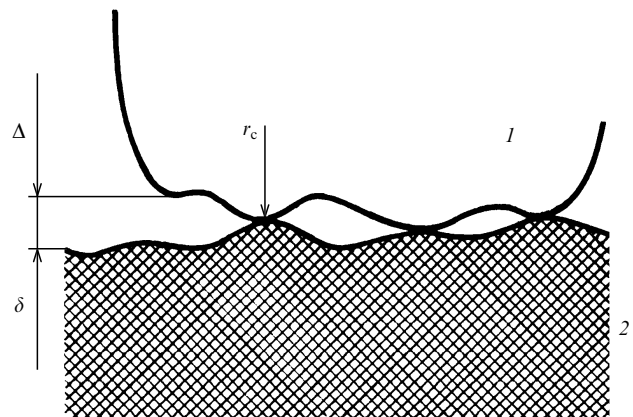


Рис. 6. Схема контакта металла (1) и диэлектрика (2)

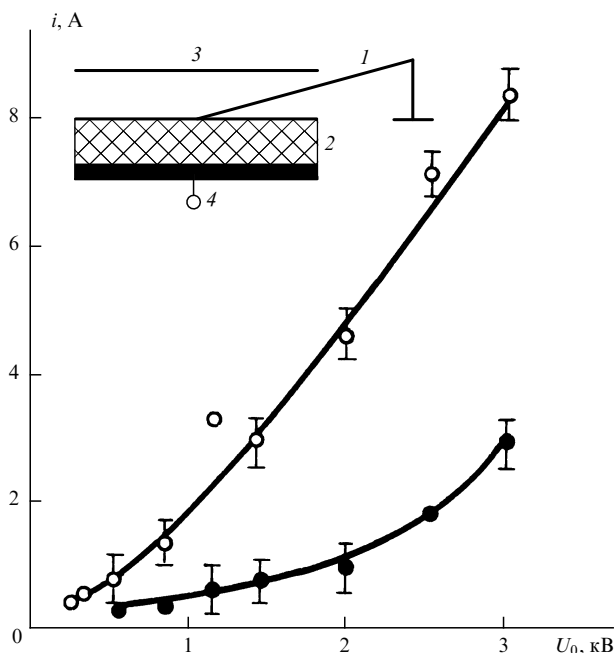


Рис. 5. Вверху — схема возбуждения эктона в тройной точке: (1) катод, (2) диэлектрик, (3) анод, (4) пусковой электрод; внизу — зависимость тока разряда от амплитуды напряжения для диэлектрика из титаната бария толщиной 2 мм в случае, если: электрод 1 — катод по отношению к электроду 4 (светлые кружки), электрод 1 — анод (темные кружки)

Взрыв металлического контакта произойдет через время $t_d = \bar{h}/j_c^2$, где \bar{h} — удельное действие. Время t_d определится из соотношения

$$t_d = \frac{\pi^2 \bar{h} r_c^4}{16 \varepsilon_0^2 \varepsilon^2 A^2 U_0^4}. \quad (4.12)$$

Для появления эктона в ТТ необходимо, чтобы время t_d было меньше длительности пускового импульса t_p , т.е. $t_d < t_p$. Тогда из (4.12) для радиуса r_c получаем соотношение

$$r_c < \left[\frac{16 \varepsilon_0^2 \varepsilon^2 A^2 t_p U_0^4}{\pi^2 \bar{h}} \right]^{1/4}. \quad (4.13)$$

Для серебряного контакта $\bar{h} = 0,8 \cdot 10^9 \text{ А}^2 \text{ с см}^{-4}$. Если $t_p = 10^{-7} \text{ с}$, $\varepsilon \approx 10^3$, $U_0 = 10^3 \text{ В}$, $A = 5 \cdot 10^2 \text{ см с}^{-1} \text{ В}^{-1}$, то формула (4.13) дает $r_c < 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Это значит, что во всех ТТ с радиусом контакта меньше 10^{-5} см произойдут микровзрывы и появятся эктоны в течение длительности импульса $t_p = 10^{-7} \text{ с}$.

4.3. Роль плазмы

Известно, что воздействием плазмы на катод можно возбуждать вакуумный разряд. Как показано в [4], в стадии вакуумного разряда, при которой происходит рост тока в промежутке катод–анод, появляются эктоны. Имеют место два типа эктонов на катоде: при наличии диэлектрических пленок и включений и без них.

В [4] описан процесс образования эктонов под действием плазмы от плазменной пушки. Набегание плазмы происходило на близлежащий катод. Эктоны возникали на катоде с явным присутствием диэлектрических загрязнений. Это свидетельствует о концентрировании энергии в микрообъеме катода. Наибольшая вероятность появления эктона была на расстоянии меньше 100 мкм. Она была тем выше, чем ближе был источник плазмы. Наименьшая концентрация плазмы при этом достигала 10^{16} см^{-3} . На тщательно очищенном и обезгаженном катоде появление эктонов не наблюдалось.

В [48] наблюдалось появление эктонов на очень малом расстоянии от источника плазмы до катода (около 5 мкм) при тщательной очистке поверхности катода от окислов и диэлектрических загрязнений. Концентрация плазмы в этой зоне была порядка 10^{20} см^{-3} , а плотность тока на катод порядка 10^7 А см^{-2} . Образование новых эктонов на близком расстоянии (порядка нескольких микрометров) фиксировалось по осциллограмме тока и появлению микрократеров. Как объяснить эти эффекты?

Если поверхность катода обтекается плазмой в присутствии электрического поля, то имеет место эффект усиления плотности тока на микровыступах катода.

Рассмотрим три конфигурации микровыступов на плоском катоде: цилиндр, конус и сферу (рис. 7). Если такой микровыступ обтекается плазмой, то на поверхности микровыступа будет течь ионный ток $i_i = j_i S$ (где j_i — плотность тока ионов, S — площадь поверхности выступа). Однако при вхождении тока в катод он во всех трех случаях будет проходить через площадку πr^2 . Следовательно, плотность тока на катоде будет

$$j = j_i \frac{S}{\pi r^2}. \quad (4.14)$$

Для цилиндра, конуса и сферы площадь S будет равна $2\pi r h$, $\pi r l$, $4\pi R^2$ соответственно. Коэффициент усиления плотности тока β_j при этом будет $2h/r$ для цилиндра, l/r для конуса, $4R^2/r^2$ для сферы (где l — длина образующей конуса).

Эффект усиления плотности тока справедлив не только для тока ионов, но и для всякого тока, испускаемого поверхностью или принимаемого ею. Например, если поверхность катода нагрета до высокой темпера-

туры, то поверхность микровыступа будет испускать ток термоэлектронной эмиссии, плотность которого в катодной области в β_j раз больше, чем средняя по поверхности. Этот вывод справедлив также и для тока обратных электронов из плазмы, идущих в сторону катода.

Рассмотренный выше эффект играет важную роль в процессе самоподдержания микровзрывных процессов, т.е. в появлении вторичных эктонов. Кроме того, если неоднородности находятся в непосредственной близости от взрывного центра, то плотность ионного тока на них может быть достаточно большой, что с учетом эффекта усиления приводит к микровзрыву на поверхности катода.

Действительно, плотность ионного тока

$$j_i = \frac{1}{4} q_i n_i v_i, \quad (4.15)$$

где q_i — средний заряд иона, n_i — их концентрация, v_i — скорость ионов. Так как концентрация ионов n_i снижается по мере удаления от центра эмиссии на расстояние x как $n_i \propto 1/x^2$, то естественно ожидать большое влияние эффекта усиления плотности тока вблизи эмиссионного центра, что и наблюдалось в [48].

Влияние плазмы на эффект концентрирования энергии значительно увеличивается, если на поверхности катода присутствует диэлектрическая пленка или диэлектрическое включение [49]. Пусть на поверхности катода находится диэлектрическая пленка, под которой расположен металлический микровыступ. Если система находится в электрическом поле, а на поверхность диэлектрика поступает плазма, то за счет движения ионов в сторону диэлектрической пленки последняя начнет заряжаться.

Напряженность электрического поля в пленке составляет

$$E = \frac{j_i t}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (4.16)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость пленки, t — время. При достижении определенного значения поля E происходит пробой пленки. Ток этого пробоя приводит к возбуждению эктона.

Итак, мы показали, что существуют два способа возбуждения эктонов при помощи плазмы. Один обус-

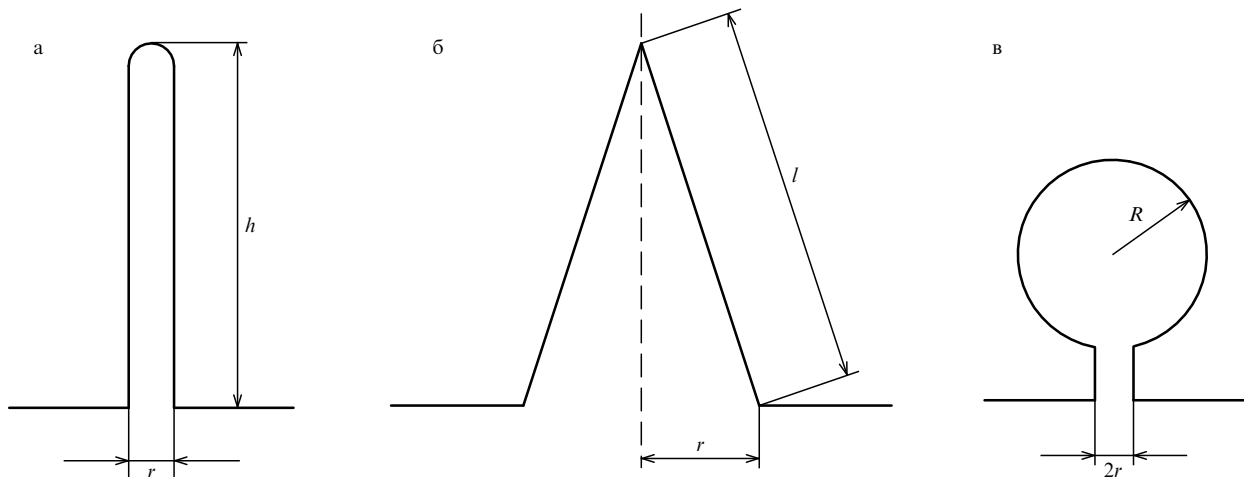


Рис. 7. Конфигурация неоднородностей на катоде для определения коэффициента усиления плотности тока β_j : (а) цилиндр; (б) конус; (в) сфера

ловлен зарядкой ионами плазмы диэлектрических пленок и включений на катоде, другой — усилением плотности тока на катодных микровыступах.

Если считать, что эктон образуется при электрическом поле внутри диэлектрика $E > 10^6$ В см⁻¹, то для зарядки и пробоя диэлектрической пленки за время $t < 10^{-9}$ с необходимо иметь соотношение [1]

$$n_i v_i > 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (4.17)$$

где v_i — скорость ионов, n_i — их концентрация. При $v_i \sim 10^6$ см с⁻¹, концентрации ионов $n_i \sim 10^{17}$ см⁻³ можно ожидать появление эктонов под действием набегающей плазмы.

Для плотности тока при втором способе 10^9 А см⁻² должно соблюдаться соотношение

$$n_i v_i > 10^{28} \beta_j^{-1}, \quad (4.18)$$

где β_j — коэффициент усиления плотности тока. Если принять, что $\beta_j \approx 10^2 - 10^3$, то для возбуждения эктонов необходимо иметь при одной и той же скорости ионов концентрацию плазмы на два-три порядка больше [1]. Это объясняет, почему на загрязненном катоде легко возбудить эктон при помощи плазмы с низкой концентрацией, а на очищенном он возбуждается только при высокой концентрации плазмы (порядка 10^{20} см⁻³).

4.4. Роль адсорбированного газа

Влияние адсорбированного газа на возбуждение эктонов двояко. С одной стороны, он влияет на работу выхода металла и, тем самым, участвует в процессе возбуждения эктонов током АЭЭ, а с другой стороны, после десорбции и ионизации он действует на металл подобно плазме.

При значениях напряженности электрического поля $E \geq 10^7$ В см⁻¹ имеет место полевая десорбция. Если десорбируются все атомы, концентрация газа вблизи поверхности катода $n_a \approx N_0/v_a t$, где N_0 — число адсорбированных атомов на единицу поверхности, $v_a \approx 10^5$ см с⁻¹ — скорость атомов при десорбции. При $N_0 \sim 10^{14}$ см⁻² через время $t \sim 10^{-9}$ с после приложения напряжения образуется слой газа толщиной 10^{-4} см с концентрацией $n_a \sim 10^{18}$ см⁻³. Чтобы этот газ мог оказать влияние на иницирование пробоя, необходимо ионизировать его посредством ударной ионизации электронами. Для этого нужно соблюдать условие $(n_a \sigma)^{-1} \ll v_a t$ или $N_0 \sigma \gg 1$, где σ — сечение ионизации.

Если на катоде адсорбировать несколько монослоев газа, условие $N_0 \sigma \gg 1$ соблюдается. Однако если плотность автоэлектронного тока невелика, усиление поля на катоде не произойдет из-за отсутствия ионизации газа. Например, для вольфрамового катода при $j = 10^6$ А см⁻² электрическое поле $E \approx 6,5 \cdot 10^7$ В см⁻¹. Этого поля недостаточно для взрыва острия. Если на катоде есть слой газа с $N_0 = 10^{16}$ см⁻², то уже примерно через 10^{-9} с концентрация ионов у катода составит порядка 10^{20} см⁻³, что дает значение $E \sim 10^8$ В см⁻¹, достаточное для взрыва острия за время $t_d \sim 10^{-9}$ с.

Таким образом, наличие на катоде адсорбированного газа может приводить к эффекту, эквивалентному усилению электрического поля в 2–3 раза. Это имеет место при напряженностях внешнего поля, близких к пробивным, когда велика плотность автоэмиссионного тока.

Следует обратить внимание на то, что эффективная десорбция газа происходит при нагреве металла до

температуры всего несколько сот градусов. Поэтому при воздействии даже сравнительно слабого теплового потока появление десорбированного газа и его ионизация могут привести к образованию на катоде плазмы, которая будет стимулировать возникновение эктона.

4.5. Возбуждение эктона лазерным излучением

Мы знаем, что часто процессы возбуждения вакуумного разряда и эктонов идентичны. Поэтому рассмотрим эксперименты по возбуждению вакуумного разряда вследствие воздействия лазерного излучения на катод. Обычно используют лазеры, работающие в режиме модулированной добротности с длительностью 10^{-8} с и менее [22, 50].

Излучение лазера фокусируется на поверхность катода в пятно диаметром несколько миллиметров. Появление плазмы наблюдается при плотности потока энергии излучения $0,01 - 10$ Дж см⁻². Этой энергии недостаточно, чтобы вызвать непосредственно взрыв металла на катоде, но хватает для появления сгустка плазмы на нем. Такое воздействие вызывает нагрев поверхности катода, десорбцию газа, испарение металла, а также термоэлектронную эмиссию.

Наличие электрического поля приводит к ионизации пара термоэлектронов. Кроме того, ионизация будет происходить также за счет продолжающегося излучения лазера. Например, термоэлектронная эмиссия с поверхности вольфрама наблюдалась, когда интенсивность облучения превышала $2,5 \cdot 10^7$ Вт см⁻² при длительности лазерного импульса 50 нс. Плотность термоэлектронного тока составляла $0,5$ А см⁻², но эта эмиссия запаздывала на 30 нс относительно прихода лазерного импульса, так как требовалось время для разогрева металла.

Масс-спектральный анализ состава ионов плазмы, зависящего от интенсивности облучения, показал, что при интенсивности лазерного облучения вольфрама $2 \cdot 10^7$ Вт см⁻² наблюдались ионы K^+ , Na^+ , H^+ , C^+ , H_2O^+ , CO^+ , CO_2^+ и т.д. Это говорит о том, что в спектре преобладают ионы поверхностных загрязнений, адсорбированных газов и паров. Только при переходе к интенсивности облучения более 10^9 Вт см⁻² в масс-спектре ионов преобладает облучаемый материал.

В экспериментах по воздействию лазерного излучения с длиной волны $0,69$ мкм и длительностью импульса 30 нс на облучаемую площадь катода $0,1$ мм² минимальная плотность потока энергии облучения, при которой возникал вакуумный разряд, равнялась $0,014$ Дж см⁻², электрическое поле в вакуумном промежутке составляло около 70 кВ см⁻¹. При увеличении плотности потока энергии в 100 раз время запаздывания вакуумного разряда составило 120 нс. Обнаружено, что временные характеристики зависят не от общей энергии поджига, а от плотности потока энергии в месте попадания на поверхность катода.

Таким образом, приведенные данные могут свидетельствовать о том, что плазма на катоде, образованная вследствие воздействия лазерного излучения, инициирует появление эктона и приводит к вакуумному пробую.

В [51] возбуждались эктоны на катоде при воздействии пикосекундного лазерного импульса с длиной волны 266 нм. При приложении между катодом и анодом импульса (3 мкс) высокочастотного напряжения

с частотой порядка $3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ интенсивность лазерного излучения составляла 10^9 Вт см^{-2} , а при постоянном напряжении — $10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$.

4.6. Другие методы инициирования эктонов

Следующая возможность возбуждения эктона состоит в использовании замыкающего катод и анод микропровода, по которому пропускается большой импульсный ток. Взрыв этого проводника создает условия для возбуждения эктона на катоде.

Следует отметить, что такие микропроводники возникают естественным образом при размыкании контактов. Они являются жидкими металлическими мостиками, которые появляются за счет расплава электродов при стягивании тока в узкой электродной зоне [5, 52]. Поэтому роль эктонов в функционировании контактов, по нашему мнению, велика. Такие же эффекты имеют место при электроискровой обработке металлов и электроискровом легировании.

Эктоны возникают также при ударе о катод микроскопической частицы вещества, ускоренной до большой скорости. При этом качественно можно указать на три варианта возбуждения эктона. Если скорость частицы не очень велика, то при ее ударе о катод происходит нагрев микроучастка последнего, десорбция газа и испарение катода и самой частицы, ионизация газа и пара и возникновение эктона за счет взаимодействия плазмы с катодом. При большой скорости частица может возбудить микровзрыв и образовать эктон при прямом взаимодействии с катодом.

Наконец, если частица несет электрический заряд, то еще до соударения с поверхностью металла между катодом и частицей может появиться ток АЭЭ, произойти взрыв микроучастка катода и возникновение эктона. Проблема взаимодействия ускоренных микрочастиц с катодом подробно обсуждается в ряде обзоров, а также в монографии [22].

5. Математическое моделирование эктонов

5.1. Эрозионно-эмиссионная модель

Первым этапом математического моделирования процессов, происходящих в эктоне, является эрозионно-эмиссионная модель, которая по существу является классической тепловой моделью [53]. В ней допускается значительное превышение температуры над температурой кипения. Эрозионно-эмиссионная модель используется для более полной оценки процессов, происходящих в кратере, чем может дать простая джоулева модель.

В модели [53] учитывался джоулев нагрев, теплопроводность, испарение металла, термоэлектронная эмиссия с учетом эффекта Шоттки, обусловленного электрическим полем на границе металл–плазма, а также ионный ток на катод. Расчет проводился для плоских и острых медных катодов, для скоростей роста тока $di/dt \geq 5 \cdot 10^8 \text{ А с}^{-1}$.

На рис. 8 дана рассчитанная зависимость массы M , унесенной с вершины молибденового катода, от угла θ и длительности импульса. Здесь же приведены экспериментальные кривые [4]. Из результатов [4, 53] можно сделать следующие выводы. Катод в течение времени порядка 10^{-9} с разогревается до температуры несколько десятков

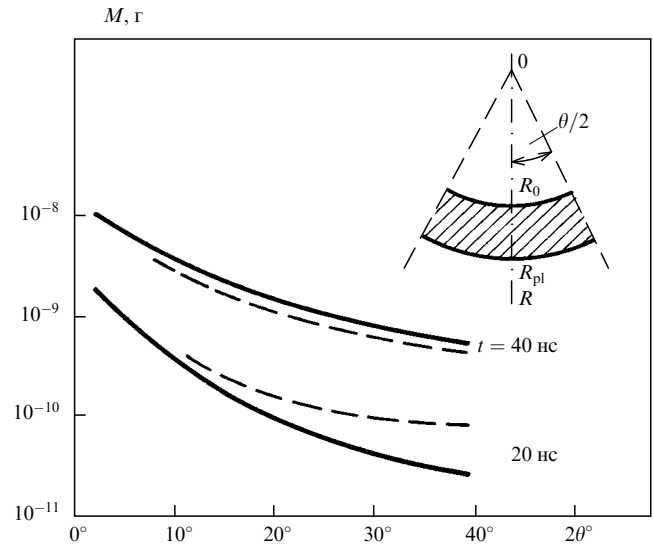


Рис. 8. Унос массы, измеренной в экспериментах (сплошные кривые) и рассчитанной теоретически (штриховые)

тысяч градусов. Такие температуры способны обеспечить термоэлектронную эмиссию с плотностью тока более 10^8 А см^{-2} . По мере роста радиуса катода плотность тока через вершину острия падает, что приводит к понижению температуры катода, и наступает такой момент, когда термоэлектронная эмиссия прекращается.

На рис. 9 приведены распределения температур в теле катода в различные моменты при начальном радиусе $r_0 = 2 \text{ мкм}$, $\theta = 20^\circ$ и $di/dt = 10^9 \text{ А с}^{-1}$. Из рисунка следует, что температура поверхности катода может быть ниже, чем в глубине металла.

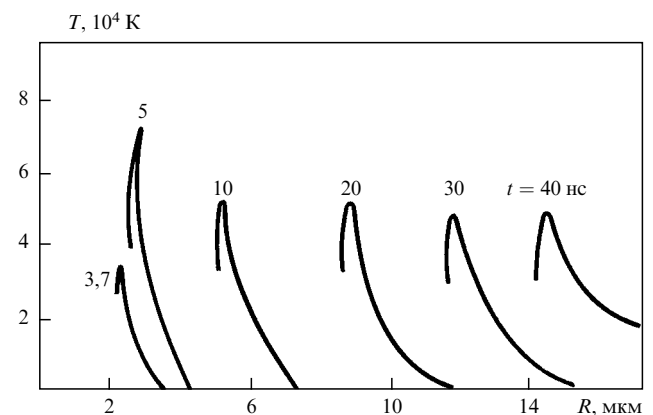


Рис. 9. Распределение температуры в теле острейшего катода в различные моменты времени

Расчеты показали, что возникающая взрывная эмиссия носит циклический характер, так как после взрыва микрообъема катода, наряду с разогревом зоны эмиссии джоулевым теплом, происходит его охлаждение за счет теплопроводности, испарения атомов и эмиссионного охлаждения. Это приводит к снижению температуры катода и электрического поля и к прекращению эмиссии.

Некоторые характеристики эктона на плоском медном катоде к концу его функционирования представлены

в табл. 3 (где r_{em} — радиус эмиссии). Согласно экспериментальным данным масса на единицу заряда, уносимая с катода, в ионной фазе не зависит в пределах погрешности измерения от тока и составляет для меди около 40 мкг Кл^{-1} [4].

Таблица 3

i , А	t_{em} , нс	r_{em} , мкм	T , 10^3 К	j , 10^9 А см $^{-2}$	γ_m , мкм Кл $^{-1}$
20	1	0,33	10,0	3,0	34
50	4	0,8	8,0	1,2	38
100	12	1,5	7,8	0,7	45

Из расчетов следует, что зона эмиссии меньше, чем зона расплава. Формирование расплавленной лунки происходит в значительной мере в результате теплоотвода от более горячих поверхностных слоев. Давление продуктов испарения на поверхность жидкого металла приводит к выплескиванию его из лунки и образованию микрократера. Скорость вытеснения жидкого металла, оцененная по давлению, составляет 10^4 см с^{-1} . На такое же значение указывают экспериментальные данные по скоростям капель, вылетающих из катода в процессе разряда.

5.2. Магнитогидродинамический расчет взрыва острия

Следующим шагом в развитии математического моделирования была одножидкостная МГД модель. В результате взрыва выделяется большая плотность энергии в микрообъеме катода. При этом продукты его эрозии проходят несколько стадий фазового состояния: вещество с плотностью, близкой к плотности твердого тела, и удельной внутренней энергией, превышающей энергию связи; смесь жидкой и газобразной фаз; наконец, состояние, соответствующее неидеальной плазме с концентрацией частиц 10^{20} – 10^{22} см^{-3} и ниже. Поэтому для расчета взрыва острий необходим был метод, который последовательно описывал бы все эти стадии.

Нами [54] был применен МГД подход, развитый ранее для исследования электрического взрыва проводников [10]. Он позволил правильно оценить унос массы металла, температуру и скорость разлета плазмы, давление ее на катод, дать представление о распределении концентрации плазмы в пространстве и т.д.

Основные положения метода расчета состоят в следующем [10].

1. Поведение вещества при электрическом взрыве проводника (ЭВП) описывается системой одномерных МГД уравнений.

2. Уравнение состояния включает описание испарения, области смеси пара и жидкости, а также неидеальной плазмы.

3. Удельное сопротивление является функцией плотности вещества и удельной тепловой энергии. Вид этой функции в области неидеальной плазмы ($n > 10^{21} \text{ см}^{-3}$) установлен расчетно-экспериментальным путем. Для классической и слабонеидеальной плазмы удельное сопротивление определялось из таблиц, составленных на основе численного решения системы уравнений Больцмана и соотношений Саха.

Расчеты проводились для медных острий с радиусом вершины $r_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Угол конуса варьировался в пределах 12 – 40° . В момент $t = 0$ плотность вещества соответствовала твердому телу, а внутренняя энергия — комнатной температуре. Зависимость для тока ВЭЭ принималась в виде $i = a + bt$. Параметр a выбирался таким, чтобы в начальный момент времени плотность тока острия составляла 10^9 А см^{-2} . Расчет проводился для двух значений параметра b : 10^9 и 10^{10} А с^{-1} .

Расчеты вариантов с $b = 10^{10} \text{ А см}^{-1}$ и углом при вершине, изменяющимся от 12 до 40° , показали, что независимо от последнего взрыв вершины острия происходит уже к моменту $t = 0,5 \text{ нс}$. Удельная тепловая энергия распределена во взорванном веществе неравномерно и достигает значений 20 – 50 кДж г^{-1} .

На рис. 10а представлены распределения удельной тепловой энергии и плотности вещества вдоль оси острия при $r = 0$ и по радиусу для фиксированного

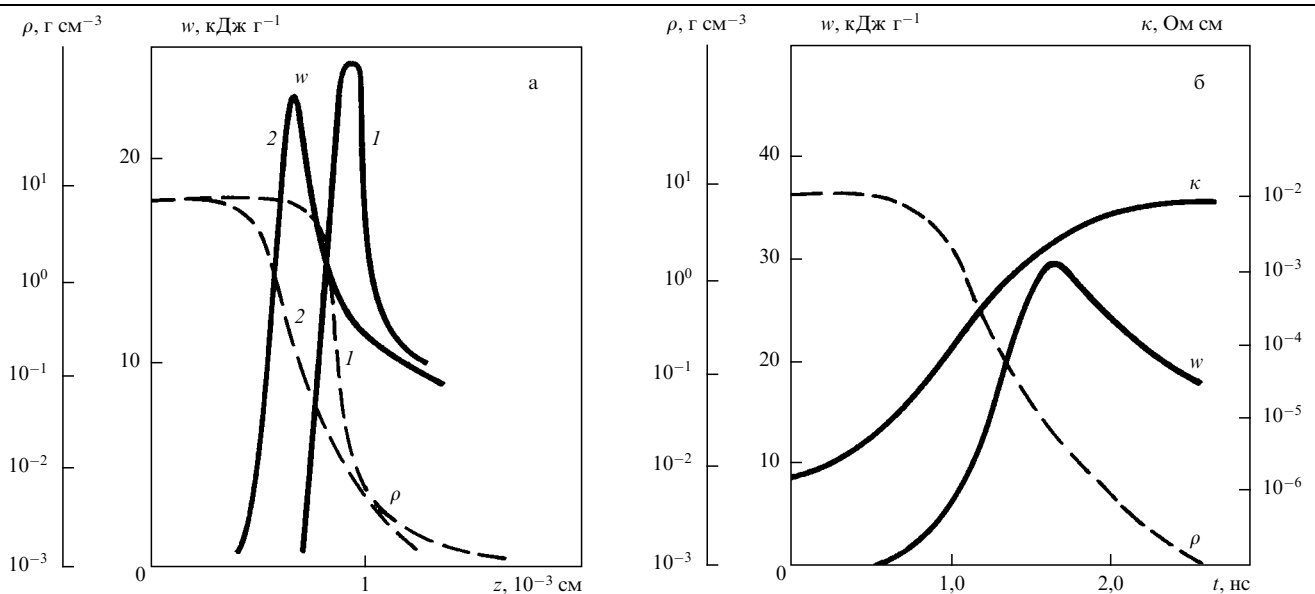


Рис. 10. (а) Распределения плотности ρ и удельной тепловой энергии w вещества вдоль оси острия при $r = 0$ для $t = 1 \text{ нс}$ (1) и $t = 2 \text{ нс}$ (2); (б) Зависимость плотности и удельной тепловой энергии вещества от времени

слоя в моменты $t_1 = 1$ нс и $t_2 = 2$ нс. Зависимости даны для варианта с углом $\theta = 12^\circ$. Из рисунка следует, что интенсивный разогрев происходит в узком слое, граничащем с невзорванным металлом.

Высокий энерговыход связан с резким увеличением удельного сопротивления при переходе вещества из металлического состояния в плазменное. Об этом можно судить из рис. 10б, где представлены зависимости удельной тепловой энергии w , плотности вещества ρ и удельного сопротивления κ от времени в одной из расчетных ячеек остря.

При увеличении w до некоторого значения 20 кДж г^{-1} удельное сопротивление резко возрастает. В дальнейшем его рост замедляется и спад плотности тока при разлете плазмы приводит к снижению энерговыхода. Расчет нагрева плазмы ограничивался значением концентрации $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При $n < 10^{19} \text{ см}^{-3}$ плазма становится двухтемпературной, что нами не учитывалось.

По расчетным значениям удельной тепловой энергии и плотности вещества с помощью таблиц термодинамических функций плазмы [10] были найдены температура и степень ионизации вещества с $n \leq 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Их значения лежат в пределах $T = 3\text{--}5 \text{ эВ}$, $n_e/n_i = 1\text{--}3$. В расчетах скорость расширения плазмы составляла $(2\text{--}3) \cdot 10^6 \text{ см с}^{-1}$.

Расчеты при импульсе тока с $b = 10^9 \text{ А с}^{-1}$ показали, что взрыв вершины остря происходит в более поздний, чем при $b = 10^{10} \text{ А с}^{-1}$, момент ($t = 1,5$ нс). Процесс взрыва и параметры плазмы при этом несущественно отличаются от случая $b = 10^{10} \text{ А с}^{-1}$.

Имеющиеся экспериментальные данные позволяют проверить результаты некоторых расчетов. Во-первых, различными методами показано, что скорость разлета катодной плазмы для меди составляет $2 \cdot 10^6 \text{ см с}^{-1}$. Во-вторых, измерения разных авторов в соответствии с расчетами дают значения температуры плазмы несколько электрон-вольт. С учетом погрешности экспериментальных методов, обусловленных трудностями измерения параметров плазмы в малых объемах за время порядка 10^{-9} с и приближенностью расчета, совпадение результатов следует считать удовлетворительным.

Развитием метода, изложенного выше, явилась работа [56] по моделированию взрыва алюминиевого остря. В ней приводятся результаты двумерного математического моделирования нестационарных гидродинамических процессов, происходящих при электрическом взрыве микроострия на алюминиевом катоде, с применением полуэмпирических широкодиапазонных моделей для описания термодинамики, электропроводности и теплопроводности плотной плазмы.

Математическое описание процессов разрушения катодного микроострия при ВЭЭ основано на решении системы двумерных уравнений газодинамики, выражающих в дифференциальной форме законы сохранения массы, импульса и энергии с учетом электронной и лучистой теплопроводности.

Коэффициенты теплопроводности и электропроводности вычислялись с использованием полуэмпирических формул и табличных данных [57, 58]. Для замыкания системы уравнений динамики сплошной среды применялось широкодиапазонное уравнение состояния алюминия [59], учитывающее процессы плавления, испарения, ионизации.

Уравнение состояния адекватно описывает совокупность экспериментальных данных по ударно-волновому

сжатию сплошных и пористых образцов в мегабарном диапазоне давлений, результаты опытов по изэнтропической разгрузке ударно-сжатого алюминия и экспериментальную информацию о теплофизических свойствах металла при пониженных давлениях.

Полуэмпирическое уравнение состояния использует также результаты квантовомеханических расчетов методом зонной теории и имеет правильные асимптотики к данным теоретических моделей Томаса–Ферми и Дебая–Хюккеля при экспериментальных давлениях и температурах.

Система уравнений решалась в цилиндрической системе координат на равномерной эйлеровой сетке методом крупных частиц [60] первого порядка точности с линейной искусственной вязкостью. Этот метод обеспечивает приемлемую точность и устойчивость расчета течений с большими деформациями. Численный метод был модифицирован для расчета движения сплошной среды со свободной поверхностью. Способ расчета и постановка граничных условий во многом аналогичны [61].

Уравнение теплопроводности решалось методом локальных итераций [62]. Рассматривался случай электровзрыва алюминиевого микроострия с радиусом вершины $r_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, углом конуса $\theta = 12^\circ$ и высотой $h = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Предполагалось, что суммарный ток при взрыве остря нарастал по линейному закону $i = a + bt$ ($a = 1,25 \text{ А}$, $b = 10^{10} \text{ А с}^{-1}$).

Результаты расчетов, несмотря на принятые упрощения, удовлетворительно отображают основные особенности физических параметров, характеризующих электровзрыв микроострия. Сопоставление расчетных и экспериментальных величин свидетельствует о приемлемости данного подхода при рассмотрении динамики процесса. Так, скорость разрушения остря составляет 10^5 см с^{-1} , скорость разлета плазмы 10^6 см с^{-1} , давление плазмы в кратере 10^4 атм , температура плазмы $3,5 \text{ эВ}$.

5.3. Двухжидкостная гидродинамическая модель

Выше рассмотрены микровзрывы на кончике остря. Эктон на плоской поверхности долго не моделировался из-за сложности задачи. В этом разделе мы рассмотрим процессы на поверхности плоского катода и в прикатодной области.

Разогрев, разрушение и разлет вещества катода моделируется нестационарными гидродинамическими уравнениями. Проводящая среда от металла катода до идеальной плазмы в промежутке описывается полуэмпирическими уравнениями состояния вещества.

Геометрия эмиссионного центра приведена на рис. 11. Он представляет собой лунку на плоскости. Разлет продуктов эрозии предполагается сферически-симметричным. Плазменная струя с катода разлетается изотропно в пределах телесного угла, соответствующего углу раствора шарового конуса.

Линии тока расположены сферически-симметрично и являются сходящимися к поверхности катода и расходящимися в области плазменной струи. Сферические поверхности с радиусами r'_0 и r_0 имеют равные площади, и все параметры вещества на этих поверхностях имеют одинаковые значения. Из-за разрушения катода увеличиваются в размерах радиус эрозионной лунки r_0 , а также радиус основания струи r'_0 .

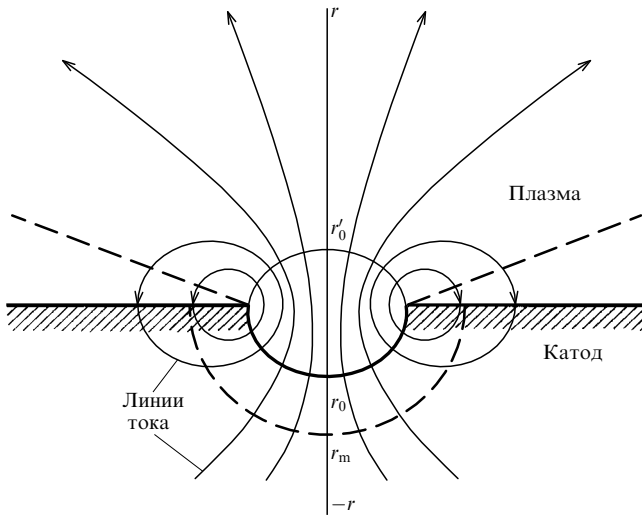


Рис. 11. Геометрия эмиссионного центра на плоском катоде

Постановка задачи в такой геометрии одномерна. Это существенно упрощает расчеты, однако накладывает ряд ограничений на применимость модели. Использовалась система уравнений двухжидкостной (электроны и ионы с зарядом \bar{z}) двухтемпературной гидродинамики, которая записывается на основе восьмимоментного приближения [63].

Учитывалось, что между боковой поверхностью плазменной струи и катодом существуют потоки частиц и связанные с ними потоки энергии: эмиссия электронов с горячего катода, эмиссия из плазмы в катод за счет высокой температуры электронов в струе и сравнительно невысокого потенциального барьера между боковой поверхностью струи и катодом (будем называть их обратными электронами), эмиссия электронов из плазмы в катод. Эти потоки учитывались в виде источников частиц и энергии отдельно в катодной и в плазменной областях. Принимались также во внимание потери на ионизацию в плазме.

Для описания вещества в переходной области от металла до идеальной плазмы в [64] использовались интерполяционные уравнения состояния вещества [65].

Модель позволяет описывать как однофазную, так и двухфазную (жидкость–пар) области состояния вещества.

Для описания переходной области металл–плазма использовались выражения для удельного сопротивления κ и теплопроводности λ [66]. Вначале рассматривались процессы на границе металл–плазма. Задача ставилась так.

В момент времени $t = 0$ через кратер радиусом 10^{-5} см начинает течь заданный ток. Поверхность катода при этом разогревается до высоких температур. Давление в поверхностной области возрастает до 10^5 атм. Формируется волна сжатия, идущая в катод со скоростью, близкой в начале процесса к звуковой: $(1-2) \cdot 10^5$ см s^{-1} . В другую сторону начинается разлет продуктов эрозии. Точка привязывается к сечению, в котором гидродинамическая скорость тяжелых частиц равна нулю, т.е. располагается на фронте, отделяющем волну от идущей за ней волны разрежения.

Некоторые параметры вещества в переходной области металл–плазма для медного катода к моменту времени $t = 1$ нс представлены на рис. 12 и 13. К этому

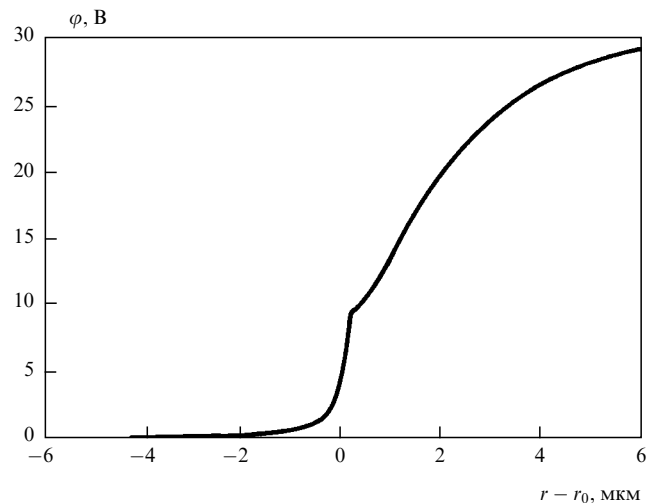


Рис. 12. Распределение потенциала в переходной области металл–плазма в момент времени $t = 1$ нс

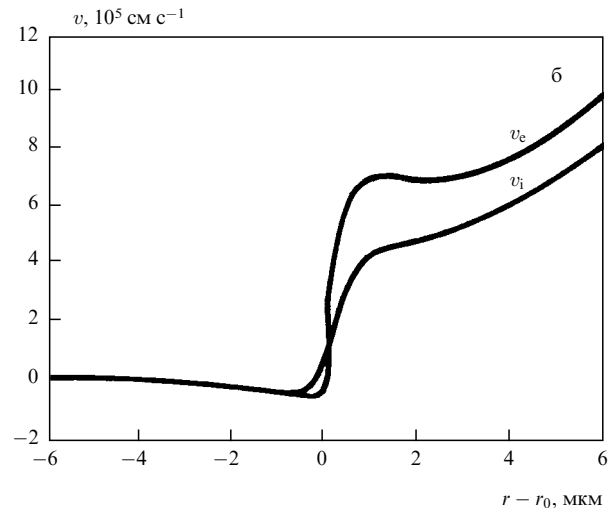
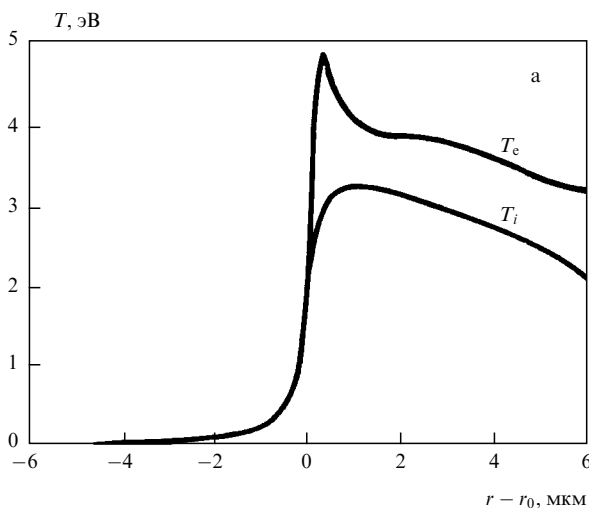


Рис. 13. Параметры меди в переходной области металл–плазма при $t = 1$ нс: (а) распределение электронной и ионной температуры; (б) распределение электронной и ионной скорости

времени $r_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ см, плотность тока (при токе 50 А) $j \approx 3,5 \cdot 10^8$ А см $^{-2}$.

Важным результатом модели (рис. 13) является довольно низкое (порядка 10^5 В см $^{-1}$) среднее электрическое поле в переходной области металл–плазма. Поэтому можно говорить об эктоне только как о термоэмиссионном процессе, усиленном электрическим полем. Оценки показывают, что эта модель работает только до времени $t \leq 10^{-9}$ с. При большем времени начинается процесс движения жидкости, что в модели не учтено.

Скорость эрозии в начале цикла высока, отношение электронного потока в струе к потоку тяжелых частиц равно 1, тогда как в среднем за время цикла оно равно 10–20. В начале цикла зависимость $r_0(t)$ хорошо совпадает с аналогичной в классической тепловой модели. При малом потоке тяжелых частиц прикатодная плазма греется относительно плохо, при этом степень ионизации не превышает 1, скорость ионов равна примерно $(8\text{--}10) \cdot 10^5$ см с $^{-1}$.

С увеличением потока тяжелых частиц температура плазмы, степень ее ионизации и скорость разлета возрастают. Падение потенциала во всей области катод–плазменная струя не превышает 30 В, несмотря на высокую (10^8 А см $^{-2}$) плотность тока. Основной вклад в это падение потенциала дает градиент давления.

Интересные результаты получены при анализе плазменной струи. В модели предполагалось, что струя истекает изотропно (рис. 13). Процессы в струе описывались системой уравнений нестационарной многожидкостной гидродинамики (электроны, нейтралы, одно-, двух-, трех-, четырехкратные ионы).

Процессы ионизации и рекомбинации записывались в борновском приближении. Учитывались ионизация электронным ударом и тройная рекомбинация. Плазма считалась квазинейтральной. Электрическое поле и потенциал находились из уравнения движения электронов (обобщенный закон Ома).

Одним из наиболее интересных результатов явилось существование сильного обратного тока тепловых электронов на периферии зоны эктона. Основное падение напряжения сосредоточено в прикатодной плазме. Потенциал плазмы, определяемый из обобщенного закона Ома, не может возрасти скачкообразно. Имеется достаточно протяженный (несколько микрометров) участок роста, в пределах которого относительно большее число электронов, имеющих высокие тепловые скорости, преодолевает потенциальный барьер и попадает из боковой поверхности струи на катод. Обратный ток может замкнуться лишь через основную эмиссионную зону на катоде, образуя тем самым в окрестности эктона кольцевые (тороидальные) токовые структуры. Лишь часть эмиссионного тока доходит до анода: остальная часть циркулирует на периферии зоны эктона, как схематично показано на рис. 12.

Доля закольцованного тока в общем эмиссионном токе зависит от размера основания струи. При уменьшении r_0 возрастает электродвижущая сила, связанная с градиентом давления, что ведет к увеличению кольцевого тока. Поведение потенциала вблизи катода при этом существенно не меняется. Рост кольцевого тока обеспечивается в основном возрастанием электронной температуры в прикатодной области за счет увеличения здесь плотности тока.

Ускорение ионов в плазменной струе вызвано действием градиента давления в плазме, которое обусловлено главным образом электронной компонентой. Ускорение ионов происходит в пределах расстояния 10^{-3} см от катода. В начале цикла струя состоит преимущественно из однократно заряженных ионов.

К концу цикла скорость струи увеличивается, доля многозарядных ионов в ней возрастает. На расстоянии 10^{-3} см скорость струи приближается к $1,8 \cdot 10^6$ см с $^{-1}$. В [64] показано также, что температура ионов в струе существенно меньше температуры электронов. Вблизи катода температура электронов плазмы не превышает 5 эВ.

6. Роль эктонов в электрических разрядах

6.1. Разряд в вакууме

Эктоны играют важную роль в электрических разрядах в вакууме и в газе. Вакуумный разряд включает вакуумный пробой, вакуумную искру и вакуумную дугу. Исследование вакуумного пробоя, т.е. нарушения вакуумной изоляции, иллюстрирует механизм инициирования эктона. Вакуумная искра демонстрирует поведение эктонов в нестационарных условиях, а вакуумная дуга — в стационарных условиях.

6.6.1. Вакуумный пробой. Мы не будем подробно говорить о различных деталях вакуумного пробоя. Их описание можно найти в [4, 5, 22]. Укажем лишь на ряд механизмов, в которых за основу берутся те или иные физические процессы.

1. Ток АЭЭ, протекая через микроострия на катоде, приводит к его быстрому разогреву и взрыву. Возникающие при этом взрывная эмиссия электронов и эктоны приводят к вакуумному разряду [4]. Электроны АЭЭ ускоряются в вакуумном промежутке и передают энергию участку поверхности анода, вызывая его нагрев, испарение, десорбцию газа с анода. Это ведет к появлению потока плазмы и ионов с анода на катод.

2. Частицы металла или загрязнений, слабо связанные с электродами под действием приложенного к промежутку напряжения, могут при ударе о противоположный электрод создавать условия для пробоя (нагрев и испарение частиц, деформация поверхности электрода, десорбция газа и т.д.).

3. Под действием пондеромоторных сил электрического поля может происходить изменение поверхности электродов: образование микроострий, отрыв кусочков материала, деформация поверхности жидких металлов и т.д. После этого начинает играть роль первый или третий механизмы.

4. Неметаллические включения и пленки на катоде могут стать эффективными эмиссионными центрами из-за снижения работы выхода или их пробоя, играющего роль поджигающего разряда.

5. Десорбция газа с поверхности электродов способствует возникновению газового разряда, инициирующего пробой вакуумного промежутка.

Кроме вышеуказанных механизмов инициирования вакуумного пробоя, реализующихся только под действием приложенного электрического поля, существуют методы, связанные с внешними воздействиями на электроды: инициирование потоком плазмы, удар микро-

частицы о катод, вспомогательный разряд по диэлектрику, быстрый нагрев катода, лазерное воздействие на электроды и т.д.

По нашему мнению, все эти механизмы, включая принудительное инициирование, в конечном счете могут привести к концентрированию энергии в микрообъеме катода, взрыву этого микрообъема и образованию эктона. При этом механизмы инициирования эктонов будут те же, что и рассмотренные в разделе 3.

6.1.2. Вакуумная искра. В вакуумной искре наиболее отчетливо проявляются свойства эктонов и ВЭЭ в нестационарных условиях. Идентификация роли ВЭЭ в вакуумной искре была проведена в результате трех серий экспериментов с использованием высоковольтных наносекундных импульсов [4].

Во-первых, изучался ток электронов в начальной стадии вакуумной искры. Во-вторых, исследовалось свечение на катоде и аноде при помощи электронно-оптического преобразователя с наносекундной экспозицией и усилением света до 10^6 раз. В-третьих, изучался характер эрозии поверхности катода и анода, а также уноса массы с их поверхности. Рассмотрим эти результаты более подробно.

Все исследования проводились с импульсным наносекундным генератором. Процесс роста тока имеет два участка [4]: t_d — время запаздывания разряда, t_k — время коммутации. Обычно время t_k отсчитывается между уровнями 0,1 и 0,9 от амплитудного значения тока, равного U_0/R , где U_0 — амплитуда напряжения, R — сопротивление разрядного контура. В экспериментах исследовались электроды из меди, алюминия, вольфрама, молибдена, стали, свинца и графита при длинах промежутков $d = 0,1$ – 1 мм [4].

Выводы, сделанные относительно времени t_k для плоских электродов, заключаются в следующем. Время коммутации t_k растет линейно с длиной промежутка и не зависит от амплитуды приложенного напряжения. Скорость роста тока di/dt уменьшается с ростом длины промежутка и увеличивается с ростом напряжения. Отношение $d/t_k \sim 10^6$ см s^{-1} для всех исследованных материалов электродов. Интересно отметить, что закономерности для времени коммутации t_k одинаковы как для импульсного, так и для статического разряда в вакууме. Относительно времени задержки t_d было показано, что оно зависит от средней напряженности поля и не зависит от напряжения U_0 и длины промежутка d в отдельности.

По существу вышеприведенные выводы являются отражением фундаментальных свойств процесса инициирования эктонов. Появление эктонов обусловлено микровзрывами на катоде за счет быстрого разогрева катодных микроострий током АЭЭ. Поэтому по аналогии со взрывом проводников (см. (2.5)) имеет место соотношение

$$\int_0^{t_d} j^2 dt = \bar{h}, \quad (6.1)$$

где \bar{h} — удельное действие, j — плотность тока АЭЭ, инициирующей появление эктона.

Если значение j неизменно в течение времени t_d , а плотность тока определяется формулой Ф–Н, то

$$t_d \approx \bar{h} A^{-2} E^{-4} \exp\left(-\frac{2B}{E}\right), \quad (6.2)$$

где E — напряженность электрического поля на кончике острия, A и B — константы, зависящие от работы выхода материала. Из (6.2) следует очень сильная зависимость $t_d(E)$. Такая зависимость имеет место только при относительно слабых полях на поверхности острий, когда плотность тока $j \leq 10^8$ А $см^{-2}$.

При больших значениях j плотность тока ограничивается объемным зарядом электронов в области, прилегающей к острию [36, 41] (см. раздел 4.1). Поэтому время $t_d \sim E^{-3}$, что подтверждается экспериментально [4]. Таким образом, измерение t_d подтвердило, что задержка появления тока ВЭЭ обусловлена задержкой начала микровзрыва на катоде.

Закономерности, полученные для времени коммутации t_k , объясняются разлетом катодной плазмы после микровзрыва. Электронно-оптическая регистрация свечения на катоде подтвердила появление микросгустков плазмы через несколько наносекунд после приложения напряжения [2]. Эти микросгустки, названные катодными факелами (КФ), являются плазмой, образованной в результате взрыва микроучастков поверхности катода. Обычно на катоде появляется один или несколько КФ в зависимости от перенапряжения на промежутке. При статическом пробое, как правило, появляется только один КФ.

Для меди скорость движения КФ равна примерно $1,6 \cdot 10^6$ см s^{-1} . Исследование закономерности роста тока ВЭЭ показало, что он ограничен объемным зарядом тока электронов, который испускается КФ. В общем виде эта закономерность запишется как

$$i = A_0 U^{3/2} F\left(\frac{vt}{d}\right), \quad (6.3)$$

где A_0 — константа, зависящая от геометрии промежутка, U — напряжение между катодом и анодом, v — скорость движения катодной плазмы, d — длина промежутка, t — время.

Для случая одного КФ на катоде радиусом $r < vt$ при $d \gg vt$ функция $F(vt/d) \sim vt/d$. В этом случае скорость роста тока в начале ВЭЭ

$$\frac{di}{dt} \approx A_0 U_0^{3/2} \frac{v}{d} = A_0 U_0^{1/2} E_0 v,$$

где E_0 — начальная напряженность поля на промежутке. Если $E_0 \approx 10^6$ В $см^{-1}$, $v = 2 \cdot 10^6$ см s^{-1} , $U_0 \approx 10^4$ В, $A_0 \approx 3,7 \cdot 10^{-5}$ А В $^{-3/2}$, то di/dt будет порядка 10^{10} А $с^{-1}$, как и получено в эксперименте [2].

Линейный рост времени коммутации t_k от длины промежутка d следует непосредственно из формулы (6.3), так как при фиксированном токе величина $vt_k/d = \text{const}$ и, следовательно, t_k пропорционально d [4].

Исследования [4] показали, что через некоторое время, кроме КФ, появляется и анодный факел (АФ), обусловленный разогревом поверхности анода током ВЭЭ. Этот факт, а также наличие мощного рентгеновского излучения на аноде в течение времени движения КФ к аноду и отклонение пучка при магнитном поле,

перпендикулярном электрическому, однозначно доказали электронный характер тока с катода при появлении эктона на катоде.

6.1.3. Вакуумная дуга. Вакуумная дуга обладает рядом важных свойств. Она имеет очень низкую разность потенциалов, при которой горит дуга. Эта разность потенциалов имеет порядок ионизационного потенциала атомов материала катода. Дуга имеет пороговый ток i_{th} , ниже которого она гаснет. Дуга имеет высокую плотность тока на катоде (порядка 10^8 А см⁻²). Распределение разности потенциалов в дуге очень неоднородно. Разности потенциалов, в катодной области называются катодным падением U_c .

Пространство вакуумной дуги между катодом и анодом состоит из трех областей. Одна из них находится на катоде и имеет вид ярко светящегося пятна, которое совершает быстрое беспорядочное перемещение по поверхности катода. Эта область называется "катодным пятном".

Другая область занимает большую часть между катодом и анодом и имеет вид яркого диффузионного свечения. Эта область называется "положительным столбом" и играет роль плазменного проводника между катодом и анодом. Для нее характерно однородное распределение электрического поля и сравнительно низкий градиент потенциала. На аноде имеется область, получившая название "анодной области".

Практически все своеобразие явления вакуумной дуги связано с катодным пятном. Проблема изучения дуги сводится к изучению ее катодного пятна, для которого, как сказано выше, характерна высокая плотность тока и высокая концентрация энергии в единице объема.

Для того чтобы возбудить дугу в вакууме между металлическими электродами, необходимо выполнить ряд условий. Прежде всего должна поддерживаться некоторая минимальная разность потенциалов, которая в коротких дугах приближается к значению U_c . Дуговой разряд, кроме того, будет гореть тогда, когда разрядный ток превосходит пороговое значение i_{th} , зависящее от материала электродов.

В настоящее время известны следующие возможности возбуждения дуги [6]: пробой вакуумного промежутка при заданном расстоянии между электродами, сближение электродов, разрыв цепи, пропускание тока через полупроводник, опущенный в жидкий металл, переход тлеющего разряда в дугу, набегание плазмы на поверхность катода и т.д. Не рассматривая подробно эти методы, мы лишь заметим, что в конечном счете все они сводятся к концентрированию энергии в микрообъеме поверхности катода и к возбуждению первичного эктона методами, описанными в разделе 4.

Катодное пятно представляет собой небольшую ярко светящуюся область над поверхностью катода, через которую происходит перенос тока между катодом и столбом дуги. В области пятна поверхность катода нагрета до температуры, значительно превышающей температуру кипения.

Катодные пятна бывают двух типов. Пятна первого типа состоят из отдельных светящихся точек на катоде, отстоящих друг от друга на некотором расстоянии. Унос металла с катода на единицу заряда в них невысокая (для меди $\gamma_m = 5 \cdot 10^{-7}$ г Кл⁻¹). Такие пятна обусловлены возбуждением эктонов на поверхности металла при

зарядке диэлектрических пленок и включений током ионов от набегающей плазмы. Это действительно так, ибо пятна первого типа существуют только на неочищенном от загрязнений катоде.

При тщательной очистке катода путем прогрева, ионной бомбардировки и т.д. появляются пятна второго типа, имеющие большие размеры и состоящие из отдельных микрократеров. Более того, пятна первого типа при функционировании в течение нескольких сот микро-секунд (ток порядка 100 А) переходят во второй тип. Это можно объяснить тем, что за это время происходит очистка поверхности катода от адсорбированного газа, диэлектрических включений и пленок. В пятнах второго типа γ_m значительно больше (порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ г Кл⁻¹).

Кесаев [6] показал, что катодное пятно содержит отдельные ячейки, ток в которых не превышает двух пороговых. Если ток становится выше этого, наблюдается самопроизвольное отмирание одних ячеек и образование новых за счет деления оставшихся ячеек. Катодное пятно испускает плазму, пары и капли материала катода. Появление ячейки, ее функционирование, а затем отмирание является дуговым циклом.

Будем исходить из идеи Кесаева [6], что катодное пятно состоит из отдельных ячеек, из которых течет ток i_m равный двум пороговым токам дуги i_{th} , т.е. $i_m = 2i_{th}$. Значения пороговых токов i_{th} приведены в табл. 4.

Таблица 4

Металл	Ag	Au	Al	Cu	Fe	Mo	Ti	W
i_{th} , А	1,2	1,4	1,0	1,6	1,5	1,5	2,0	1,6

Эктон образуется вследствие взаимодействия струи расплавленного металла с плазмой. Такие струи создаются благодаря высокому давлению в зоне микро-взрыва, достигающего $10^4 - 10^5$ атм [4]. При токе, превышающем пороговый, струя жидкого металла образует каплю, которая еще до отрыва приводит к усилению плотности тока ионов из плазмы в стыке струи с каплей. Это приводит к большой концентрации энергии в стыке и инициированию микровзрыва за счет его джоулевого разогрева [1].

По нашему мнению, дуговой цикл состоит из двух процессов: первый длительностью t_c является процессом функционирования эктона, второй длительностью t_i обусловлен протеканием ионного тока в катодной области. В течение времени t_c протекает ток эктона и одновременно завершается образование новой струи жидкого металла. В течение времени t_i происходит образование нового эктона. Таким образом, процесс становится самоподдерживающимся.

Если эктон создается, как сказано выше, при обрыве капли, то критерий поддержания дугового цикла запишется в виде

$$\gamma_d t_c i_m \geq 1, \quad (6.4)$$

где γ_d — число капель при протекании единицы заряда, $t_c = t_c + t_i$ — время дугового цикла.

Итак, пусть в результате функционирования дуги образовалась коническая струя из жидкого металла с углом у вершины θ . Тогда длина образующей конуса r , на которой достигается некоторая температура T , определяется из джоулевой модели нагрева конуса.

Если нас интересует температура $T = T_{\text{ex}}$, эквивалентная взрыву конуса, то, учитывая, что $\sin(\theta/4) \approx \theta/4$, из (2.11)–(2.13), (2.15) получаем

$$t_e \approx \frac{1}{\pi^2} \frac{i_m^2}{a^2 \bar{h} \theta^4}, \quad (6.5)$$

$$m_e = \frac{2}{3\pi^2} \frac{i_m^3 \rho}{(a\bar{h})^{3/2} \theta^4}, \quad (6.6)$$

$$\gamma_m = \frac{2}{3} \rho(1-\alpha) \left(\frac{a}{\bar{h}}\right)^{1/2}, \quad (6.7)$$

$$\alpha = \frac{t_i}{t_c}. \quad (6.8)$$

Здесь α — доля времени в цикле, соответствующая ионному процессу, t_e — время функционирования эктона, m_e — масса металла, принесенная за время t_e , γ_m — уносимая с катода масса на единицу заряда.

Исследования вакуумного разряда показали, что взрыв микроострий сопровождается испусканием катодной плазмы, движущейся в сторону анода со скоростью $v > 10^6$ см с⁻¹ [4]. Это приводит к появлению тока положительных ионов в сторону анода (ионная эрозия), доля которого от общего тока дуги, согласно (6.7), составляет

$$\gamma_i = \frac{2ez}{3A} \rho(1-\alpha) \left(\frac{a}{\bar{h}}\right)^{-1/2}, \quad (6.9)$$

где z — степень ионизации плазмы, e — заряд электрона, A — атомная масса металла катода, a — температуропроводность.

Плотность тока к концу функционирования эктона составит

$$j_e = \pi \frac{a\bar{h}\theta^2}{i_m}. \quad (6.10)$$

Отметим, что в формулах (6.5)–(6.10) величины a и \bar{h} необходимо использовать для жидких металлов при температуре T выше температуры плавления.

Сравнение теории с экспериментом проведено для дуги с медными электродами. В табл. 5 приведены используемые характеристики расплавленной металлической меди. Величина $\bar{h} = 3 \cdot 10^9$ А² с см⁻⁴ взята для расплавленной меди при плотности тока $j \geq 10^8$ А см⁻² [13], температуропроводность a есть средняя величина между температурой плавления и кипения металла.

Таблица 5

$A, 10^{-22}$ г	$i_{\text{th}},$ А	$a,$ см ² с ⁻¹	$\bar{h}, 10^9$ А ² с см ⁻⁴	$\rho,$ г см ⁻³	z	$t_c, 10^{-9}$ с
1,07	1,6 [6]	0,47 [67]	3 [13]	8,9	0,55 [8]	25 [4]

Средняя длительность цикла $t_c = 25$ нс оценена по колебаниям потенциала у катода медной дуги при токе 4 А [6]. Считалось, что скачки потенциала соответствуют ионной фазе. Из [6] следует, что доля ионного тока на катод в дуговом цикле мала, т.е. в среднем $t_i \ll t_e$ (т.е. $\alpha \ll 1$), однако точную оценку t_i сделать трудно.

Оценим вначале по формулам (6.8) и (6.9) долю ионного тока от тока дуги и уносимую с катода массу на единицу заряда γ_m . В [8] показано, что для многих

металлов $\gamma_i \approx 0,07-0,1$. В нашей модели значение $\gamma_i = 0,06$ получается при $\alpha = 0,2$ [4]. В этом случае значение $\gamma_m \approx 0,6 \cdot 10^{-4}$ г Кл⁻¹. Экспериментальные данные по γ_m находятся в пределах $(0,4-1,15) \cdot 10^{-4}$ г Кл⁻¹ [4, 8, 68].

Для дальнейших оценок необходимо знать угол конуса θ . При известных α и t_c можно найти t_e и определить θ из (6.5). В нашем случае $\theta \approx 0,53$. Угол θ можно найти также, зная удельное число капель γ_d , испускаемых катодным пятном дуги. Например, для серебра $\gamma_d \approx 1,4 \cdot 10^7$ Кл⁻¹ [7]. Согласно (6.9) при токе $i_{\text{th}} = 1,6$ А время $t_c \approx 22$ нс, что близко совпадает с измерением по колебаниям потенциала. В общем случае, подставляя (6.4) в (6.5), получаем

$$\theta^4 \approx \frac{1}{\pi^2(1-\alpha)} \frac{i_m^3 \gamma_k}{a^2 \bar{h}}. \quad (6.11)$$

Из (6.11) следует, что угол $\theta = 0,54$.

Теперь остановимся на оценке плотности тока дуги. Она будет различной для разных моментов времени. Плотность тока при иницировании эктона определится из соотношения $j^2 t_d = \bar{h}$. Так как $\bar{h} \approx 10^9$ А² с см⁻⁴, то время задержки взрыва $t_d \approx 10^9$ А см⁻². При завершении функционирования эктона плотность тока определится из (6.10) и составит $j \approx 2,2 \cdot 10^8$ А см⁻², что соответствует выводам многих авторов (см. [6, 4] и др.).

Однако обычно плотность тока оценивают по измеренному радиусу кратера на поверхности катода r_c и протекаемому току. Оценивая радиус кратера по формуле $r_c = 2(at_c)^{1/2}$, получаем $r_c \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см, что близко к данным Даалдера [69] при токах дуги $i < 10$ А. В этом случае кажущаяся плотность тока $j_c = i_m/\pi r_c^2 = 2,7 \cdot 10^7$ А см⁻². Это близко к измеренному значению для вольфрама [70] и меди [69].

Исходя из эктонного механизма вакуумной дуги, можно объяснить эффект Танберга [78]. Он состоит в том, что при функционировании дуги на катод действует сила, стремящаяся увеличить расстояние между катодом и анодом.

Для характеристики эффекта Танберга вводят параметр f — силы на единицу тока:

$$f = \frac{m_e v}{2t_c i_m}, \quad (6.12)$$

где v — скорость плазмы. Согласно [6] для дуги $v \approx 10^6$ см с⁻¹. Двойка в (6.12) учитывает анизотропию разлета плазмы. Учитывая, что величина $m_e/t_c i_m = \gamma_m$ есть уносимая с катода масса на единицу заряда, из (6.8) и (6.12) имеем

$$f = \frac{\gamma_m v}{2(1-\alpha)}. \quad (6.13)$$

Подстановка γ_m из (6.7) дает

$$f = \frac{\rho v}{3} \left(\frac{a}{\bar{h}}\right)^{1/2}. \quad (6.14)$$

Используя данные табл. 5, получаем значение $f \approx 33$ дин А⁻¹, которое почти в 2 раза превосходит экспериментальные данные Танберга [78] по удельной силе f .

Наш анализ показал, что в [78] удельная эрозия составляла около $0,15 \cdot 10^{-4}$ г Кл⁻¹, что ниже всех

известных ныне данных для меди. Это объясняется тем, что в [78], по-видимому, использовался неочищенный катод, т.е. катодное пятно было первого типа, для которого удельная энергия обычно во много раз меньше, чем для пятен второго типа.

Кроме традиционных дуговых разрядов в вакууме, существуют так называемые униполярные дуги. Униполярные дуги — это дуги на элементах стенок, контактирующих с плазмой. Источником потенциала таких дуг является контактная разность потенциалов между стенкой и плазмой, обусловленная тепловым движением электронов в плазме. Особый интерес к таким дугам возник, когда было обнаружено, что они наблюдаются в установках для термоядерных исследований, в частности в токамаках.

В [71] теоретически показано, что между плазмой и стенкой возможно поддержание дуговых разрядов за счет разности потенциалов, определяющейся тепловой энергией плазмы. В таких дугах ток замыкается на тот же электрод, на котором образовалось катодное пятно. Поэтому авторы [71] назвали эти дуги униполярными.

Униполярные дуги являются источником примесей в плазме термоядерных установок и охлаждают основную плазму в них [72]. Имеется много оригинальных работ на тему об униполярных дугах, а также по взаимодействию плазмы с поверхностью в термоядерных установках. В частности, было обнаружено, что униполярные дуги присутствуют на стенках практически всех термоядерных установок.

Униполярные дуги наблюдаются также при взаимодействии обычной плазмы с поверхностью металла. Такая плазма получалась от внешних источников плазмы, а также при воздействии на металлическую подложку лазерного и СВЧ излучения [73]. Интерес к униполярным дугам будет возрастать и далее в связи со все расширяющимся применением плазмы в различных исследованиях и технологических установках. Обзор исследований по униполярным дугам дан в [74].

6.2. Разряд в газе

6.2.1. Отклонение от закона Пашена. Эктоны играют важную роль во многих типах электрических разрядов в газе. Появление эктонов приводит к тому, что нарушаются классические механизмы разряда. Причины появления эктонов на катоде в газе те же, что и в вакууме [49]: взрыв микровыступов на катоде из-за тока АЭЭ, обусловленного высоким электрическим полем, и пробой электрических пленок и включений на катоде вследствие их зарядки ионами разрядной плазмы. С одной стороны, присутствие газа облегчает появление эктонов, так как существует газоразрядная плазма и диэлектрические пленки, образующиеся в результате химического взаимодействия газа и металла. С другой стороны, микровзрыв на поверхности катода не всегда сопровождается быстрым ростом тока из-за препятствия в виде атомов и молекул, встречающегося на пути движения электронов в эктоне.

Одним из проявлений эктонных процессов является отклонение от законов подобия, в частности нарушение закона Пашена. Этот закон устанавливает зависимость статистического пробивного напряжения U от давления газа p и длины промежутка d в виде $U = f(pd)$.

Отклонение от закона Пашена обычно наблюдается в трех областях: в правой ветви при больших давлениях, в

левой ветви при малых давлениях, а также в области минимума. На всех этих участках имеет место высокое среднее электрическое поле на промежутке (порядка 10^6 В см⁻¹ и более), при котором с отдельных микровыступов на катоде происходит АЭЭ.

Электроны ионизуют газ, а ионы, образующиеся в результате ионизации газа, движутся к катоду. При этом АЭЭ усиливается объемным зарядом ионов, что приводит к дальнейшему росту плотности тока АЭЭ. В конечном счете все это приводит к образованию эктонов. Как видно из рис. 14–16, все отклонения от кривой Пашена ведут к снижению пробивного напряжения по сравнению с пашеновским.

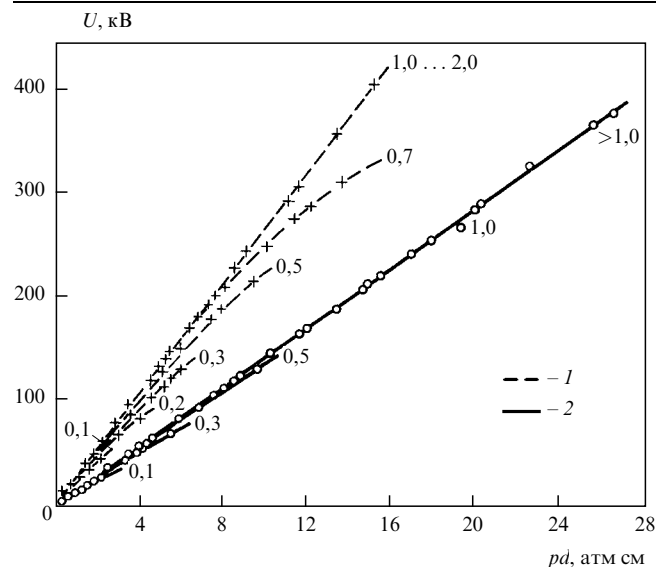


Рис. 14. Правая ветвь кривой Пашена $U = f(pd)$: (1) воздух, (2) водород [82]

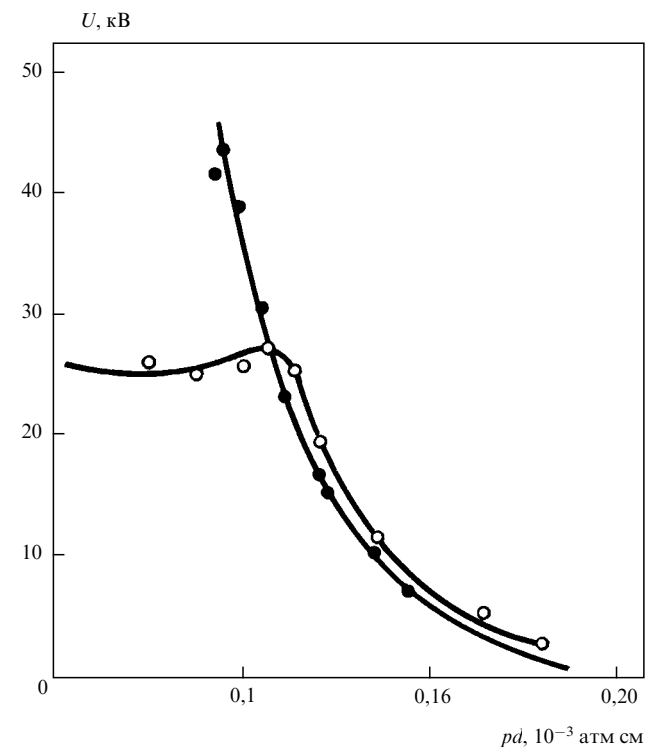


Рис. 15. Левая ветвь кривой Пашена $U = f(pd)$: (1) классическая зависимость, (2) зависимость, обусловленная появлением эктонов [75]

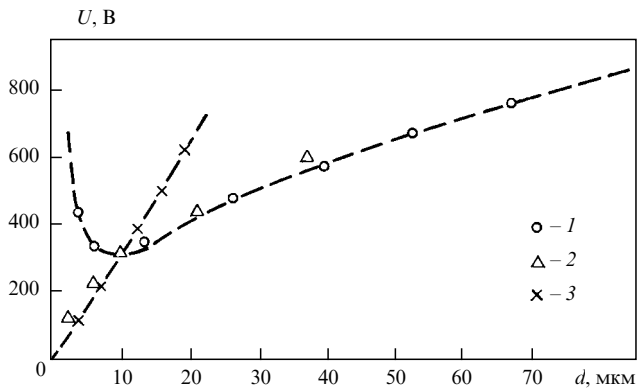


Рис. 16. Область минимума кривой Пашена: (1) точки кривой Пашена; (2) точки, демонстрирующие отклонение от кривой Пашена; (3) точки, соответствующие среднему электрическому полю $3 \cdot 10^5 \text{ В см}^{-1}$

6.2.2. Контракция объемных разрядов. Еще одним проявлением эктонных процессов в газовом разряде является контракция объемных разрядов, т.е. переход объемной формы горения разряда в канальную [75]. Примерами объемных разрядов являются тлеющий разряд низкого давления, импульсный самостоятельный объемный разряд, горящий как при низком, так и при высоком давлении (1 атм и более) и, наконец, несамостоятельный разряд с интенсивной внешней ионизацией, например пучком электронов [76].

В объемных разрядах контракция начинается непосредственно на катоде из-за возникновения эктона за счет тока АЭЭ или пробоя диэлектрической пленки на катоде. Учитывая, что все упомянутые выше разряды контрагируются по одной схеме, рассмотрим этот эффект на примере тлеющего разряда.

Характерными особенностями тлеющего разряда являются объемное протекание тока и наличие слоя прикатодного падения потенциала, благодаря которому электроны из прикатодных областей равномерно поступают в столб разряда. Падение потенциала на прикатодных областях составляет обычно несколько сотен вольт, а размер прикатодной области устанавливается таким, что обеспечиваются условия самоподдержания разряда за счет ионизационных процессов в газе и вторичных процессов на катоде.

Вторичные электроны возникают на катоде при его бомбардировке положительными ионами, за счет фотоэффекта, при его бомбардировке быстрыми нейтральными атомами, образующимися при перезарядке и в других процессах. Эти процессы обуславливают, как правило, равномерную плотность тока вторичных электронов на катоде и, соответственно, равномерную структуру катодного слоя.

В нормальном тлеющем разряде плотность тока остается постоянной, а полный ток увеличивается за счет увеличения площади, занимаемой разрядом на катоде. После того как разряд займет всю поверхность, дальнейшее увеличение общего тока в цепи приводит к повышению его плотности и напряжения горения разряда. В таком случае говорят об аномальном режиме горения тлеющего разряда. Достижение определенной плотности тока в аномальном разряде приводит к скачкообразному переходу тлеющего разряда в дуговой.

Переход от тлеющего разряда к дуговому сопровождается перераспределением тока в столбе разряда (контракцией столба) и перераспределением тока на катоде (локализацией тока в области катодного пятна). Имеются две точки зрения на природу перехода из объемного разряда в искровой.

Одна точка зрения заключается в том, что контракция обусловлена неустойчивостями, возникающими в столбе разряда. Например, в тлеющем разряде в длинных трубках сжатие столба может происходить за счет того, что на оси выделяется больше энергии, чем на периферийных областях. Это приводит к нагреву газа, его вытеснению из внутренних областей и понижению концентрации нейтральных частиц. Снижение концентрации частиц ведет, в свою очередь, к еще большему рассеиванию мощности на оси разряда [77, 79].

Существует, однако, другой подход, в основе которого лежат экспериментальные данные о зарождении неустойчивостей, приводящих к контракции, в приэлектродных областях (как правило, в прикатодной области) [49, 75]. Считается, что в результате развития этих неустойчивостей инициируется нестабильность столба разряда. Данная точка зрения в меньшей мере освещена в литературе.

Уже в ранних работах экспериментально наблюдалось как радиальное сжатие столба тлеющего разряда без изменения параметров прикатодного слоя при превышении током критического значения [80], так и дугообразование за счет зарождения неустойчивостей в катодной области [81]. При этом второй механизм реализуется в широком диапазоне экспериментальных условий при высоких и низких давлениях газа.

В соответствии с развиваемой в настоящем обзоре концепцией одна из неустойчивостей в катодной области может возникать в том случае, если электрическое поле на катоде достаточно для инициирования АЭЭ с отдельных участков поверхности. Тогда ток АЭЭ усиливается объемным зарядом положительных ионов, что приводит к дальнейшему росту плотности тока, взрыву микроострий и образованию эктона.

6.2.3. Коронный разряд. Коронный разряд обычно осуществляется при электродах острей-плоскость. Высокое электрическое поле (превышающее 10^5 В см^{-1}) имеет место на кончике острия, с которого развивается корона. В зависимости от полярности электрода с малым радиусом закругления коронный разряд бывает положительным или отрицательным.

Напряженность поля у острия $E \approx U/r$, где r — радиус кривизны кончика электрода, U — потенциал острия. При высоком поле в области острия начинается интенсивная ионизация газа, так как коэффициент ударной ионизации сильно зависит от электрического поля.

По данным, приведенным в [82], можно заключить, что в ряде случаев при отрицательной короне наблюдались эффекты, которые можно характеризовать как эктоны. Во-первых, на катоде отрицательной короны наблюдаются яркие катодные пятна. Во-вторых, в [82] обращается внимание на возникновение углублений на отрицательном острей при функционировании короны в азоте и водороде.

Положительные ионы в экспериментах [82] достигали катода с энергией, не превышающей 1 эВ, поэтому образование "кратерообразных углублений" казалось

весьма странным. Такое явление наблюдалось на электродах из вольфрама, платины, меди и свинца. Сейчас можно интерпретировать этот эффект как появление эктонов.

Инициирование эктонов на стадии формирования импульсного коронного разряда в воздухе наблюдалось в [49]. Основные эксперименты проведены при приложении к межэлектродному зазору длиной 0,6 см прямоугольных строго одиночных импульсов регулируемой длительности при начальном напряжении 25 кВ с фронтом 10^{-9} с. Радиус кончика острья составлял 1 мкм и более. Противоположный электрод представлял собой полусферу радиусом 0,3 см.

Поверхность острья после пробоя исследовалась в растровом электронном микроскопе. Кроме того, контроль состояния острий осуществлялся в теновом электронном микроскопе. При длительности импульса 3 нс возникал кратер независимо от полярности прикладываемого к острию напряжения. Однако для острий большого радиуса пятно иницируется лишь в том случае, если острие является катодом. При этом на катоде наблюдаются следы эрозии в виде микрократеров.

Инициирование эктонов на катоде объясняется развитием катодной неустойчивости. Это подтверждается различным характером эрозии поверхности катода и анода. Поражение поверхности катода имеет вид сгруппированных оплавленных шариков диаметром 1–2 мкм, которые чаще всего плотно упакованы в области размером 20–30 мкм. Это значит, что, как и в вакуумном разряде, инициирование эктона происходит на микро-неоднородностях катодной поверхности, которые возникают на краях кратеров предыдущих пробоев.

При отрицательной полярности острия катодное пятно иницируется за время $t < 3$ нс. Плотность тока на аноде увеличивается при возрастании давления и для длительности импульса 20 нс и давлений 76, 152, 228 мм рт. ст. равна соответственно $1,3 \cdot 10^4$, $2,6 \cdot 10^4$, $5 \cdot 10^4$ А см $^{-2}$. Принимая скорость дрейфа электронов $v = 10^7$ см с $^{-1}$, получаем концентрацию электронов в наиболее широкой части диффузного канала вблизи анода порядка 10^{16} см $^{-3}$.

6.2.4. Псевдоискровой разряд. В последнее десятилетие интенсивно исследуется одна из разновидностей сильно-точного объемного разряда — псевдоискра [83]. Геометрия электродов такого разряда показана на рис. 17. Это разряд с полым катодом и полым анодом. Он образуется в сильноточных коммутаторах, которые по своим характеристикам превосходят тиратроны, а также в источниках электронов.

Особый интерес в этой разновидности разряда вызывает механизм эмиссии, обеспечивающий среднюю плотность тока порядка 10^4 А см $^{-2}$. Основные характери-

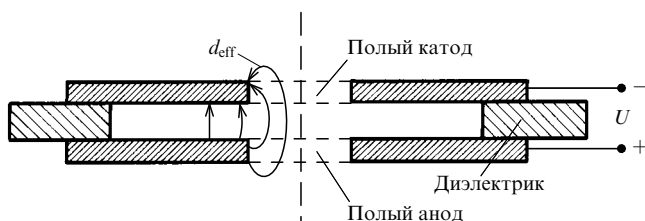


Рис. 17. Основная схема псевдоискровой камеры [83]

стики псевдоискр таковы: давление газа в разряднике обычно $p \approx 0,1$ мм рт.ст.; длина промежутка $d \approx 0,1-1$ см; в промежутке между электродами длина свободного пробега электрона $\lambda_e > d$.

После зажигания разряда в полым катоде плазма проникает в зону отверстия, формируется электронный пучок с током, достигающим 10–100 А. В этой стадии происходит десорбция и ионизация газа с поверхности катода, и концентрация газа в области отверстия достигает порядка 10^{16} см $^{-3}$. Диаметр канала свечения равен примерно диаметру канала отверстия [83].

Сильноточный разряд с плотностью тока 10^4 А см $^{-2}$ формируется, когда свечение плазмы, радиально расширяясь со скоростью 10^8 см с $^{-1}$ [83] заполняет межэлектродный промежуток до размера, равного пяти-шести диаметрам острия. Напряжение на разряде падает до нескольких сот вольт. Это напряжение сосредоточено в слое толщиной 10^{-4} см и создает поле на катоде $E = (1-5) \cdot 10^6$ В см $^{-1}$.

В качестве наиболее вероятного механизма эмиссии обычно привлекается термоэлектронная эмиссия. Для получения плотности тока $j = 10^4$ А см $^{-2}$ при напряженности поля $E = (2-5) \cdot 10^6$ В см $^{-1}$ температура катода T должна быть более 3500 К. Для достижения такой температуры поверхности катода за время $t < 50$ нс (время развития сильноточного разряда) плотность мощности на молибденовом катоде должна быть около $(3-4) \cdot 10^7$ Вт см $^{-2}$. Однако самые оптимистические расчеты дают интенсивность потока не более 10^6 Вт см $^{-2}$, что явно недостаточно для разогрева катода до температуры плавления.

Микрорельеф катода после функционирования псевдоискр весьма похож на рельеф после воздействия дугового разряда [83]. Уносимая с катода масса на единицу заряда, измеренная в [83], для молибдена равна $(5-8) \cdot 10^{-5}$ г Кл $^{-1}$ и типична для эктонного процесса. Наибольшая эрозия металла происходит там, где имеется высокое электрическое поле, т.е. на краю катода (рис. 18). Учитывая характер поражения катода, есть все основания полагать, что высокая средняя плотность тока в псевдоискрах обеспечивается эктонами.

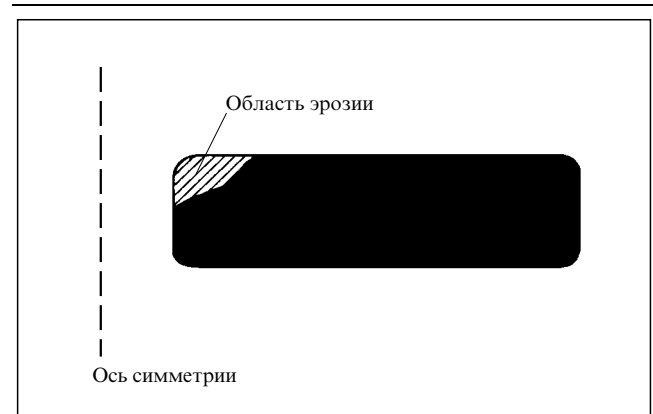


Рис. 18. Схематический вид катода из молибдена после $5 \cdot 10^6$ пробоев с длительностью разряда 90 нс при токе 20 кА [83]

Исследование физических процессов иницирования и развития вакуумного пробоя, механизмы эмиссии в катодном пятне вакуумной дуги и в объемном газовом разряде позволило установить ряд закономерностей,

доказывающих, что механизм эмиссии в псевдоискре обусловлен эктонами [84]. Будем исходить из того, что среднюю плотность тока порядка 10^4 А см^{-2} в псевдоискре могут обеспечить 10^3 эктонов, каждый из которых несет ток 10 А. Плотность тока в них может достигать 10^8 А см^{-2} .

Возникновение эктонов за время t_d происходит при условии $j^2 t_d = \text{const}$. При начальной плотности тока 10^9 А см^{-2} время t_d лежит в наносекундном диапазоне. Исследования [4] показали, что для катода из молибдена, кондиционированного в высоком вакууме, время $t_d \sim 1 \text{ нс}$ при средней напряженности электрического поля на катоде $E > 2 \cdot 10^6 \text{ В см}^{-1}$. Поле, создаваемое объемным разрядом в начальной стадии формирования псевдоискры, такого же порядка величины, и, следовательно, есть условия для образования эктона за время $t < 10 \text{ нс}$.

В [83] наблюдалось возникновение эктонов на катоде и контрагированной искры при первых включениях тока. Затем по мере тренировки разрядами искры исчезали и разряд переходил в диффузную стадию. Отсюда авторы [83] пришли к выводу, что возникает суперэмиссия. Этот эффект можно объяснить следующим образом. При первых включениях тока с новыми некондиционированными электродами катодное пятно на катоде возникает при меньших полях ($E \sim 10^5 \text{ В см}^{-1}$) на стадии формирования пучка и свечения в области между отверстиями. В этом случае разряд развивается с отдельных участков, как при вакуумном разряде.

По мере кондиционирования электрическая прочность повышается и, как только возникает объемная ионизация в межэлектродном промежутке и поле за время, меньшее 2 нс, сосредотачивается в тонком прикатодном слое, создаются условия для спонтанного возникновения эктонов на большой поверхности. Так как ток одного эктона, по-видимому, не превышает 10 А, плазма в нем на 100 % ионизована и излучает в УФ области [4], а размер пятна не превышает 0,1 мм, то на фоне объемного свечения эти катодные пятна не заметны.

О том, что так называемая суперэмиссия в псевдоискрах обусловлена эктонами, говорят результаты исследования эрозии электродов. Она наибольшая в том месте, где наибольшее электрическое поле, т.е. на внутренней кромке полого катода (см. рис. 18) [83].

6.3. Процессы в контактах

Геометрическая поверхность контактов такова, что действительный металлический контакт осуществляется лишь в отдельных узких областях [52, 85, 86]. Даже самые гладкие металлические поверхности имеют микровыступы высотой 0,01–0,1 мкм [5]. Эти выступы обычно располагаются на некоторой волнистой поверхности, шаг которой в различных условиях составляет 10^3 – 10^4 мкм, а высота 1–10 мкм. Именно наличие шероховатостей и волнистости является причиной того, что две поверхности контактируют лишь в отдельных точках.

Если происходит замыкание контактов, находящихся под некоторым напряжением, то в результате их сближения происходит вакуумный пробой, аналогичный тому, который рассмотрен выше (см. рис. 16). При этом эктоны возникают за счет взрыва микровыступов под действием тока АЭЭ из них. После замыкания контактов возникает сила, которая может привести к их отскоку. Эта сила

обусловлена высоким давлением паров и плазмы металла в результате микровзрывов в местах контактных зон.

При размыкании тока из-за неровности поверхности расхождение контактов происходит неодновременно. Через отдельные пятна будет протекать весь ток в цепи. Поэтому область стягивания тока расплавляется и образуется расплавленный металлический мостик, который, взрываясь, создает эктон. Изучение мостиков и их поверхности под действием размыкаемого тока — основной вопрос в проблеме физики размыкания тока.

Очень близко к проблеме функционирования контактов стоит вопрос о физике электроэрозионной обработки металлов. Можно предполагать, что в этой области роль эктонов важна. Они создают, например, микроструи из катода, разрушающие анод, и способствуют переносу металла анода на катод [87].

6.4. Разряд в жидких и твердых диэлектриках

Разряд в жидкости до сих пор является загадочным явлением [88]. По нашему мнению, эктоны и здесь могут играть важную роль. Напряженность поля в промежутке перед пробоем достигает 10^6 В см^{-1} и более. В этих условиях можно ожидать появление мест концентрации энергии в микрообъемах на поверхности катода за счет АЭЭ в жидкости, образование газовых пузырей на катоде и образование в них плазмы, усиление поля за счет диэлектрических примесей в жидкости и на поверхности катода и т.д. Вероятность этих процессов, по-видимому, особенно велика, если разряд происходит в системе острей-плоскость при острейном катоде. В таком разряде начальное свечение часто появляется на аноде, что может говорить о появлении анодных эктонов.

Разряд в твердых диэлектриках исследуется также достаточно давно, однако пока нет полной ясности механизма этого явления. Электрическое поле в контакте катода и твердого диэлектрика перед его пробоем очень высокое (10^6 В см^{-1} и более) [89]. Это особенно относится к разрядам с острейным катодом. Если на катоде образуется эктон, то возможна инжекция электронов в диэлектрик, а также проплавление части диэлектрика плазменной струей, что может быть инициирующим эффектом для образования канала разряда в диэлектрике.

Особенно наглядно процесс образования эктонов можно проиллюстрировать при разрядах по поверхности диэлектрика в вакууме, газе и жидкости. В этом случае микровыступы на катоде, касаясь поверхности диэлектрика, создают тангенциальную компоненту электрического поля, приводящую к начальным микро-разрядам по поверхности диэлектрика. Ток этих микро-разрядов, протекая через катодные микровыступы, приводит к их взрыву и образованию эктонов.

6.5. Аномальные ионы и электроны

Идея эктонов дает шанс объяснить ряд эффектов в вакуумном разряде и вакуумной дуге, которые до сих пор не нашли объяснения. Например, при рассмотрении эктонного механизма функционирования вакуумной дуги мы объяснили так называемую ионную эрозию (см. (6.9)). Это есть движение положительных ионов со скоростью порядка 10^6 см с^{-1} от катода к аноду. Такую энергию ионы получают в зоне эмиссии при джоулевым нагреве неидеальной плазмы током дуги.

Идея эктонов может дать ключ к пониманию эффекта коллективного ускорения ионов в вакуумном разряде до энергий, во много раз превышающих энергию при приложенном напряжении (эффект Плюто) [90]. Возможно, что сгустки электронов в эктоне ускоряются при неустойчивостях в плазме и, захватывая имеющиеся в плазме ионы, ускоряют их.

При взрывной эмиссии наблюдаются электроны, энергия которых в 2 раза превышает ту, которая должна быть при приложенном напряжении [4]. Это можно объяснить на примере двухэктонного механизма. Пусть вначале ток обусловлен существованием двух эктонов, а затем один исчезает. При исчезновении одного эктона ток резко уменьшается (в 2 раза), что приведет к появлению ЭДС индукции за счет собственной индуктивности разрядного контура. Это приводит к дополнительному ускорению части электронов.

Возможно, изучение эктонов позволит, наконец, объяснить один из самых загадочных феноменов в вакуумной дуге — так называемое ретроградное движение катодного пятна [6], т.е. движение катодного пятна в скрещенном электрическом и магнитном полях в направлении, противоположном амперовскому. Быть может, это обусловлено тем, что большую роль начинают играть так называемые обратные электроны, т.е. электроны, которые из катодной плазмы снова возвращаются на катод.

Наличие "обратных" электронов предсказывается двухжидкостной гидродинамической моделью эктона (см. раздел 5.3). Следовательно, эти электроны будут двигаться в сторону, противоположную электрическому полю. Наличие таких электронов в разряде показано в разделе 5.4 при математическом моделировании эктона.

7. Заключение

При быстром концентрировании энергии в микрообъемах катода (до 10^4 Дж $г^{-1}$ и более) происходят микровзрывы. Существует много методов такого концентрирования: джоулев разогрев за счет тока АЭЭ, усиление плотности тока на микро неоднородностях катода при их обтекании плазмой, микропробой диэлектрических пленок и включений на катоде при их зарядке током ионов, лазерный разогрев микроучастков катода, удар о катод ускоренных макрочастиц и т.д. Такие микровзрывы приводят к возникновению ВЭЭ. Структура тока ВЭЭ необычна. Он состоит из отдельных порций электронов ($10^{11} - 10^{12}$ штук), имеющих характер электронных лавин, названных нами эктонами. Время образования этих лавин составляет $10^{-9} - 10^{-8}$ с.

Появление электронов в эктоне вызвано быстрым перегревом микроучастков катода и является по существу разновидностью термоэлектронной эмиссии. Прекращение эмиссии электронов в эктоне обусловлено охлаждением зоны эмиссии за счет теплопроводности, уменьшения плотности тока, испарения атомов и т.д.

На основе предположения, что удельное сопротивление металла до и после микровзрыва является функцией плотности энергии, а охлаждение микроучастка происходит только за счет теплопроводности и уменьшения плотности тока, была построена простая физическая модель эктона. Эта модель позволила определить основные параметры эктона: число электронов, длительность его функционирования, уносимую с катода металла массу, число ионов, сопровождающих эктон, и т.д.

Эктоны играют фундаментальную роль в электрических разрядах в вакууме и газе. Они ответственны за инициирование и развитие вакуумного разряда и присутствуют в каждом цикле катодного пятна электрической дуги.

Эктонный подход позволил построить довольно простую теорию вакуумной дуги, которая качественно и количественно объясняет основные явления в катодном пятне: цикличность, унос массы с

катода, плотность тока, ионную эрозию, эффект Танберга и т.д. По нашему мнению, такой подход является на сегодняшний день наиболее плодотворным для объяснения феномена катодного пятна дуги.

Эктоны позволили объяснить также ряд явлений в физике газового разряда: контракцию объемного газового разряда и его переход в дуговой; отклонение от кривой Пашена в газовом разряде в области левой и правой ветвей, а также в области минимума; импульсный разряд в высоких электрических полях.

При низких давлениях газа в области левой ветви кривой Пашена имеет место так называемый, псевдоискровый разряд, для которого характерна высокая средняя плотность электронного тока с катода: до 10^5 А $см^{-2}$ (суперэмиссия). Сейчас можно с уверенностью сказать, что такая эмиссия обусловлена эктонным процессом.

Эктоны наблюдаются также в импульсном коронном разряде. По нашему мнению, при помощи эктонов можно объяснить также ряд процессов в металлических контактах, при разрядах в жидкостях, твердых диэлектриках и т.д. Однако эти утверждения требуют дополнительного, более тщательного изучения.

Что является актуальным в изучении эктонов в ближайшее время? Во-первых, не ясен точный механизм охлаждения зоны эмиссии эктона, хотя роль эктонов в процессе ВЭЭ можно считать экспериментально доказанной. Здесь, по-видимому, имеет место перехват тока с одной жидкометаллической струи на другую.

Во-вторых, необходимо измерять удельные действия различных металлов и влияние на них температуры и фазового состояния материала катода.

В-третьих, требует более тщательного изучения роль эктонов в возникновении аномальных электронов и ионов в вакуумных разрядах.

В настоящем обзоре не нашел отражения вопрос о роли эктонов в функционировании импульсных электрофизических устройствах, таких, как сильноточные ускорители электронов, мощные импульсные рентгеновские устройства, мощные релятивистские сверхвысокочастотные генераторы и т.д. Этот вопрос рассмотрен в недавно опубликованной монографии [92]. Можно только подчеркнуть, что актуальным является изучение влияния эктонов на пространственную и временную структуру пучка электронов, так как это определяет качество того или иного электрофизического устройства.

Список литературы

1. Месяц Г А *Письма в ЖЭТФ* **57** 88 (1993)
2. Бугаев С П, Искольский А М, Месяц Г А, Проскуровский Д И *ЖТФ* **37** 2206 (1967)
3. Месяц Г А *Автореф. дис... д-ра техн. наук* (Томск: ТПИ, 1966)
4. Месяц Г А, Проскуровский Д И *Импульсный электрический разряд в вакууме* (Новосибирск: Наука, 1984)
5. Раховский В И *Физические основы коммутации электрического тока в вакууме* (М.: Наука, 1970)
6. Кесаев И Г *Катодные процессы электрической дуги* (М.: Наука, 1968)
7. Utsumi T, English J H *J. Appl. Phys.* **46** 126 (1975)
8. Kimblin C W *J. Appl. Phys.* **44** 3074 (1973)
9. Juttner V *IEEE Trans. Plasma Sci.* **15** 474 (1987)
10. Бурцев В А, Калинин Н В, Лучинский А В *Электрический взрыв проводников* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
11. Фортов В Е, Якубов И Т *Неидеальная плазма* (М.: Энергоатомиздат, 1994)
12. Кварцхава И Ф, Плюто А А, Чернов Ф П, Бондаренко В В *ЖЭТФ* **30** 42 (1956)
13. Sedoi V S, Chemezova L I, Chernov A A et al. *Megagauss fields and pulsed power systems* (MG-V) (N.Y.: Nova Science Publishers, 1990)
14. Месяц Г Г *Письма в ЖТФ* **16** (14) 30 (1990)
15. *Handbook of chemistry and physics* (Ed. R C West) (N. Y.: CRC Press, 1989)
16. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966)
17. Vitkovitsky I M *Hihg power switching* (Van Nostrand Reinhold Company, 1987)
18. Little R P, Whitney W T *J. Appl. Phys.* **34** 2430 (1963)
19. Лозинский Я Т *Высокотемпературная металлография* (М.: Машгиз, 1956)
20. Мюллер Э В, Цонь Т Т *Автоионная микроскопия* (М.: Металлургия, 1972)
21. Shrednik K N *Proc. VII Int. Vacuum Congress* (Vienna, 1977) p. 2455

22. Сливков И Н *Процессы при высокоом напряжении в вакууме* (М.: Энергоатомиздат, 1982)
23. Надгорный Э М, Осипьян Ю А, Перкас М Д, Розенберг В М *УФН* **67** 625 (1959)
24. Пошехонова Т А, Носов А А *ЖТФ* **40** 320 (1970)
25. Rohrbach F *Sur les mecanisme qui conduisent a la formation de letincelle electrique a tres paute tension et sons ultraviolete par la mesure des temps de retard a la disruption* (Geneve: CERN 71-28, 1971)
26. Allen N K, Cox В M, Latham R W J. *J. Phys. D* **12** 969 (1979)
27. Cox В M J. *J. Phys. D* **8** 2065 (1975)
28. Farrall G A, Owens M, Hudda F G J. *Appl. Phys.* **46** 610 (1975)
29. Каминский М *Атомные и ионные столкновения на поверхности металлов* (М.: Мир, 1967)
30. Мак-Даниэль И *Процессы столкновений в ионизованных газах* (М.: Мир, 1967)
31. Воробьев Г А, Мухачев В А *Пробой тонких диэлектрических пленок* (М.: Сов. радио, 1977)
32. Гопра К Л *Электрические явления в тонких пленках* (М.: Мир, 1972)
33. Budenstein P P, Haues P I J. *Appl. Phys.* **38** 2837 (1967)
34. Forlani F, Minnaja N *Phys. Status Solidi* **4** 311 (1964)
35. Бугаев С П, Литвинов Е А, Месяц Г А, Проскуровский Д И *УФН* **115** 101 (1975)
36. Dyke W P, Trolan J K, Martin E E, Barbour J P *Phys. Rev.* **5** 1054 (1951)
37. Фурсей Г Н *Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук* (Новосибирск: ИФП, 1973)
38. Tonks L *Phys. Rev.* **48** 562 (1935)
39. Праневичюс Л И, Барташюс И Ю, Иглунас В И *Изв. вузов. Сер. Физ.* **4** 44 (1969)
40. Габович М, Порицкий В *Письма в ЖЭТФ* **33** 320 (1981)
41. Елинсон М И, Васильев Г В *Автоэлектронная эмиссия* (М.: ГИФМЛ, 1958)
42. Фурсей Г Н, Жуков В М, Баскин Л М *Сильноточная эмиссионная электроника* (Новосибирск: Наука, с. 21–31, 1984)
43. Latham R V *High vacuum insulation: The physical basis* (N.Y.: Academic Press, 1981)
44. Бугаев С П, Месяц Г А *ДАН СССР* **196** 324 (1971)
45. Месяц Г А *Генерирование мощных наносекундных импульсов* (М.: Сов. радио, 1974)
46. Schachter L, Jvers J D, Nation J A, Kerslick G S J. *Appl. Phys.* **63** 8097 (1992)
47. Mesyats G A Proc. XVI Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (Moscow – St. Petersburg, 23 May, 419, 1994)
48. Puchkarev V F, Bochkarev M B J. *J. Phys. D.* **27** 1214 (1994)
49. Королев Ю Д, Месяц Г А *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде* (Новосибирск: Наука, 1982)
50. Ready J F *Effects of high-power laser radiation* (N.Y.: Academic Press, 1971)
51. Wang X J, Tsang T, Kirk H et al. *Proc. XV Int. Symp. XV on Discharges and Electrical Insul. in Vacuum* (Darmstadt, Sept. 6–10, 1992) p. 135
52. Мерл В *Электрический контакт* (М.: ГЭИ, 1962)
53. Литвинов Е А, Месяц Г А, Парфенов А Г *ДАН СССР* **279** 864 (1984)
54. Лоскутов В В, Лучинский А В, Месяц Г А *ДАН СССР* **271** 1120 (1983)
55. УЭББ Ф, в кн. *Взрывающиеся проволочки* (М.: ИЛ, 1963)
56. Бушман А В, Лешкович С П, Месяц Г А и др. *ДАН СССР* **312** 1368 (1990)
57. Баско М М *Уравнения одномерной гидродинамики с теплопроводностью и кинетикой термоядерного горения* (Препринт ИТЭФ, № 145) (М., 1985)
58. Беспалов И М, Полищук А Я *Методика расчета транспортных коэффициентов плазмы в широком диапазоне параметров* (Препринт ИВТАН, № 1-257) (М., 1988)
59. Бушман А В, Канель Г И, Ни А Л, Фортов В Е *Теплофизика и динамика конденсированных сред при интенсивных импульсных воздействиях* (Препринт ИФТТ) (п/о Черноголовка, Моск. обл., 1983)
60. Белоцерковский О М, Давыдов Ю М *Метод крупных частиц в газовой динамике* (М.: Наука, 1982)
61. Bertholf L D, Buxton L D, Thorne B J et al. *J. Appl. Phys.* **46** 3776 (1975)
62. Жуков В Т *Численные эксперименты по решению уравнения теплопроводности методом локальных итераций* (Препринт ИПМ АН СССР, № 97) (М., 1983)
63. Силин В П *Введение в кинетическую теорию газов* (М.: Наука, 1971)
64. Парфенов А Г *Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук* (Екатеринбург: ИЭФ УрО РАН, 1992)
65. Колгатин С Н, Хачатурьянц А В *ТВТ* **20** 447 (1982)
66. Беспалов И М, Полищук А Я *Методика расчета транспортных коэффициентов плазмы в широком диапазоне параметров* (Препринт ИВТАН, № 1) (М., 1988)
67. Зиновьев В Е *Теплофизические свойства металлов при высоких температурах* (М.: Металлургия, 1989)
68. Daalder J E J. *J. Phys. D* **8** 1647 (1975)
69. Daalder J E *IEEE Trans. Pow. Appl. Syst.* **93** 1747 (1974)
70. Puchkarev V F, Murzakaev A M J. *Phys. D* **23** 26 (1990)
71. Robson A E, Thoneman P C *Proc. Phys. Soc.* **73** 508 (1959)
72. McGracken, Scott P E *Nucl. Fusion* **19** (7) 889 (1979)
73. Shwizke F, Taylor R J J. *Nucl. Mat.* (93–94) 780 (1980)
74. Зыкова Н М, Недоспасов А В, Петров В Т *ТВТ* **21** 778 (1983)
75. Королев Ю Д, Месяц Г А *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991)
76. Бычков Ю И, Королев Ю Д, Месяц Г А *УФН* **126** 451 (1978)
77. Ecker G, Kroll W, Zoller O *Phys. Fluids* **7** 2001 (1964)
78. Tanberg R *Phys. Rev.* **35** 1080 (1930)
79. Jacob J, Mani S A *Appl. Phys. Lett.* **26** 53 (1975)
80. Gamdling W A, Edels H *Nature* **177** 1090 (1956)
81. Boyle W S, Haworth F E *Phys. Rev.* **101** 935 (1956)
82. Мик Д, Крэгс Д *Электрический пробой в газах* (М.: ИЛ, 1960)
83. Gundersen M A, Schaefer G *Physics and application of pseudosparks* (NATO ASI, Series B) (N.Y.: Plenum press, 1989)
84. Mesyats G A, Puchkarev V F *Proc. XV Int. Symp. on Discharges and Electrical Insul. in Vacuum* (Darmstadt, Sept. 6–10, 1992) p. 488
85. Holm R *Electric contacts* (Stockholm, 1946)
86. Llewellyn Jones F, Jones R H Z. *Phys.* **147** 45 (1957)
87. Золотых Б Н, в кн. *Электроискровая обработка металлов* Вып. 1 (М.: Изд-во АН СССР, 1957) с. 38
88. Ушаков В Я *Импульсный электрический пробой жидкостей* (Томск, Изд-во ТГУ, 1975)
89. Воробьев А А, Воробьев Г А *Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков* (М.: Высшая школа, 1966)
90. Короп Е Д, Плюто А А *ЖТФ* **40** 2534 (1970)
91. Разумихин М А *Эрозионная устойчивость малоомощных контактов* (М.: Энергия, 1964)
92. Месяц Г А *Эктоны. Роль эктонов в электрофизических устройствах* (Екатеринбург: Наука, 1994)

ECTON—ELECTRON AVALANCHE FROM METAL

G.A. Mesyats

Institute of Electrophysics, Russian Academy of Sciences

ul. Pervomaiskaya 91, 620219 Ekaterinburg, Russia

Tel. (3432) 44 02 23, Fax (3432) 44 41 33, E-mail: romanov@mik.e-burg.su

It has been shown that when microexplosions occur on a cathode there is a so-called explosive electron emission observed as short bursts or avalanches of electrons, which we have named 'ectons'. The start of electron current in ectons is due to the overheating of the metal because of the very high energy density (10^4 J g^{-1}) and the current stops due to cooling down of the emission zone. Ectons occur in electrical discharges in vacuum, in cathode spots of vacuum arc, in bulk discharges in gases, in pseudospark discharges, in corona discharges, etc.

PACS numbers: **79.90. + b**

Bibliography — 92 references

Received 7 February 1995