

## ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

# Взрывозмиссионные процессы в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы и линейных электрон-позитронных коллайдерах

С.А. Баренгольц, Г.А. Месяц

*Представлены модель взрывной электронной эмиссии на основе аналогии с электрическим взрывом проводников и результаты расчёта микровзрывных процессов на поверхности катода под действием взрывозмиссионного тока. С использованием полученных результатов проведён анализ взрывозмиссионных процессов при функционировании униполярных дуг в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы и при иницировании радиочастотного вакуумного пробоя в ускорительных структурах линейных электрон-позитронных коллайдеров. Исследованы структура катодного пятна и эрозионные характеристики дугового разряда на наноструктурированной поверхности вольфрама (W-fuzz), сформированной в результате плазменных нагрузок в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы. Получены оценки параметров иницирования и представлены результаты моделирования предпробойных и микровзрывных процессов при радиочастотном вакуумном пробое.*

**Ключевые слова:** импульсный вакуумный пробой, взрывная электронная эмиссия, униполярные дуги, катодное пятно, автоэлектронная эмиссия, радиочастотный вакуумный пробой

PACS numbers: 52.40.Hf, 52.80.Vp, **79.70.+q**DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.02.039163>

## Содержание

1. Введение (751).
2. Феноменологическая модель явления взрывной электронной эмиссии (752).
  - 2.1. Критерий иницирования импульсного вакуумного пробоя.
  - 2.2. Параметры взрывозмиссионных процессов.
  - 2.3. Моделирование микровзрывных процессов на катоде.
  - 2.4. Интеграл действия тока при микровзрывных процессах.
3. Униполярные дуги в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы (756).
  - 3.1. Факторы, способствующие иницированию униполярной дуги.
  - 3.2. Экспериментальные результаты исследования дугового разряда с W-fuzz-образцами.
  - 3.3. Взрывозмиссионная модель униполярной дуги.
  - 3.4. Эрозионные характеристики дугового разряда с W-fuzz-образцами.
4. Иницирование вакуумного пробоя в ускорительных структурах электрон-позитронных коллайдеров (762).

- 4.1. Критерии радиочастотного вакуумного пробоя.
  - 4.2. Микровзрывные процессы при радиочастотном вакуумном пробое.
  - 4.3. Взрывозмиссионная модель радиочастотного вакуумного пробоя.
  - 4.4. Моделирование предвзрывных процессов.
5. Заключение (768).  
Список литературы (768).

## 1. Введение

Самыми крупными международными научными проектами, реализуемыми в настоящее время или находящимися в стадии окончательной разработки, являются проект *Международный экспериментальный термоядерный реактор* (ИТЭР) и проект создания компактного *линейного электрон-позитронного коллайдера* CLIC (Compact Linear Collider). Эти проекты, имеющие, казалось бы, совершенно различные цели и задачи, способны их достижения, объединяет одна проблема, а именно иницирование электроразрядных процессов на поверхности, контактирующей с высокотемпературной плазмой (ИТЭР), и на поверхности ускоряющих структур, подвергающихся воздействию радиочастотной электромагнитной волны (CLIC). В первом случае возникает униполярная дуга, которая является источником разного рода примесей, загрязняющих термоядерную плазму, таких как жидкометаллические капли, микрочастицы, низкотемпературные атомы и ионы и т.д. Во втором случае иницирование вакуумного пробоя приводит к появлению значительных эмиссионных токов с поверхности ускоряющей структуры, вплоть до несколь-

С.А. Баренгольц<sup>(1,2,3,a)</sup>, Г.А. Месяц<sup>(2,b)</sup><sup>(1)</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация<sup>(2)</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация<sup>(3)</sup> Институт электрофизики Уральского отделения РАН, ул. Амурдсена 106, 620016 Екатеринбург, Российская Федерация  
E-mail: <sup>(a)</sup> sabarengolts@mail.ru, <sup>(b)</sup> mesyats@sci.lebedev.ru

Статья поступила 25 января 2022 г.

ких десятков или сотен ампер, — наводимые этими токами магнитные поля и поглощение энергии электромагнитной волны при пробое могут привести к резкому уменьшению светимости линейного коллайдера.

Г.А. Месяцем было высказано предположение о взрывоэмиссионном механизме функционирования униполярного дугового разряда и инициирования радиочастотного вакуумного пробоя [1, 2]. Явление взрывной электронной эмиссии было открыто при исследовании вакуумного пробоя под действием высоковольтных импульсов напряжения наносекундной длительности [3]. Установлено, что нарушение вакуумной изоляции в этих условиях обусловлено появлением плазменных микроструктур на катоде — катодных факелов. Распространение катодных факелов в межэлектродный промежуток сопровождается резким возрастанием эмиссионного тока с катода. Исследование явления взрывной эмиссии электронов показало, что переход вещества катода в плазменное состояние происходит вследствие большой концентрации энергии в микрообъемах на поверхности катода [4–6]. Основной причиной концентрации энергии является омический разогрев микроострий на катоде протекающим током автоэлектронной эмиссии высокой плотности. Образующаяся в результате микровзрывов на катоде плазма с высокой скоростью ( $\sim 10 \text{ км с}^{-1}$ ) распространяется в межэлектродный промежуток. При этом непосредственно в контакте катодного факела с поверхностью катода создаются условия для компенсации эмиссии электронов с границы катодного факела. Место привязки тока на катоде получило название катодного пятна вакуумного разряда. Катодное пятно включает в себя разогретую область на поверхности катода и контактирующую с ней плотную прикатодную плазму. В катодном пятне на масштабах в несколько микрометров происходит переход вещества катода из твердотельного состояния в плазменное. С течением времени катодные пятна покрывают всё большую поверхность катода и вакуумный разряд переходит в искровую стадию, характеризующуюся резким возрастанием тока взрывной электронной эмиссии. Величина тока взрывной эмиссии в данном случае ограничена только параметрами внешней цепи, что позволяет получать в импульсном режиме практически неограниченные (вплоть до нескольких мегаампер) токи электронов в диоде. Это свойство взрывной электронной эмиссии использовано при создании уникальных приборов и устройств мощной импульсной техники [7].

Дальнейшее исследование взрывной электронной эмиссии показало, что она имеет фундаментальный характер и отражает реакцию поверхности катода на воздействие интенсивных потоков энергии и высоких электрических полей [8]. Настоящая статья посвящена другому аспекту взрывной электронной эмиссии, также имеющему важнейшее практическое значение. Речь идёт о случаях, когда взрывная электронная эмиссия представляет собой нежелательное явление и возникает необходимость поиска способов её подавления, и, в частности, об инициировании и самоподдержании взрывоэмиссионных процессов в контакте металл–плазма и при воздействии на электроды радиочастотных электромагнитных полей.

О том, что именно взрывоэмиссионные процессы играют определяющую роль в разрядных явлениях в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы и ускоряющих структурах линейных электрон-позитронных коллайдеров, свидетельствует прежде всего наличие

на контактирующих с реакторной плазмой поверхностях, подвергаемых воздействию электромагнитных волн, микроратеров, идентичных возникающим при инициировании импульсного вакуумного пробоя. Основная цель данной работы — показать, что использование простых оценок взрывоэмиссионных процессов позволяет получить достаточно чёткое представление об этих явлениях. Структура статьи следующая. В разделе 2 кратко изложены основные положения модели взрывной электронной эмиссии на основе аналогии с электрическим взрывом проводников, приведены результаты моделирования микровзрывных процессов на катоде с использованием широкодиапазонных уравнений состояния вещества. В разделе 3 представлены результаты исследования взрывоэмиссионных процессов при униполярном дуговом разряде в условиях термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы, когда под действием гелиевой плазмы на поверхности вольфрама образуется слой нановолокон (W-fuzz). Раздел 4 посвящён рассмотрению роли взрывоэмиссионных процессов в инициировании радиочастотного вакуумного пробоя на поверхности ускоряющих структур компактного линейного коллайдера. В заключении (раздел 5) приведены основные выводы по результатам работы.

## 2. Феноменологическая модель явления взрывной электронной эмиссии

### 2.1. Критерий инициирования импульсного вакуумного пробоя

Как отмечалось во введении, явление взрывной электронной эмиссии было открыто при изучении наносекундного вакуумного пробоя [3]. Поскольку для плоской геометрии катода всегда существует проблема корректного определения коэффициента усиления поля на микроостриях катода, площади эмиссии и т.д., были проведены контрольные эксперименты с классическими острийными автоэлектронными эмиттерами, при которых эти параметры хорошо контролируются [9]. Для каждого эмиттера предварительно были сняты статические характеристики Фаулера–Нордгейма. Длительность импульсов напряжения варьировалась от 0,7 нс до 4 мкс. Время запаздывания инициирования пробоя  $t_d$  фиксировалось по резкому возрастанию эмиссионного тока в промежутке. В результате исследований установлена связь между временем  $t_d$  и плотностью тока  $j$  на катоде:

$$j^2 t_d = \text{const}. \quad (1)$$

Решение нестационарной задачи о разогреве острийного катода протекающим током термоавтоэлектронной эмиссии показало, что основным механизмом тепловыделения в катоде в диапазоне от нескольких единиц до нескольких десятков наносекунд является его омический разогрев [4]. Эмиссионный источник выделения энергии — эффект Ноттингама — оказывает влияние на динамику разогрева, но не является определяющим. В результате проведённого численного моделирования зависимость (1) приобрела вид

$$j^2 t_d = f \frac{\rho c}{\kappa_0}, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность материала катода,  $c$  — удельная теплоёмкость,  $\kappa_0$  — температурный коэффициент удель-

ного электросопротивления  $\kappa = \kappa_0 T$ . Для конического микроострия с малым углом раствора конуса величина  $f$  слабо зависит от геометрии острия и определяется в основном выбором температуры острия, при которой происходит инициирование пробоя. В качестве такой температуры брались температура плавления, кипения или критическая температура [4, 5, 10, 11].

Наличие связи между плотностью тока и временем запаздывания пробоя, определяемой соотношением (2), которое зависит только от параметров конкретного материала, позволило сделать вывод о том, что процессы при инициировании вакуумного пробоя во многом аналогичны процессам, наблюдаемым при электрическом взрыве проводников [6, 8]. В обоих случаях основным механизмом тепловыделения является омический нагрев протекающим током высокой плотности, приводящий к взрывообразному переходу металла в плазменное состояние. Важнейшей характеристикой процесса электрического взрыва проводников является интеграл удельного действия тока [12]:

$$\bar{h} = \int_0^{t_d} j^2 dt, \quad (3)$$

который определяет время до взрыва проводника, а поскольку при быстром вводе энергии в проводник взрыв происходит в закрившейся области (см., например, [13]), выражение (3) фактически определяет время перехода вещества в плазменное состояние. С учётом этого критерий импульсного вакуумного пробоя (1) можно записать [8] как

$$j^2 t_d \approx \bar{h}, \quad (4)$$

где присутствует значение интеграла действия тока, полученное в хорошо контролируемых условиях электрического взрыва проводников.

## 2.2. Параметры взрывоэмиссионных процессов

Использование аналогии со взрывом проводников позволило получить не только информацию о процессах, приводящих непосредственно к вакуумному пробоя, но и оценки важнейших параметров, определяющих функционирование катодного пятна вакуумного разряда. В частности, зависимость координаты  $r_{ex}$  или сечения конического микроострия  $S = \Omega r_{ex}^2$ , соответствующих объёму микроострия, перешедшему в плазменное состояние, выражается в виде

$$r_{ex} = \left( \frac{i^2 t}{\Omega^2 \bar{h}} \right)^{1/4}, \quad (5)$$

где  $\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta)$ ,  $\theta$  — угол раствора конуса,  $i$  — ток через микроострие.

Очевидно, что процесс разрушения микроострия на катоде не может длиться бесконечно. Логично предположить, что разрушение прекращается в тот момент, когда скорость отвода тепла в глубь катода начинает превышать скорость его разрушения, т.е. в момент, когда  $dr_{ex}/dt \approx d(at)^{1/2}/dt$ , где  $a$  — температуропроводность материала. Отсюда можно получить оценки времени жизни эмиссионного центра

$$\tau_c = \frac{i^2}{16\Omega^2 a^2 \bar{h}} \quad (6)$$

и координаты  $r_{cr}$ , определяющей часть объёма конуса, перешедшую в плазменное состояние:

$$r_{cr} = \frac{i}{2\Omega\sqrt{a\bar{h}}}. \quad (7)$$

По известному объёму микроострия, перешедшему в плазменное состояние, легко найти оценку одной из ключевых характеристик вакуумного разряда, которая определяет процесс генерации проводящей среды в межэлектродный промежуток. Благодаря этому процессу и происходит функционирование вакуумного разряда. Количественной характеристикой данного процесса является скорость ионной эрозии  $\gamma_i$  — отношение унесённой массы катода в виде ионов к протекающему заряду  $q$ :

$$\gamma_i = \frac{2}{3} \rho \sqrt{\frac{a}{\bar{h}}}. \quad (8)$$

Как видно из выражения (8), скорость ионной эрозии не зависит от тока и геометрии микроострия, а определяется только конкретными характеристиками катодного материала — его плотностью, температуропроводностью и интегралом удельного действия тока.

Конечное время жизни эмиссионного центра приводит к цикличности процессов в катодном пятне вакуумного разряда. Данный факт, а также оценки, сделанные на основе аналогии со взрывом проводников, были использованы при создании эктонной модели катодного пятна вакуумной дуги [8, 14–16]. Согласно этой модели катодное пятно состоит из отдельных ячеек — взрывоэмиссионных центров, испускающих порцию электронов, названную эктоном. Цикл состоит из двух стадий: непосредственно эктонного процесса и короткой стадии, в течение которой происходит инициирование нового взрывоэмиссионного центра вместо погибшего. Причём условия для инициирования нового эктонного процесса — наличие плотной прикатодной плазмы и жидкометаллических микронеоднородностей поверхности — создаются при функционировании предыдущего [8, 14–19]. Ток ячейки пятна  $i_c$  составляет примерно два пороговых тока горения дуги, как было установлено Кесаевым при исследовании структуры катодных пятен дугового вакуумного разряда [20]. С помощью эктонной модели катодного пятна дано объяснение основным эффектам и характеристикам вакуумного дугового разряда, таким как величина порогового тока, катодное падение потенциала, самопроизвольное погасание разряда, эффект Танберга и др. [8]. Показано, что параметры дуговой плазмы формируются в процессе функционирования ячейки пятна [21, 22], возрастание тока дуги вплоть до 1 кА сопровождается простым увеличением количества одновременно функционирующих эктонов, тем самым получают объяснение экспериментальные данные о слабой зависимости параметров ионного потока от тока вакуумной дуги.

## 2.3. Моделирование микровзрывных процессов на катоде

Несмотря на хорошее согласие с экспериментальными данными, для прямого использования результатов взрыва проводников при анализе микровзрывных процессов в вакуумном разряде необходимо более строгое обоснование ввиду очевидных различий этих процессов. Микро-

остриё на катоде представляет собой участок проводника длиной порядка 1 мкм со свободной (вакуумной) границей с одной стороны и массивным катодом с другой. Разогрев проводника происходит равномерно по длине (без учёта неустойчивостей), а при взрыве микроострия на катоде возникает дополнительный отток тепла в массивную часть катода, приводящий, помимо отвода энергии, к тому, что взрывообразное разрушение микроострия начинается с его вершины. В связи с этим возникает дополнительная компонента газокINETического давления, градиент которой направлен перпендикулярно сечению микровыступа — от его вершины к основанию.

Для моделирования микровзрывных процессов на катоде использовалась программа JULIA [23], основанная на методе "частиц в ячейках", ранее применявшаяся для моделирования взрыва проводников в двумерном приближении (см., например, [24]). Программа, адаптированная для расчёта процесса разогрева микроостриёв на катоде, включала систему уравнений гидродинамики, отражающих законы сохранения массы, импульса и энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (9)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla(\rho \varepsilon \mathbf{v}) = -p \nabla \mathbf{v} + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} + \nabla(\lambda \nabla T), \quad (11)$$

а также уравнений Максвелла, записанных в квазистационарном приближении (без учёта токов смещения):

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (12)$$

и закона Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E} - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right), \quad (13)$$

где  $p$ ,  $\varepsilon$ ,  $T$  — давление, внутренняя энергия и температура вещества,  $\mathbf{v}$  — его скорость,  $\mathbf{H}$  — напряжённость магнитного поля,  $\mathbf{E}$  — напряжённость электрического поля в неподвижной системе координат,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $\lambda$ ,  $\sigma$  — коэффициент теплопроводности и проводимость соответственно.

Задача решалась в следующей постановке. Предполагалось, что инициирование взрывной электронной эмиссии уже произошло, поэтому ток через остриё определялся параметрами внешней цепи. Система катод–микроостриё была включена в электрическую цепь, уравнение которой имело вид

$$U_{\text{out}} = I(t)R_{\text{out}} + U_{\text{load}}(t), \quad (14)$$

где  $U_{\text{out}}(t)$  — напряжение внешнего источника, за 0,1 нс нараставшее до значения  $U_0 = 3200$  В и далее остававшееся постоянным;  $R_{\text{out}} = 1000$  Ом — внешнее сопротивление, величина которого выбиралась таким образом, чтобы в режиме короткого замыкания ток в цепи равнялся 3,2 А;  $U_{\text{load}}(t)$  — напряжение, падающее на нагрузке (системе катод–микроостриё). Величина тока  $I(t)$  использовалась в качестве граничного условия при решении уравнений Максвелла (12). Предполагалось, что на поверхности плоского медного катода располагается

микроостриё в форме цилиндра высотой 1,5 мкм. Радиус цилиндра  $r_c$  в расчётах варьировался в пределах 0,2–0,4 мкм.

В качестве исследуемых материалов были выбраны медь (ускоряющая структура CLIC) и вольфрам (дивертор в ИТЭР). Значение тока 3,2 А выбрано с учётом того, что оно соответствует току (два пороговых) единичной ячейки катодного пятна вакуумной дуги (эктона) для медного и вольфрамового катодов [8, 20]. Геометрические размеры микроострия соответствовали наблюдавшимся при инициировании вакуумного пробоя и взрывной электронной эмиссии [6, 25].

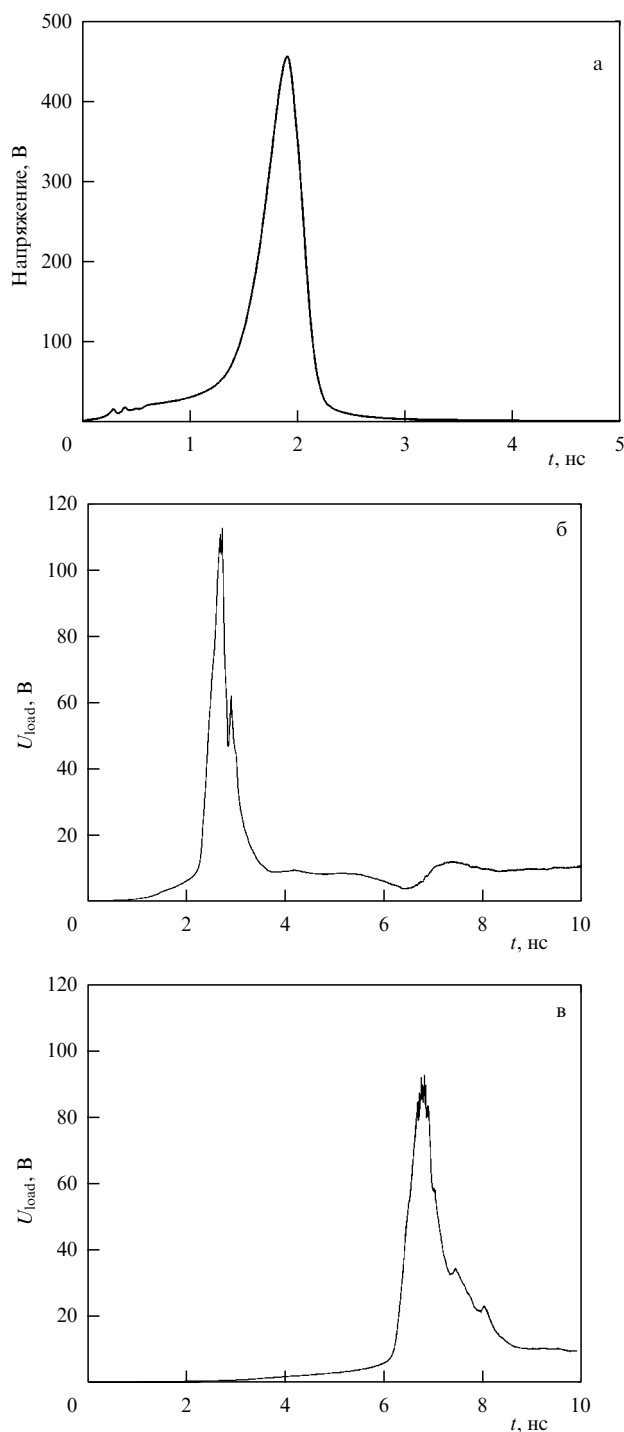
Метод решения системы уравнений (9)–(14) детально описан в работах [26, 27]. При расчётах использовались широкодиапазонные полумпирические уравнения состояния и табличные данные по проводимости меди и вольфрама [28, 29].

Следует отметить, что подобный подход к моделированию взрыва микроостриёв с привлечением широкодиапазонных уравнений применялся и ранее [30–33], однако целью являлось исследование продуктов взрыва микровыступа [30, 31] или начальной стадии формирования кратера и параметров образующейся плазмы [32, 33]. Детального исследования параметров микровзрывных процессов, в частности интеграла действия тока, не проводилось, в то время как в [26, 27] при решении системы уравнений (9)–(14) были применены современные методы моделирования (метод "частиц в ячейке") параметров образующейся при взрыве плазмы и более точные уравнения состояния вещества, включающие метастабильные. Использование этих уравнений позволило чётко отследить состояние вещества в процессе взрыва микроострия, а также извлечь детальную информацию о взаимодействии плазмы, образующейся при взрыве, с жидким металлом в зоне функционирования катодного пятна вакуумного разряда [19].

#### 2.4. Интеграл действия тока при микровзрывных процессах

Динамика изменения напряжения на нагрузке (катод–микроостриё), а также при взрыве тонкой проволоочки приведена на рис. 1. Из графиков можно оценить величину интеграла действия тока, которая обычно определяется по времени от начала импульса до момента максимума напряжения  $t_{\text{ex}}$ . При плотности тока  $1,1 \times 10^9$  А см<sup>−2</sup> для взрыва тонкой проволоочки величина интеграла действия тока составляет  $2,43 \times 10^9$  А<sup>2</sup>с см<sup>−4</sup> ( $t_{\text{ex}} = 1,9$  нс), а для микроострия на катоде —  $3,1 \times 10^9$  А<sup>2</sup>с см<sup>−4</sup> ( $t_{\text{ex}} = 2,6$  нс). Эта величина для микроострия на катоде снижается до  $2,7 \times 10^9$  А<sup>2</sup>с см<sup>−4</sup> при уменьшении плотности тока до  $6,4 \times 10^8$  А см<sup>−2</sup> ( $r_c = 0,4$  мкм).

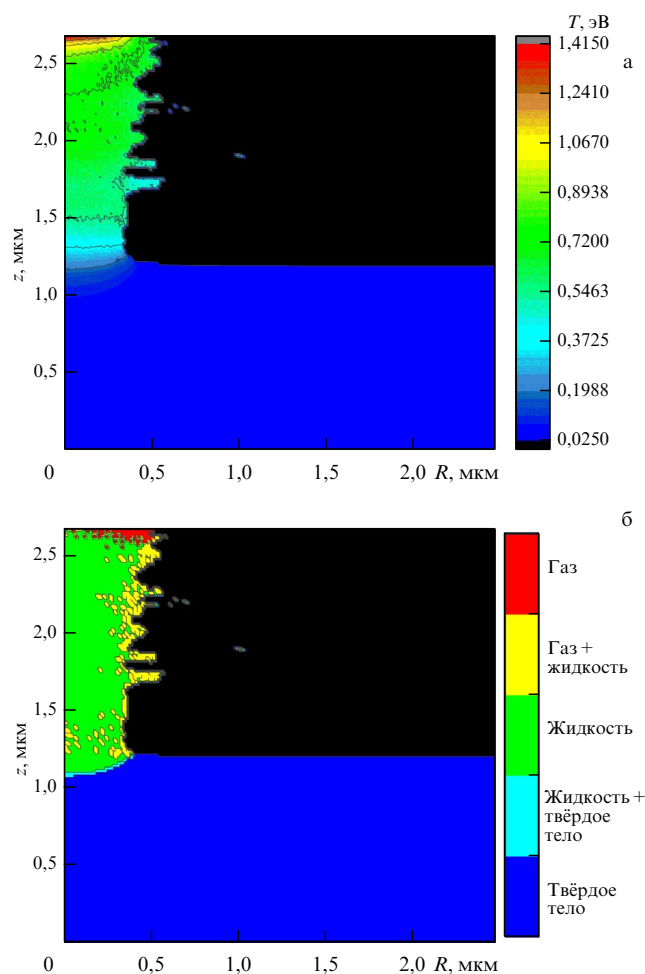
Возможная причина различия значений интеграла действия обусловлена методикой его определения. На рисунке 2 приведено распределение температуры и фазового состояния микроострия на катоде в момент времени 2,2 нс. Из рисунка видно, что вершина микроострия прогрелась до температуры 1,4 эВ и находится в плазменном состоянии, тогда как температура остальной части острия монотонно снижается до значения порядка 0,2 эВ в основании. Как видно из рис. 2б, само микроостриё, за исключением вершины, находится в жидком состоянии с небольшими вкраплениями двухфазной (жидкость + газ) области. Если интеграл действия тока определять по



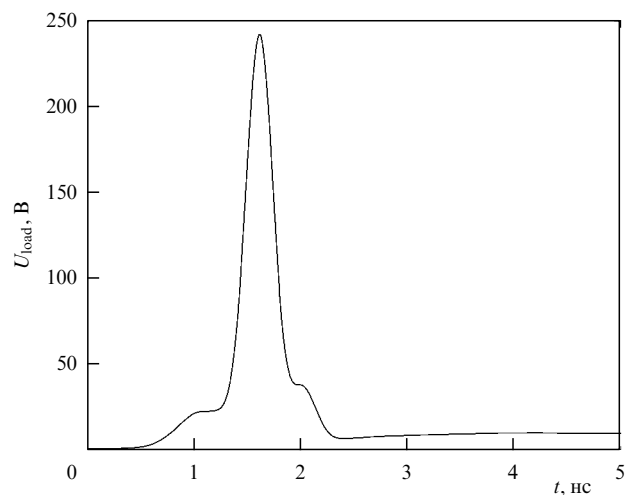
**Рис. 1.** Зависимость напряжения на нагрузке от времени: тонкая медная проволока радиусом 0,3 мкм (а), микроостриё на медном катоде радиусом  $r_c = 0,3$  мкм (б) и  $r_c = 0,4$  мкм (в). Ток во всех случаях 3,2 А.

моменту перехода вершины в плазменное состояние, то его величина составит  $2,6 \times 10^9 \text{ А}^2 \text{ с см}^{-4}$ . В любом случае различие значений интеграла действия тока не столь существенно с учётом разных условий взрыва тонких проволок и микроострия на катоде, поэтому в дальнейшем мы будем использовать его значение, полученное по традиционной методике, когда происходит взрывообразное разрушение всего острия.

Аналогичные результаты исследования интеграла действия тока получены и для вольфрамовых микро-



**Рис. 2.** Распределение температуры (а) и фазовое состояние микроострия (б) на медном катоде в момент времени 2,2 нс. Ток 3,2 А,  $r_c = 0,3$  мкм.



**Рис. 3.** Зависимость напряжения на нагрузке от времени при разогреве микроострия на вольфрамовом катоде. Ток 3,2 А,  $r_c = 0,3$  мкм.

остриёв. На рисунке 3 приведена зависимость напряжения на нагрузке при плотности тока  $1,1 \times 10^9 \text{ А см}^{-2}$ . Величина интеграла действия тока, определённая по времени достижения максимума напряжения,  $2 \times 10^9 \text{ А}^2 \text{ с см}^{-4}$ . Снижение плотности тока до  $6,4 \times 10^8 \text{ А см}^{-2}$  приводило к уменьшению интеграла действия тока до  $1,6 \times$

$\times 10^9 \text{ A}^2 \text{ с см}^{-4}$  [34], тогда как для взрыва вольфрамовой проволоки эта величина составляет  $1,85 \times 10^9 \text{ A}^2 \text{ с см}^{-4}$  [13]. Следует отметить, что тенденция к снижению величины интеграла действия тока при уменьшении плотности тока характерна и для взрыва тонких проволок. Причина этого снижения заключается в том, что при быстром вводе энергии силы инерции удерживают вещество в жидком состоянии и энергия, вложенная в проводник (микроострие) до взрыва, возрастает [13, 35].

Приведённые выше результаты расчёта взрыва микроострия позволяют сделать вывод о том, что привлекаемая ранее при оценках параметров инициирования пробоя и процессов в катодном пятне вакуумного разряда аналогия с электрическим взрывом проводников вполне оправдана. Полученные значения интегралов действия тока для вольфрамовых и медных микроострий на катоде будут использоваться нами в дальнейшем при анализе механизмов функционирования униполярных дуг и инициирования радиочастотного вакуумного пробоя.

### 3. Униполярные дуги в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы

#### 3.1. Факторы, способствующие инициированию униполярной дуги

Униполярные дуги — это дуговые разряды, возникающие при контакте металлической стенки с плазмой [36]. Поддержание дуговых разрядов подобного типа осуществляется за счёт разности потенциалов между стенкой и плазмой, возникающей вследствие теплового движения электронов. Поскольку для поддержания дугового разряда не требуется внешнего источника, а ток циркулирует между пластиной и контактирующей с ней внешней плазмой, разряд такого типа назван униполярной дугой.

Существование униполярной дуги проявляется прежде всего в образовании микрократеров в местах контакта плазмы с электродами. Униполярные дуги интенсивно исследовались в 1970–1980-х годах, когда они были обнаружены практически во всех термоядерных установках [37]. Считалось, что именно униполярные дуги являются основными поставщиками примесей, загрязняющих реакторную плазму. Совместно с исследованием униполярных дуг в токамаках был проведён ряд экспериментов по их инициированию при воздействии интенсивных потоков излучения и плазмы на поверхность [38–42]. В этих экспериментах убедительно доказано, что образование кратеров связано с воздействием на поверхность дуговой эрозионной плазмы, а не внешнего источника энергии. Накопленный экспериментальный материал по исследованию униполярных дуг, однако, не привёл к заметному прогрессу в понимании этого явления, поскольку "нет достоверных экспериментальных данных об условиях разряда, приводящих к возникновению дуги, или о частоте, при которой возникает дуга"<sup>1</sup> [43]. Последнее связано с объективными трудностями исследования униполярных дуг: спонтанный и кратковременный процесс горения дуги, неконтролируемость параметров, создание специальных условий инициирования — "грязные" электроды, внешнее воздействие и т.д. При этом использовалась

общепринятая модель "горячего пятна" — источника эрозионной плазмы с плотностью эмиссионного тока на уровне  $10^8 \text{ A см}^{-2}$  [44], однако механизм его функционирования оставался невыясненным.

Снижению интереса к изучению рассматриваемого явления способствовали использование дивертора в термоядерных установках, когда плазма ограничена не стенкой, а магнитной сепаратрисой, существенное улучшение условий удержания термоядерной плазмы, а также предполагаемое применение углерода в качестве материала первой стенки. Однако дальнейшие исследования свойств углерода в термоядерных установках показали, что он сильно распыляется под действием реакторной плазмы, а осаждённые слои способны аккумулировать и удерживать в течение длительного времени большое количество трития [45]. Поэтому в качестве материала дивертора в ИТЭР был выбран вольфрам, который помимо того что захватывает и удерживает малое количество изотопов водорода, способен выдерживать высокие тепловые нагрузки благодаря большим температуре плавления и теплопроводности, а также имеет высокий порог по энергии распыления.

Несмотря на существенный прогресс, достигнутый в улучшении условий удержания термоядерной плазмы, за последние 10 лет униполярные дуги были обнаружены во многих термоядерных установках, таких как ASDEX Upgrade (Axially Symmetric Divertor Experiment Upgrade) [46–48], LHD (Large Helical Device) [49], DIII-D [50–52], JT-60U [53], T-10 [54] и W7-X [55]. Для инициирования дугового разряда на поверхности чистого вольфрама требуется плотность мощности энергетического воздействия на его поверхность порядка  $100 \text{ МВт см}^{-2}$  [56]. Очевидно, что такая плотность мощности недостижима в условиях стационарного функционирования будущих термоядерных установок, для которых она составляет порядка  $1 \text{ кВт см}^{-2}$  [57]. Однако есть два фактора, существенно повышающих вероятность появления униполярных дуг в термоядерных установках. Первый фактор — существование периодической магнитогидродинамической неустойчивости термоядерной плазмы в форме крайних локализованных мод (Edge-Localized Modes — ELMs). Плотность мощности плазменного воздействия на дивертор в этом случае достигает величины порядка  $1 \text{ МВт см}^{-2}$  [43, 58]. Второй фактор — изменение морфологии поверхности вольфрама при воздействии на его поверхность гелиевой плазмы [59, 60]. Ионы гелия генерируются в результате термоядерных реакций. Под воздействием гелиевой плазмы происходит наноструктурирование поверхности вольфрама — образование так называемого пуха (fuzz) на его поверхности. Условия для образования fuzz-структуры возникают при температуре поверхности вольфрама в диапазоне 1000–2000 К и энергии падающих ионов гелия более 20 эВ [61]. Именно такие температуры поверхности дивертора и энергии падающих ионов достигаются, согласно оценкам, в стационарном режиме удержания плазмы [57, 62, 63]. Fuzz-структура состоит из отдельных волокон толщиной 10–20 нм, содержащих полости, в которых присутствуют атомы гелия.

#### 3.2. Экспериментальные результаты исследования дугового разряда с W-fuzz-образцами

Экспериментальное моделирование процесса воздействия ELMs на fuzz-структуру, проведённое на установ-

<sup>1</sup> "...There are no reliable experimental data on the discharge conditions leading to arcing or on the frequency of arc occurrence" [43].

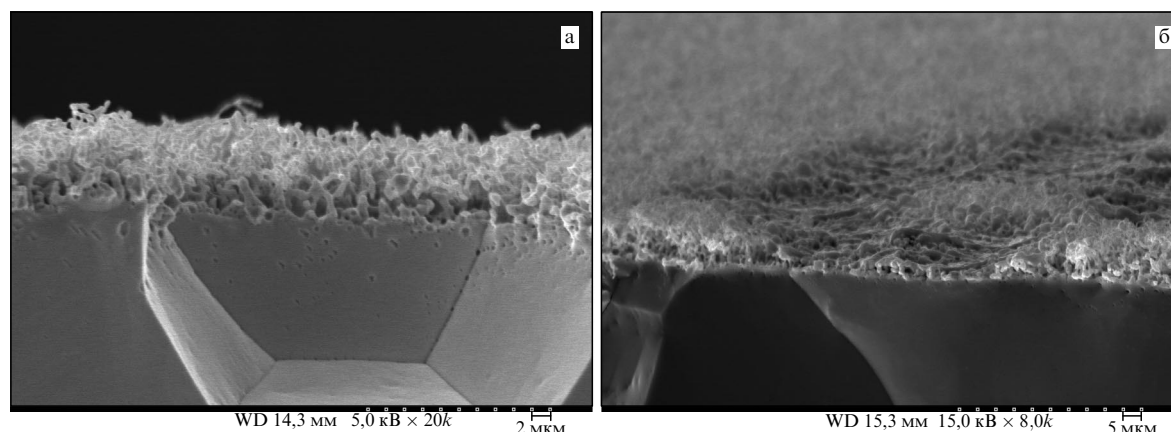


Рис. 4. СЭМ-изображения fuzz-структуры до (а) и после (б) воздействия дугового разряда.

ке NAGDIS-II (Nagoya University Divertor Plasma Simulator II) (Нагойский университет, Япония), пожалуй, впервые привело к прямому контролируемому и продолжительному наблюдению униполярной дуги [64, 65]. Униполярная дуга инициировалась при облучении лазером с длиной волны 694 нм вольфрамовой пластины размерами  $20 \times 20 \times 0,2$  мм, помещённой в гелиевую плазму с плотностью  $n_{\text{pl}} \approx 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и температурой электронов  $T_e \approx 6 \text{ эВ}$ . С этого момента был проведён комплекс исследований различных характеристик вакуумного дугового разряда с W-fuzz-катодами. Основная часть экспериментов была выполнена на установке NAGDIS-II, эксперименты с W-fuzz-катодами проводились также на установках PISCES-A (Plasma Interaction Surface Component Experimental Station A) (Калифорнийский университет, Лос-Анджелес, США) и MEVVA.Ru (Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск).

Кратко перечислим основные свойства дугового разряда с W-fuzz-образцами.

1. Дуга с током в несколько ампер стабильно зажигается в гелиевой плазме при потенциале вольфрамовой пластины, не превышающем  $-55 \text{ В}$  [66], с увеличением тока пороговое значение потенциала снижается [67]. Напряжение горения дуги практически линейно возрастает от 36 до 65 В при увеличении тока дуги от 4 до 26 А [68].

2. Пороговое значение тока горения дуги 1,5–2 А. Длительность горения дуги при таких токах составляет несколько миллисекунд [69].

3. Скорость движения катодного пятна в тангенциальном магнитном поле зависит от толщины наноструктурированного слоя. При толщине 1 мкм скорость движения катодного пятна составляет  $1,5 \times 10^4 \text{ м с}^{-1}$  и снижается примерно в восемь раз при толщине 5 мкм. При этом примерно в пять раз возрастает ширина следа пятна [70, 71].

4. Скорость эрозии также зависит от толщины наноструктурированного слоя, резко возрастающая от 0,5 до  $1,5 \text{ мг Кл}^{-1}$  с увеличением толщины до значения более чем 2 мкм [68]. При этой толщине происходит также группирование ячеек катодного пятна, следствием чего и является резкое уширение следа пятна при его движении во внешнем магнитном поле [72].

5. Температура электронов плазмы, согласно спектроскопическим измерениям, находится в пределах примерно 0,5–1 эВ [73–75]. Средний заряд ионов вольфрама в дуговой плазме составляет +1, увеличиваясь по мере

разрушения наноструктурированного слоя под действием импульсов дугового разряда [76].

Прежде чем перейти к анализу процессов, происходящих непосредственно в катодном пятне и дуговой плазме W-fuzz-образцов, сделаем несколько замечаний относительно методики экспериментов на установках NAGDIS-II и PISCES-A. Все эксперименты проводились с вольфрамовой пластиной, помещённой в гелиевую плазму, причём большинство из них выполнялось во внешнем тангенциальном магнитном поле, т.е. катодные пятна двигались в направлении, обратном действию силы Ампера. С присутствием гелиевой плазмы связаны такие особенности функционирования разряда, как относительно низкий потенциал пластины при инициировании разряда и возрастание напряжения горения разряда с увеличением дугового тока (см. раздел 3.1). Нами показано, что эти свойства разряда, нехарактерные для обычного вакуумного дугового разряда, связаны с падением потенциала в гелиевой плазме при прохождении через неё разрядного тока [67, 68].

На рисунке 4 приведены полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) изображения fuzz-структуры на поверхности вольфрама и следа катодного пятна после воздействия дугового разряда. Наличие такой структуры, состоящей, как упоминалось в разделе 3.1, из отдельных нановолокон толщиной 10–20 нм, не оставляет сомнений в реализации взрывоэмиссионного (эктонного) механизма самоподдержания дугового разряда. Это связано с высокими значениями как коэффициента усиления поля  $\beta_E$  [77], так и коэффициента усиления плотности тока  $\beta_j$  [78]. Последняя величина определяет увеличение плотности тока по сечению нановолокна, через которое течёт суммарный ток с вершины и боковой поверхности выше сечения, независимо от природы тока (эмиссионный или ионный ток из плазмы).

Возникновение fuzz-структуры не только существенно улучшает условия реализации взрывоэмиссионных процессов, но и радикально меняет поверхностные свойства вольфрама. В частности, плотность "пуха" составляет примерно 6 % от плотности чистого вольфрама [79], из-за малых поперечных размеров нановолокон и внедрённых в них атомов гелия резко снижается теплопроводность [80]. Как видно из снимка следа пятна, при функционировании дугового разряда происходит значительное выгорание наноструктурированного слоя, но при этом пятно не переходит на гладкую поверхность воль-

фрама. Таким образом, можно сделать следующий вывод: условия для существования дугового разряда при образовании fuzz-структуры более благоприятны, чем для чистого вольфрамового катода, что проявляется, в частности, в устойчивом горении разряда при токах в несколько ампер.

### 3.3. Взрывоэмиссионная модель униполярной дуги

Нами была предложена взрывоэмиссионная (эктонная) модель функционирования катодного пятна на наноструктурированной поверхности вольфрама [81]. Согласно этой модели пятно состоит из отдельных ячеек — взрывоэмиссионных центров, продолжительность функционирования которых определяется временем выгорания наноструктурированного слоя (рис. 5).

В результате функционирования ячейки на поверхности остаются кратеры микрометрового размера, видимые на всех фотографиях следа пятна, особенно чётко при небольшой толщине наноструктурированного слоя (рис. 6). В данной модели fuzz-структура рассматривается как особая, отличная от вольфрама по дуговым свойствам среда. Для пятна, функционирующего на плоской поверхности, формулы (5)–(7) выглядят следующим образом: — зависимость радиуса кратера, образованного при функционировании ячейки пятна, от времени

$$r_{\text{exf}} = \sqrt{\frac{i_c}{2\pi} \left( \frac{t}{\bar{h}_f} \right)^{1/4}}, \quad (15)$$

— время жизни ячейки пятна

$$\tau_{\text{ef}} = \frac{i_c^2}{64\pi^2 a_f^2 \bar{h}_f}, \quad (16)$$

— радиус кратера

$$r_{\text{crf}} = \frac{i_c}{4\pi\sqrt{a_f \bar{h}_f}}, \quad (17)$$

где  $i_c$  — ток ячейки катодного пятна,  $\bar{h}_f$  и  $a_f$  — интеграл действия тока и температуропроводность fuzz-структуры.

Следует отметить, что, согласно (16), время функционирования ячейки пятна на гладкой поверхности вольфрама не превосходит нескольких десятых долей наносекунды при токе в несколько ампер. Именно поэтому выгорает только fuzz-структура и пятно не переходит на чистую поверхность вольфрамовой пластины при её малой толщине.

Для оценки параметров ячейки катодного пятна на fuzz-структуре, согласно формулам (15)–(17), нам необходима информация о величине интеграла действия тока и токе ячейки пятна. Температуропроводность и коэффициент теплопроводности этой структуры измерены в работе [80]. Оценим величину интеграла действия тока для W-fuzz-катодов. При адиабатическом нагреве материала катода протекающим током высокой плотности для ин-

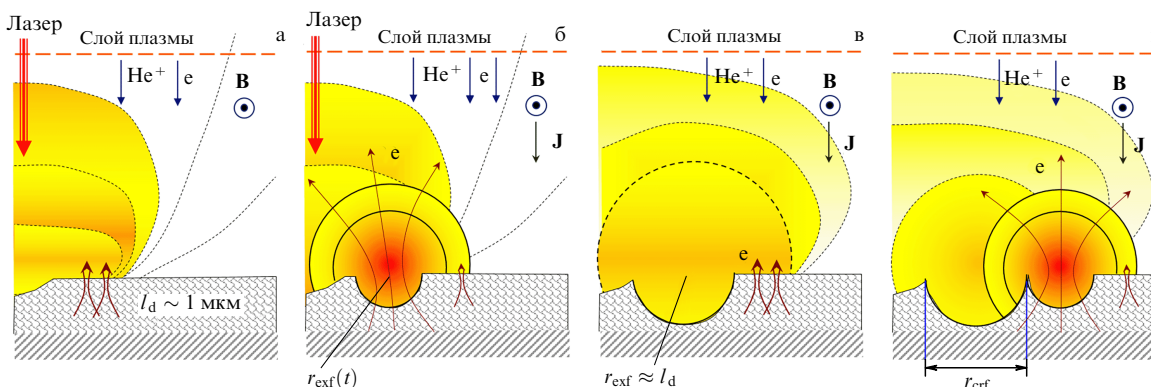


Рис. 5. Эктонная модель униполярного дугового разряда при его инициировании лазерным излучением [82].

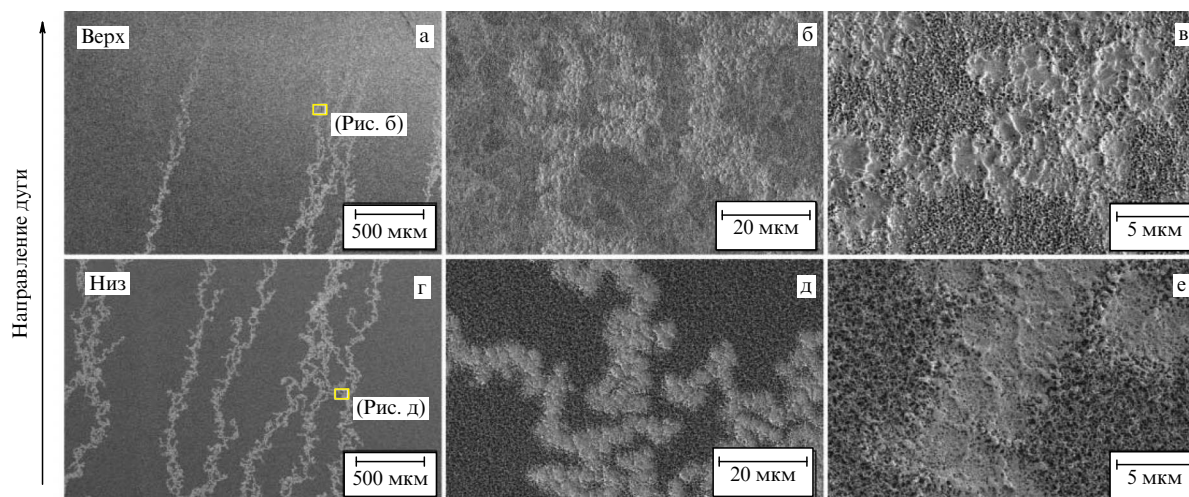


Рис. 6. След катодного пятна при его движении по поверхности пластины с толщиной fuzz-структуры 1 мкм. Ток дуги 4 А [72].

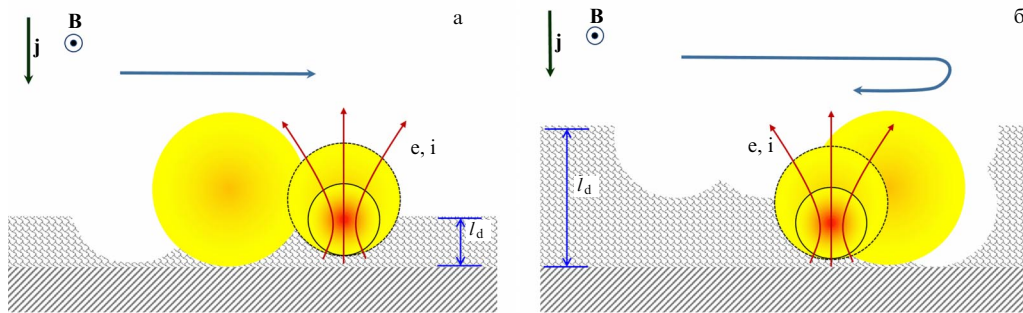


Рис. 7. Схематическое представление движения катодного пятна во внешнем магнитном в случае малой (а) и большой (б) толщины fuzz-структуры  $l_d$ .

теграла удельного действия тока можно записать [8]

$$\bar{h} = \int_{w_0}^{w_{cr}} \frac{\rho(w)}{\kappa(w)} dw, \quad (18)$$

где  $w_{cr}$  — плотность энергии, введённой в катод при его взрыве. При предположении линейной зависимости сопротивления от температуры,  $\kappa = \kappa_0 T$ , характерной для большинства металлов, формула (18) примет вид

$$\bar{h} = \frac{\rho c}{\kappa_0} \ln \frac{T_{cr}}{T_0}, \quad (19)$$

где  $c$  — теплоёмкость,  $T_{cr}$  — критическая температура материала,  $T_0$  — начальная температура. Тогда отношение интегралов удельного действия тока можно выразить как

$$\frac{\bar{h}_f}{\bar{h}_w} = \frac{0,06\kappa_{0w}}{\kappa_{0f}}, \quad (20)$$

где  $\bar{h}_w$  и  $\kappa_{0w}$  — интеграл удельного действия и температурный коэффициент сопротивления чистого вольфрама соответственно. При записи (20) полагалось, что величина  $T_{cr}$  не меняется при образовании W-fuzz, далее мы обсудим справедливость данного предположения. Для величины  $\bar{h}_w$ , которая меняется в зависимости от плотности тока (см. раздел 1), возьмём среднее значение  $1,5 \times 10^9 \text{ A}^2 \text{ c cm}^{-4}$ .

Изменение величины интеграла действия при образовании fuzz-структуры связано прежде всего с уменьшением длины свободного пробега электронов из-за малых размеров нановолокон и наличия полостей с атомами гелия. Это проявляется в резком уменьшении теплопроводности и соответственно в возрастании электросопротивления. Величину температурного коэффициента сопротивления  $\kappa_{0f}$  можно оценить из закона Видемана — Франца — Лоренца

$$\kappa_{0f} = \frac{L}{\lambda_f}, \quad (21)$$

где  $L \approx 2,84 \times 10^{-8} \text{ В K}^{-2}$  — постоянная Лоренца для вольфрама [82],  $\lambda_f = 0,015 \text{ Вт cm}^{-1}$  — теплопроводность W-fuzz [80]. В результате для интеграла действия тока получим  $\bar{h}_f \approx 1,4 \times 10^6 \text{ A}^2 \text{ c cm}^{-4}$  (для вольфрама бралось значение  $\kappa_{0w} \approx 3 \times 10^{-8} \text{ Ом cm}$  [82]).

С использованием найденного значения интеграла удельного действия тока и выражений (15) и (17) можно получить зависимость радиуса кратера, образующегося

на поверхности W-fuzz, от времени и тока ячейки пятна

$$r_{exf} = 0,65 (i_c^2 t)^{1/4} \quad (22)$$

и соотношение для радиуса кратера, сформированного под действием джоулевого разогрева,

$$r_{crf} = 2,2 i_c. \quad (23)$$

В (22) и (23) радиус кратеров измеряется в микрометрах, ток — в амперах, время — в наносекундах. При оценке (23) использовано значение температуропроводности для W-fuzz  $a_f = 0,092 \text{ cm}^2 \text{ c}^{-1}$ , полученное в работе [80]. Если толщина W-fuzz-структуры выше значения, определяемого (23), то слой не выгорает полностью и пятно "вязнет" в нём, т.е. может снова вернуться на то же место — возникает так называемая группировка ячеек пятна, а его траектория "запутывается" (рис. 7), тогда как при малой толщине fuzz-структуры подобного не происходит [70–72]. В результате группирования ячеек резко снижается скорость перемещения пятна во внешнем тангенциальном магнитном поле, след пятна уширяется и появляются следы расплавленного металла (рис. 8).

В выражения (22), (23) входит величина тока на ячейку пятна. Для её оценки воспользуемся результатами исследования структуры следа катодного пятна при его движении во внешнем магнитном поле с малой толщиной слоя нановолокон, когда отсутствует группировка ячеек (см. рис. 6). Выбор малой толщины связан с тем, что, во-первых, ширина трека в этом случае гораздо меньше и можно точно определить количество одновременно функционирующих ячеек катодного пятна, а во-вторых, поскольку слой нановолокон практически полностью разрушается в процессе функционирования катодного пятна, ячейка пятна не может снова возникнуть на том же месте. В следе катодного пятна чётко видны отдельные кратеры, число которых менялось от двух до трёх по ширине трека, а средний размер кратера составлял несколько микрометров. Трек пятна представлял собой "ёлочку" с отдельными ветвями, что свидетельствует о делении пятна и существовании отдельных катодных пятен, обладающих внутренней структурой. Ток на отдельное пятно примерно равняется пороговому току горения вакуумной дуги и составляет  $1,5\text{--}2 \text{ A}$ , что позволяет получить оценку тока на ячейку пятна в диапазоне  $0,5\text{--}1 \text{ A}$ . Прямой подсчёт количества одновременно функционирующих ячеек пятна с использованием высокоскоростной фотосъёмки позволил получить аналогичную оценку тока на ячейку пятна в диапазоне  $0,5\text{--}1 \text{ A}$  при толщине наноструктурированного слоя от 1 до 3 мкм [75].

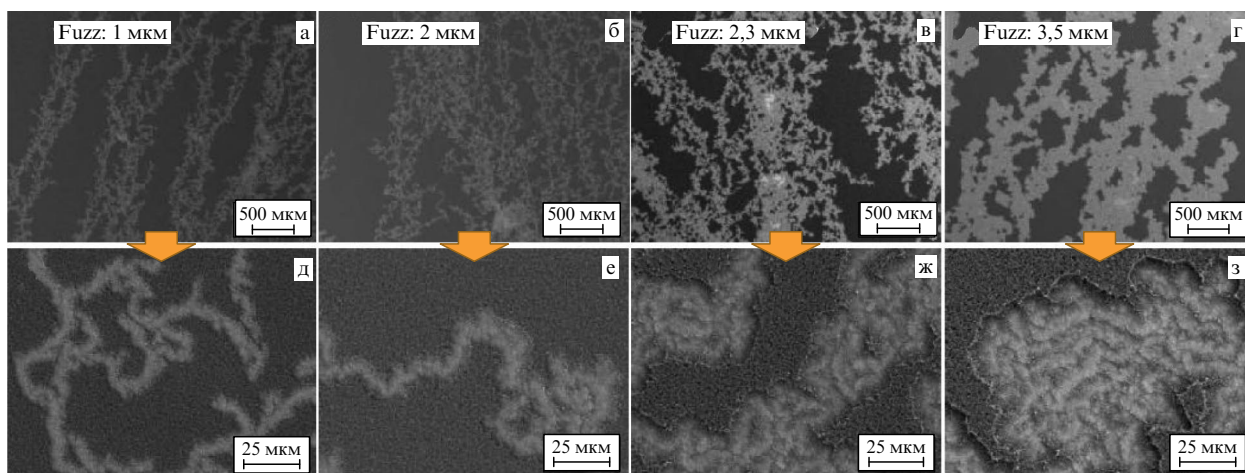


Рис. 8. Эрозионные треки на поверхности при разной толщине fuzz-структуры. Ток дуги 7 А [68].

И наконец, близкую оценку тока на ячейку пятна можно получить с учётом изменения эрозионных характеристик при превышении толщиной наноструктурированной поверхности 2 мкм, установленного в работе [68]. Обнаруженное трёхкратное увеличение скорости эрозии обусловлено группировкой ячеек катодного пятна и появлением жидкометаллической фракции катодного пятна. Согласно (23) такая группировка ячеек пятна возможна при  $r_{\text{crf}} < l_d$ , т.е. при токах на уровне 0,9–1 А. Причина увеличения скорости эрозии рассмотрена в разделе 3.4.

Значение тока ячейки на уровне порядка 1 А позволяет оценить некоторые параметры катодного пятна. Радиус кратера должен соответствовать толщине fuzz-структуры. При её толщине  $\sim 1$  мкм радиус отдельного кратера в экспериментах находится в пределах от 0,8 до 1,3 мкм [72]. Скорость перемещения ячейки катодного пятна во внешнем тангенциальном магнитном поле при такой толщине fuzz-структуры, согласно (23), составляет примерно  $3,5 \times 10^4$  см  $\text{с}^{-1}$ . Средняя скорость, полученная экспериментально,  $\approx 1,5 \times 10^4$  см  $\text{с}^{-1}$  [71]. Согласие с экспериментом достаточно хорошее с учётом того, что реальное движение пятна происходит по криволинейной траектории.

### 3.4. Эрозионные характеристики дугового разряда с W-fuzz-образцами

С точки зрения использования вольфрама в качестве материала дивертора в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы наиболее важное значение имеют продукты эрозии при горении дугового разряда, поступающие в термоядерную плазму. Согласно (8) скорость ионной эрозии fuzz-структуры  $\gamma_{\text{if}} \approx 196$  мкг  $\text{Кл}^{-1}$ . Для чистого вольфрама  $\gamma_{\text{ifW}} \approx 125$  мкг  $\text{Кл}^{-1}$ . Для катодного пятна вакуумной дуги ввиду цикличности процессов в нём была введена поправка [1, 4, 5] к формуле (8), снижающая скорость эрозии для чистого вольфрамового катода на 20–40 %. Как свидетельствует наша оценка, скорость ионной эрозии структуры W-fuzz выше скорости ионной эрозии чистого вольфрама, несмотря на то что плотность материала значительно меньше. При этом значение скорости ионной эрозии примерно в три раза ниже общей, измеренной для малой толщины наноструктурированного слоя. Нами показано, что существенный вклад в эрозию может вносить механическое разрушение нановолокон под действием разлетающейся с электрода плазменной струи [68].

Результаты исследования масс-зарядового состава дуговой плазмы W-fuzz-катодами представлены в работе [76]. Установлено, что в течение первых примерно пяти импульсов, когда происходит выгорание основной части fuzz-структуры, в дуговой плазме присутствуют ионы с наименьшим потенциалом ионизации — однозарядные вольфрам и углерод. Затем в течение примерно 10 импульсов происходит разрушение оставшейся части fuzz-структуры. Эту область можно назвать переходной от fuzz-поверхности к чистому вольфраму, когда средний заряд ионов вольфрама остаётся меньшим, чем в плазме дугового разряда с чистыми вольфрамовыми катодами. И наконец, начиная примерно с 15-го импульса, средний заряд ионов вольфрама становится близким к его значению для чистого вольфрамового катода. На рисунке 9 представлен масс-зарядовый спектр для первого импульса, когда дуга горит непосредственно на fuzz-структуре. Проанализируем полученные результаты. Из формулы для скорости эрозии (8) легко получить выражение для среднего заряда дуговой плазмы [21, 22]:

$$Z \approx \frac{3i_m}{2ie\rho} \left( \frac{\bar{h}_f}{a_f} \right)^{1/2}, \quad (24)$$

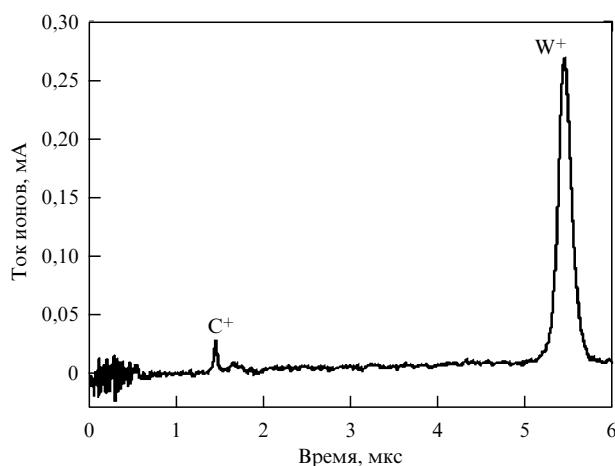


Рис. 9. Характерные масс-зарядовые спектры дуговой плазмы для W-fuzz-катодов в течение первых импульсов дугового разряда.

где  $i_i$  — ток ионов по направлению от катода к аноду [84],  $i_e$  — ток электронов (ток дуги + ионный ток),  $m$  — масса иона.

Подставляя в (24) параметры fuzz-структуры, получаем оценку среднего заряда ионов вольфрама в дуговой плазме —  $Z \approx 8i_i/i_e$ . Измерения, проведённые в работе [83], показали, что отношение  $i_i/i_e$  лежит в диапазоне 0,08–0,1 для 10 различных металлов. Более широкий разброс в измеренных значениях  $i_i/i_e$  — от 0,05 до 0,14 для металлических катодов — получен авторами [84]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что образование fuzz-структуры и связанное с ней изменение физических и взрывоэмиссионных свойств катода приводят к уменьшению среднего заряда ионов вольфрама в дуговой плазме до +1, как и наблюдалось экспериментально. По мере разрушения этой структуры от импульса к импульсу масс-зарядовый состав ионов плазмы постепенно приобретает вид, характерный для чистых вольфрамовых катодов. Средний заряд ионов вольфрама возрастает от +1 до +3.

Обнаруженная экспериментально зависимость масс-зарядового состава ионов плазмы от количества импульсов обусловлена изменением эффективности ионизационных процессов в дуговой плазме. Средний заряд ионов в плазме в зависимости от концентрации и температуры можно определить из выражения [85]

$$Z = \frac{AT^{3/2}}{n} \exp\left(-\frac{I(Z, n, T)}{T}\right), \quad (25)$$

где  $Z$  — средний заряд ионов, коэффициент  $A = 6 \times 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-3/2}$ ,  $T$  — температура,  $n$  — плотность тяжёлого компонента плазмы. Зависимость среднего потенциала ионизации  $I = I_0 - \Delta I$  от среднего заряда для вольфрама при значениях его заряда до +3 может быть оценена как  $I_0 = I_1 Z$ , где  $I_1 \approx 8 \text{ эВ}$  — первый потенциал ионизации. Поправка  $\Delta I = Ze^2/L_D$  учитывает снижение потенциала ионизации из-за кулоновского взаимодействия в области слабонеидеальной плазмы,  $L_D = [T/(4\pi Z^2 e^2 n)]^{1/2}$  — дебаевский радиус.

На рисунке 10 приведены зависимости среднего заряда дуговой плазмы с W-катадами от температуры электронов для концентраций плазмы  $10^{19}$  и  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Выбор таких концентраций плазмы обусловлен тем обстоятельством, что в указанном диапазоне концентраций формируется зарядовый состав дуговой плазмы, далее происходит его "замораживание" [86]. Из представленных зависимостей можно получить оценку температуры плазмы в зависимости от среднего заряда  $T \sim Z$  [эВ], согласующуюся с результатами расчётов ионизационного состава дуговой плазмы [87].

На основе проведённого анализа масс-зарядового состава дуговой плазмы можно сделать некоторые выводы об изменении  $T_{cr}$  при образовании fuzz-структуры на поверхности W. При температуре, близкой к  $T_{cr}$ , происходит взрыв проводников [13], при взрыве микроострий на катоде его взрывообразное разрушение начинается с вершины, однако, как видно из рис. 2, температура основной части микроострия близка к критической. Очевидно, что для структуры из нановолокон энергия связи атомов W и соответственно критическая температура могут быть существенно ниже, чем для чистого W. На это, в частности, косвенно указывает и высокий уровень эрозии W-fuzz-катодов. Для чистого вольфрама оценки вели-

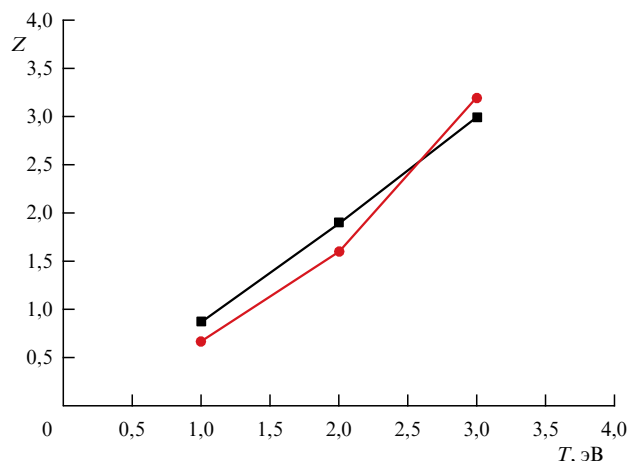


Рис. 10. Зависимость среднего заряда ионов вольфрама от температуры при плотностях плазмы  $10^{19}$  (чёрный цвет) и  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  (красный цвет).

чины  $T_{cr}$ , полученные различными методами, находятся в диапазоне от 12000 до 23000 К [88]. Эти величины превосходят полученные нами значения температуры электронов для среднего заряда +1 (первые импульсы). Отсюда можно сделать вывод о том, что образование fuzz-структуры уменьшает  $T_{cr}$  до величины порядка 1 эВ. Следует отметить, что снижение  $T_{cr}$  не оказывает существенного влияния на сделанные ранее оценки с учётом логарифмической зависимости  $\bar{h}_f$  от критической температуры и, кроме того, интеграл действия в соотношениях (15) и (17) находится под корнем и в степени 1/4. Однако изменение  $T_{cr}$  необходимо учитывать при анализе разогрева катода и, в частности, при образовании жидкометаллической фракции.

Эрозия электрода в виде жидкометаллических капель даёт наибольший вклад в общую эрозию и в принципе может оказать самое существенное воздействие на термоядерную плазму. Как отмечалось в разделе 3.3, к появлению жидкометаллической фракции, отчётливо видной в следе катодного пятна, приводит группировка ячеек при толщине наноструктурированного слоя более 2 мкм. Для анализа процессов, ответственных за появление группировки ячеек, воспользуемся решением уравнения теплопроводности с движущейся границей [85]:

$$T(r) = T_{cr} \exp\left[-\frac{v_{fr}(r - r_{exf})}{a_f}\right]. \quad (26)$$

При записи (26) полагалось, что в глубь катода движется волна разрушения, при этом температура на фронте волны  $T(r_{exf}) = T_{cr}$ , а скорость фронта  $v_{fr} = dr_{exf}/dt$ . Учитывая существенные отличия теплофизических характеристик W-fuzz-структуры чистого вольфрама, граничное условие можно записать в виде  $T(l_d) = T_0$ . С учётом этого граничного условия и связи скорости движения волны с  $r_{exf}$ :

$$v_{fr} \approx \frac{i_c^2}{16\pi^2 \bar{h}_f r_{exf}^3}, \quad (27)$$

можно получить зависимости радиуса разрушения  $r_{exf}(l_d)$  и зоны расплава  $r_m(l_d)$  от толщины наноструктурированного слоя  $l_d$ . В последнем случае зона расплава

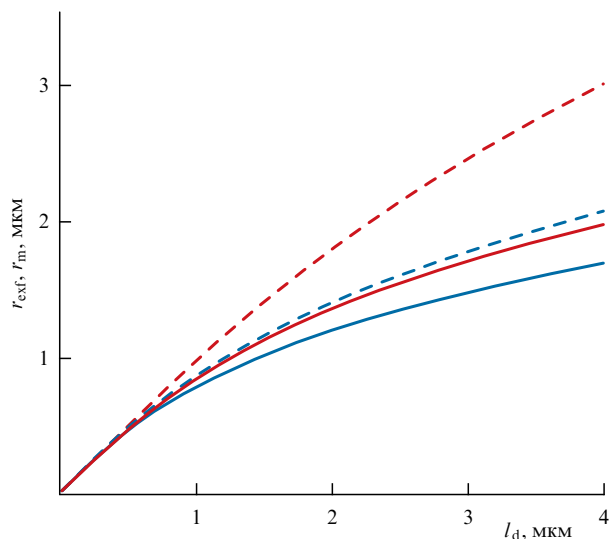


Рис. 11. Зависимости радиуса разрушения  $r_{\text{exf}}$  (сплошные кривые) и зоны расплава  $r_m$  (штриховые кривые) от толщины наноструктурированного слоя. Синие кривые соответствуют  $T_0 = 1000$  К, красные —  $T_0 = 3000$  К.

определяется из условия  $T(r_m) = T_m$ . Эти зависимости показаны на рис. 11 для двух значений начальной температуры  $T_0$ . Как видно из рисунка, при малых толщинах W-fuzz-структуры и  $T_0 = 1000$  К наноструктурированный слой практически полностью разрушается под действием джоулевого разогрева, зона расплава составляет примерно 0,1 мкм при толщине 1 мкм. Выбор начальной температуры в 1000 К продиктован условиями экспериментов [68], проводившихся именно при такой температуре пластины. При малых временах функционирования ячейки (менее 10 нс) под действием магнитного поля ячейки пята с высокой скоростью движутся по поверхности, оставляя после себя кратеры с немного оплавленными нановолокнами по радиусу кратера. Иная ситуация возникает с возрастанием температуры из-за группировки ячеек пятна. В этом случае возрастание температуры обусловлено следующими причинами. Во-первых, увеличивается время функционирования ячейки пятна, во-вторых, как отмечалось в разделе 3.3, слой выгорает не полностью и пятно может вернуться на это уже разогретое место, наконец, в-третьих, из-за наличия в непосредственной близости других ячеек возникает дополнительный нагрев поверхности. В последнем случае зона расплава оказывается существенно выше и растёт с увеличением толщины наноструктурированного слоя. Расплёскивание образующейся жидкости и является, на наш взгляд, причиной резкого возрастания скорости эрозии при увеличении толщины наноструктурированного слоя.

В заключение этого раздела рассмотрим непосредственное влияние эрозионных процессов при униполярном дуговом разряде на термоядерную плазму. Как показали расчёты, выполненные авторами [89], при скорости поступления вольфрама более  $30 \text{ мг с}^{-1}$  радиационные потери могут достигать 60 % мощности нагрева термоядерной плазмы. С учётом того, что при группировке ячеек пятна скорость поступления вольфрама составляет  $12 \text{ мг с}^{-1}$  при токе 7 А [68], указанный порог для радиационных потерь ( $30 \text{ мг с}^{-1}$ ) будет превышен при токе униполярной дуги в 25 А. Такая ситуация вполне реальна, так как при инициировании униполярных дуг на установ-

ке PISCES-A ток дуги достигал 80 А [67]. В то же время есть два фактора, способных ослабить отрицательный эффект от воздействия униполярных дуг. Первый фактор — это то, что, как отмечалось в разделе 3.2, при увеличении тока дуги для поддержания разряда требуется меньший потенциал пластины из-за сопротивления контактирующей с ней плазмы, второй фактор — как показали расчёты, толщина наноструктурированного слоя может быть ограничена из-за влияния на её рост неустойчивостей плазмы в виде ELMs [90]. Таким образом, можно сделать вывод об отсутствии сейчас однозначного ответа на вопрос о степени воздействия униполярных дуг на протекание термоядерных реакций в будущих термоядерных установках. Тем не менее такая проблема, несомненно, существует и требует дальнейшего детального исследования.

## 4. Иницирование вакуумного пробоя в ускорительных структурах электрон-позитронных коллайдеров

### 4.1. Критерии радиочастотного вакуумного пробоя

Интерес к изучению механизма радиочастотного вакуумного пробоя возник в связи с развитием мощной импульсной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники [7]. Как показали исследования, повышению энергии СВЧ-излучения препятствует так называемый эффект укорочения импульса СВЧ-излучения, вследствие которого увеличение мощности приводит к уменьшению длительности импульса, а энергия излучения не превышает нескольких десятков джоулей [91]. Радиочастотный вакуумный пробой резонаторов и замедляющих структур СВЧ-генераторов является основной причиной возникновения этого эффекта. В последнее время изучение механизма радиочастотного вакуумного пробоя стало актуальным также в связи с разработкой линейных электрон-позитронных коллайдеров, с которыми связывается дальнейший прогресс в исследовании физики элементарных частиц. Для достижения высокой светимости коллайдеров энергия сталкивающихся частиц должна быть на уровне нескольких ТэВ. Такая цель ставится при разработке в ЦЕРНе коллайдера CLIC [92, 93]. Поскольку частицы (электроны и позитроны) лёгкие, во избежание потерь энергии на излучение ускорение частиц должно происходить по линейной траектории, а не по круговой, как в Большом адронном коллайдере. Максимальная величина напряжения для источников постоянного напряжения находится на уровне нескольких мегавольт, поэтому был выбран метод ускорения частиц радиочастотной электромагнитной волной. В результате достигнуто значение градиента ускорения на уровне  $100 \text{ МВ м}^{-1}$ . Однако даже при таком высоком градиенте длина ускоряющей структуры для каждой из частиц должна быть более 20 км. Основным фактором, ограничивающим величину ускоряющего поля, является развитие вакуумного пробоя на поверхности ускоряющей структуры [94]. Помимо упомянутых выше магнитных полей, наводимых эмиссионными токами, и поглощения энергии электромагнитной волны при радиочастотном пробое изменение морфологии поверхности ускорительной структуры, вызванное пробоем, существенно повышает вероятность повторного инициирования пробоя в этом месте на следующем ускоряющем импульсе [95, 96].

Ускоряющая структура в CLIC, работающая в X-диапазоне, а именно при 11,994 ГГц, будет изготовлена из меди. Одно из основных требований к ускорительной структуре CLIC состоит в том, что при градиенте ускорения  $100 \text{ МВ см}^{-1}$  скорость пробоя за импульс на 1 м ускорительной структуры должна быть ниже  $3 \times 10^{-7}$  [93]. Скорость пробоя (breakdown rate, BDR) отражает вероятность инициирования пробоя при данном импульсе и экспериментально определяется отношением количества пробоев к общему числу импульсов. В связи с этим условием основные усилия в экспериментальных исследованиях радиочастотного вакуумного пробоя были направлены на изучение статистики пробоев и возможности кондиционирования электродов импульсами электромагнитных волн. Исследование скорости пробоя прототипов ускорительных структур показало, что пробой возникает спонтанно и неконтролируемо, т.е. перед его развитием структура подвергается воздействию нескольких десятков – сотен тысяч импульсов без пробоя [96]. Как установлено [95, 96], существует два типа пробоя: "обычный пробой" (normal breakdown — NL-BD), который возникает после воздействия большого числа импульсов без пробоев, и "пробой на следующем импульсе" (following-pulse breakdown — FP-BD). Оказалось, что имеется пространственная связь между FP-BD и NL-BD, т.е. они возникают практически в одном и том же месте. Очевидно, что условия для реализации FP-BD возникли в результате пробоя на предыдущем импульсе. Отсюда был сделан вывод: эффективность процесса кондиционирования определяется общим числом импульсов электромагнитной волны, а не количеством пробоев [97]. Времена развития NL-BD при большом количестве импульсов распределены равномерно по длительности импульса электромагнитной волны, тогда как FP-BD возникают в основном в начале импульса. Исследование статистики радиочастотного (radio frequency, RF) вакуумного пробоя и вакуумного пробоя при постоянном напряжении на диоде (direct current, DC), проведенное в работе [96], позволило сделать вывод о едином механизме вакуумного пробоя в обоих случаях.

В результате проведения большого количества экспериментов установлены два критерия развития вакуумного пробоя в высокочастотных полях. Первый из них отражает связь скорости пробоя с амплитудой электрического поля  $E_A$ ,

$$\frac{E_A^{30}}{\text{BDR}} = \text{const.} \quad (28)$$

Второй связывает величины  $E_A$  и длительности импульса  $\tau_p$  при постоянной величине BDR:

$$E_A \tau_p^{1/6} = \text{const.} \quad (29)$$

Учитывая (28) и (29), можно получить соотношение, связывающее все три величины,  $E_A$ ,  $\tau_p$  и BDR [98]:

$$\frac{E_A^{30} \tau_p^5}{\text{BDR}} = \text{const.} \quad (30)$$

#### 4.2. Микровзрывные процессы при радиочастотном вакуумном пробое

Анализ процессов при радиочастотном вакуумном пробое начнём с исследования микровзрывных процессов в условиях воздействия на электроды электромагнитных

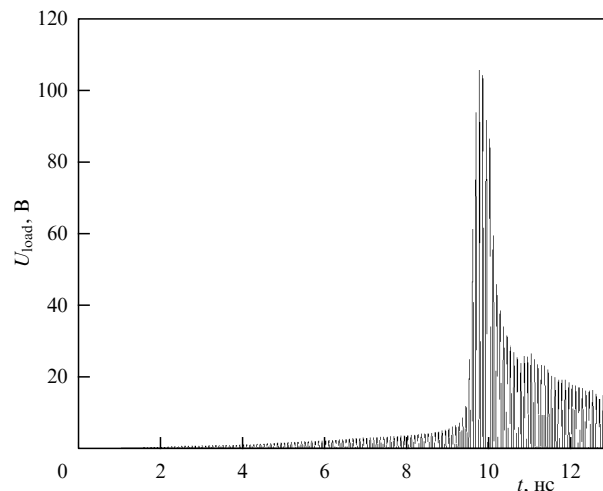


Рис. 12. Зависимость напряжения на нагрузке  $U_{\text{load}}$  от времени для радиочастотного напряжения в цепи, определяемого по формуле (31) с  $U_0 = 3200 \text{ В}$  (амплитуда тока 3,2 А),  $r_c = 0,3 \text{ мкм}$ .

волн гигагерцевого диапазона. Для этой цели были проведены расчёты с использованием системы уравнений (9) – (13), при решении которых напряжение в электрической цепи задавалось следующим образом [27]:

$$\begin{aligned} U_{\text{out}}(t) &= U_0 \sin(\omega t), \quad \sin(\omega t) > 0, \\ U_{\text{out}}(t) &= 0, \quad \sin(\omega t) < 0, \end{aligned} \quad (31)$$

где  $\omega = 2\pi\nu$ , частота  $\nu = 12 \text{ ГГц}$ .

На рисунке 12 показана расчётная зависимость напряжения на промежутке от времени при взрыве микроострия на катоде при радиочастотном напряжении в цепи. График, приведённый на рис. 12, позволяет оценить значения интегралов действия при взрыве микроострий на катоде радиочастотного напряжения в цепи:  $\bar{h} = j^2 \tau / 4 = 2,9 \times 10^9 \text{ А}^2 \text{ с см}^{-4}$ , где  $\tau \approx 9,6 \text{ нс}$  — время до взрыва острия,  $j = 1,1 \times 10^9 \text{ А см}^{-2}$  — плотность тока при максимальном напряжении на промежутке. Таким образом, согласно проведённым расчётам, величина интеграла действия слабо меняется при переходе к радиочастотному напряжению.

Дальнейшие исследования интеграла действия тока показали, что с уменьшением плотности тока величина интеграла несколько снижается, что, впрочем, характерно и для постоянного напряжения. В момент взрыва напряжение  $U_{\text{load}}$  достигает 100 В, а затем стабилизируется на уровне  $\approx 10 \text{ В}$ . Величина  $U_{\text{load}}$  представляет собой омическое падение напряжения при протекании тока в контакте металл – плазма и расчётной области прикатодной плазмы. Соответственно плотность мощности при взрыве микроострия на катоде  $jU_{\text{load}}$  достигает нескольких десятков Вт мкм<sup>-2</sup>. Единственным источником энергии, поглощаемой при взрыве микроострия, является электромагнитная волна. С этим, по-видимому, связан эффект "потерянной энергии", экспериментально обнаруженный при исследовании радиочастотного вакуумного пробоя в ускоряющих структурах CLIC [94].

На рисунке 13 приведены распределения плотности вещества в поствзрывной фазе для случаев постоянного и радиочастотного напряжения. Как видно из рисунка, распределения практически идентичны. Этим обусловлен

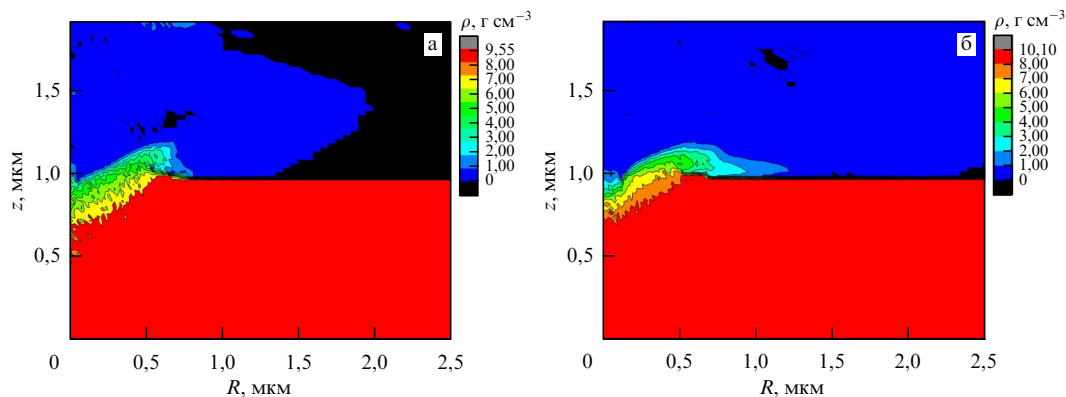


Рис. 13. Распределение плотности вещества в поствзрывной фазе для (а) радиочастотного ( $t = 10$  нс) и (б) постоянного напряжения ( $t = 3$  нс) в цепи. Параметры расчётов те же, что на рис. 12.

одинаковый характер поражения поверхности (кратеры микрометрового размера) при вакуумных DC- и RF-пробоях. Таким образом, можно сделать вывод о том, что параметры микровзрывных процессов на катоде не меняются при переходе от постоянного электрического поля к радиочастотному.

#### 4.3. Взрывоэмиссионная модель радиочастотного вакуумного пробоя

Прежде чем приступить непосредственно к исследованию параметров инициирования взрывной электронной эмиссии при радиочастотном вакуумном пробое, рассмотрим результаты исследования вакуумного пробоя при постоянном напряжении, приведённые в работе [99], где использовался тот же материал катода и методы его обработки, что и в экспериментах по высокочастотному пробое с ускоряющими структурами CLIC [94].

В экспериментах [99] оба электрода были сделаны из чистой меди (Cu OFE, UNS C10100). Анодом служило закруглённое остриё диаметром 2,3 мм, заземлённый катод был изготовлен в виде пластины  $10 \times 50$  мм. Межэлектродное расстояние  $d$  менялось от 10 до 50 мкм, большинство экспериментов было проведено при  $d = 20$  мкм. Исследовались пробойное электрическое поле и коэффициент усиления электрического поля, определяемый из характеристик Фаулера – Нордгейма. Эти величины были получены в режиме "кондиционирования", когда при постоянном напряжении фиксировалось количество пробоев. Кроме того, проводились дополнительные эксперименты по исследованию времени запаздывания и порогового значения напряжения пробоя. Длительность импульса напряжения составляла 1–2 с при времени нарастания 100 нс. Перечислим полученные в работе [99] средние значения характеристик вакуумного пробоя, которые будут использоваться нами в дальнейшем: средний коэффициент усиления поля при пробое  $\beta = 77$ , среднее значение пробивного поля  $\beta E_{av} = 10,8$  ГВ м<sup>-1</sup>, среднее время запаздывания развития пробоя (за вычетом времени роста напряжения на диоде)  $t_d \approx 50$  нс.

Из исследований импульсного вакуумного пробоя известно, что при высоких напряжённостях электрического поля на катоде [4–6] экспоненциальная зависимость времени запаздывания инициирования пробоя от поля сменяется степенной,  $t_d \propto E_{av}^3$ , где  $E_{av}$  — макрополе на катоде. Для плоских электродов  $E_{av} = U/d$ ,  $U$  — напряжение на диоде,  $d$  — межэлектродное расстояние. Из-

менение зависимости времени запаздывания от напряжённости электрического поля обусловлено влиянием объёмного заряда эмитированных электронов, из-за которого плотность эмиссионного тока подчиняется закону "трёх вторых" [6]:

$$j_{3/2} = \frac{1}{9\pi} \left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d_{eff}^2}, \quad (32)$$

где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона. Эффективная длина промежутка  $d_{eff} = U/(\beta E_{av})$ ,  $\beta$  — коэффициент усиления поля на микроостриях на поверхности катода.

Для расчёта электрического поля на вершине микроострия с учётом объёмного заряда эмитированных электронов  $E_0$  воспользуемся одномерным приближением, поскольку объёмный заряд эмитированных электронов сосредоточен на расстояниях порядка  $10^{-6}$  см от границы эмиссии [100]. Уравнение для нахождения электрического поля на вершине микроострия на катоде выглядит следующим образом:

$$4kU^{3/2} \exp\left(-\frac{B}{E_0}\right) - 3U = 9k^2 A^2 E_0^2 d_{eff}^2 \exp\left(-\frac{2B}{E_0}\right) - 3E_0 d_{eff}, \quad (33)$$

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты в уравнении Фаулера – Нордгейма  $j_{FN} = AE_0^2 \exp(-BE_0)$ ,  $k = 2\pi(2m_e/e)^{1/2}$ .

На рисунке 14 приведены зависимости пробивного напряжения на диоде от коэффициента усиления электрического поля  $\beta$  для различных межэлектродных расстояний. Представленные кривые получены с использованием соотношения (4) при  $\hbar = 3,1 \times 10^9$  А<sup>2</sup> с см<sup>-4</sup> и  $t_d = 50$  нс. Электрическое поле в уравнении Фаулера – Нордгейма вычислялось с помощью выражения (33). Из рисунка 14 видно, что для условий экспериментов [99] величина  $\beta E_{av}$  меняется в пределах от 11,5 ГВ м<sup>-1</sup> (при  $U = 6$  кВ) до 10 ГВ м<sup>-1</sup> (при  $U = 2$  кВ) независимо от межэлектродного расстояния, т.е. находится в достаточно хорошем согласии с экспериментальными данными, практически совпадая с полученным в работе [100] пороговым значением коэффициента развития пробоя  $\beta = 48$  (см. кривую 2 на рис. 14) при макроскопическом поле на поверхности катода  $E_{av} = 225$  МВ м<sup>-1</sup>. Таким образом, простейшие оценки, сделанные на основе результатов исследования импульсного вакуумного пробоя, весьма неплохо описывают экспериментальные данные по DC-про-

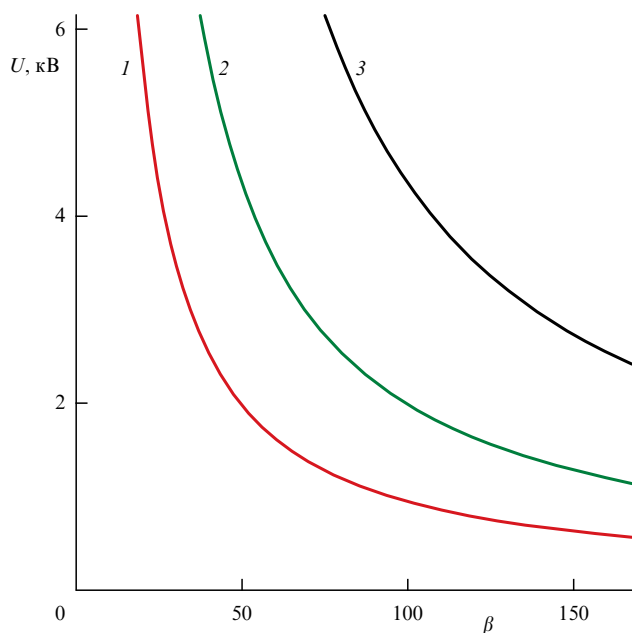


Рис. 14. Зависимости пробивного напряжения  $U$  от коэффициентов усиления электрического поля для времён запаздывания 50 нс при различных межэлектродных расстояниях:  $d = 10$  мкм (1), 20 мкм (2), 40 мкм (3).

бою материалов, используемых в ускоряющих структурах CLIC. Далее, опираясь на полученные результаты, рассмотрим процессы, приводящие к инициированию взрывной электронной эмиссии непосредственно при радиочастотном вакуумном пробое.

Обратимся теперь к анализу эмпирических соотношений (28) и (29). Очевидно, что (28) отражает резкое возрастание вероятности пробоя с увеличением амплитуды электрического поля. Соотношение (29) должно отражать связь  $E_A$  с временем инициирования этого пробоя. Зависимость (29) означает, что пробой в течение радиочастотного импульса возможен, если время его инициирования меньше длительности импульса,  $t_d \leq t_p$ . Для "обычных пробоев" (NL-BD) эти времена распределены однородно по длительности импульса [96]. Поскольку время запаздывания связано с усилением поля на поверхности ускорительной структуры, его максимальному значению  $t_d \approx t_p$  должно соответствовать минимальное значение коэффициента усиления поля  $\beta_{\text{threshold}}$ , при котором возможен пробой. Наличие эмпирического соотношения (29) отражает тот факт, что  $\beta_{\text{threshold}}$  остаётся неизменным при такой связи электрического поля с длительностью импульса, т.е. условия пробоя не меняются и он происходит при  $\beta \geq \beta_{\text{threshold}}$ . Нарушение этой связи привело бы к изменению  $\beta_{\text{threshold}}$  и, как следствие, к изменению BDR ввиду её сильной зависимости от поля (28).

Моделирование процесса разогрева микроострия на катоде током термоавтоэлектронной эмиссии под действием переменного электрического поля частотой 10 ГГц проведено в работе [101]. Следует отметить, что использование классических формул в случае термоавтоэлектронной эмиссии для гигагерцевого диапазона изменения электрического поля оправданно, поскольку время туннелирования электрона  $10^{-15}$  с [102] на два порядка меньше периода колебаний электрического поля. В работе [101] не учитывался объёмный заряд эмитированных электронов, поэтому количественные оценки параметров ини-

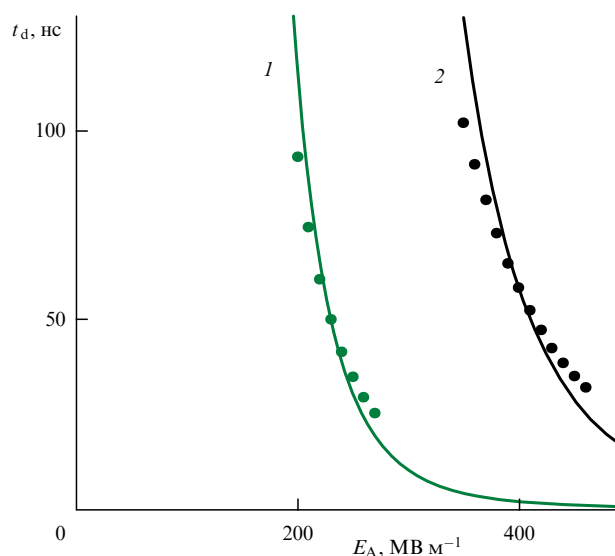


Рис. 15. Зависимость времени запаздывания  $t_d$  от амплитуды электрического поля  $E_A$  на поверхности ускоряющей структуры для  $\beta = 77$  (1) и  $\beta = 50$  (2). Кривые — зависимости  $t_d \propto E_A^{-6}$ .

цирования пробоя на основе проведённых расчётов некорректны. Тем не менее важным результатом проведённого моделирования является установленная связь времени разогрева катода до температуры плавления  $t_m$  с усреднённой по периоду колебаний плотностью тока  $j_{\text{av}}^2 t_m = \text{const}$ , свидетельствующая о том, что основным источником тепловыделения в микроострии является омический разогрев протекающим эмиссионным током. Причём это соотношение не зависело от частоты в гигагерцевом диапазоне, если пробой не наступал в течение первых колебаний электрического поля.

С учётом результатов работы [101] оценим связь времени запаздывания с макроскопическим полем на катоде при частоте колебаний поля в диапазоне 10 ГГц, для чего воспользуемся (4) с заменой  $j \rightarrow j_{\text{av}}$ . Рассмотрим диод с плоскими электродами с параметрами, аналогичными таковым в [100], на который подаётся напряжение  $U = U_A \sin(\omega t)$ . Амплитуду напряжения выберем таким образом, чтобы максимальная величина макроскопического поля на катоде  $E_A = U_A/d$  составляла несколько сотен  $\text{МВ м}^{-1}$ . Влияние объёмного заряда эмитированных электронов будем учитывать по описанной выше схеме для постоянного электрического поля.

Результаты расчётов представлены на рис. 15. Расчёты проводились для двух значений коэффициента усиления:  $\beta = 77$ , равном среднему пробивному значению, полученному в работе [99], и, для сравнения,  $\beta_{\text{threshold}} = 50$ , примерно равном пороговому значению.

Предполагаемые рабочие параметры ускоряющей структуры CLIC: длительность радиочастотного импульса при градиенте  $100 \text{ МВ м}^{-1}$  156 нс, общая длительность импульса 240 нс и максимальное электрическое поле на поверхности менее  $260 \text{ МВ м}^{-1}$  [94]. Согласно зависимостям, приведённым на рис. 15, при поле на поверхности  $250 \text{ МВ м}^{-1}$  и длительности радиочастотного импульса  $t_p = 150$  нс пробой возможен при  $\beta > \beta_{\text{threshold}} \approx 70$ . Типичные значения  $\beta$  для медных электродов, используемых в ускорительных структурах, лежат в диапазоне 30–60 [95, 103]. Эти значения получены с использованием характеристик Фаулера–Нордгейма в статическом ре-

жиме при низких эмиссионных токах. Однако нас интересуют  $\beta$  непосредственно перед импульсом пробоя. Естественно предположить, что для инициирования пробоя должны существовать микронеоднородности с коэффициентами усиления поля, превышающими типичные значения  $\beta$  без пробоя, в соответствии с нашими оценками.

Подчеркнём, что  $\beta_{\text{threshold}} \approx 70$  — минимальное значение коэффициента усиления поля, при котором  $t_d \approx t_p$ , т.е. значительная часть фиксируемых в экспериментах пробоев иницируется на микронеоднородностях с гораздо большими  $\beta$ . Последнее особенно касается ФР-пробоев [95], происходящих в основном в начальной стадии радиочастотного импульса. Причина появления таких микронеоднородностей при ФР-ВД очевидна и связана с появлением жидкометаллической фазы катодного пятна, выдавливание которой и приводит к формированию новых взрывоэмиссионных центров [8, 19]. Результаты расчётов, представленные на рис. 15, также неплохо согласуются с эмпирической зависимостью (29):  $t_d(\beta_{\text{threshold}}) \approx t_p \propto E_A^{-6}$ .

#### 4.4. Моделирование предвзрывных процессов

Несмотря на некоторое согласие с экспериментальными данными, рассмотренная простейшая модель инициирования радиочастотного вакуумного пробоя не может претендовать на строгое количественное описание характеристик высокочастотного вакуумного пробоя. Ввиду этого была разработана модель, самосогласованно учитывающая процессы разогрева микроострия на катоде, эмиссию электронов и влияние объёмного заряда эмитированных электронов [104, 105].

Влияние объёмного заряда эмитированных электронов учитывалось посредством решения уравнения Пуассона, записанного в двумерной цилиндрической системе координат:

$$\Delta U(r, z) = -4\pi\rho_e(r, z), \quad (34)$$

где  $\rho_e$  — пространственный заряд эмитированных электронов. Уравнение (34) решалось методом "частиц в ячейках".

Плотность тока автоэлектронной эмиссии вычислялась в приближении Миллера – Гуда [106]:

$$j_{\text{FE}} = \frac{4\pi me}{h^3} \int_0^\infty d\varepsilon \int_0^\varepsilon d\varepsilon_n f_{\text{FD}}(\varepsilon) D(E_c, \varepsilon_n), \quad (35)$$

где  $D(E_c, \varepsilon_n)$  — прозрачность потенциального барьера на границе металл–вакуум,  $E_c$  — напряжённость электрического поля на поверхности микроострия,  $f_{\text{FD}}$  — функция распределения Ферми – Дирака электронов в металле,  $\varepsilon = (\hbar k)^2/(2m)$  — энергия электронов с волновым вектором  $\mathbf{k}$  в металле,  $\varepsilon_n = (\hbar k_n)^2/(2m)$  — энергия электронов по нормали к потенциальному барьеру,  $\hbar = h/(2\pi)$  — постоянная Планка. Согласно приближению Миллера – Гуда

$$D(E_c, \varepsilon_n) = [1 + \exp(Q(E_c, \varepsilon_n))]^{-1}, \quad \varepsilon_n < \varepsilon_L,$$

$$D(E_c, \varepsilon_n) = 1, \quad \varepsilon_n > \varepsilon_L, \quad (36)$$

$$Q(E_c, \varepsilon_n) = \frac{4\sqrt{2}}{3} \left( \frac{m^2 e^5}{\hbar^4 E_c} \right)^{1/4} y^{-3/2} v(y), \quad (37)$$

$$y = \frac{\sqrt{e^3 E_c}}{|\varepsilon_F + \varphi - \varepsilon_n|}, \quad (38)$$

где  $\varepsilon_L$  — высота потенциального барьера для электронов,  $\varepsilon_L = \varepsilon_F + \varphi - \sqrt{e^3 E_c/2}$ ,  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми,  $\varphi$  — работа выхода, функция  $v(y)$  определяется эллиптическими интегралами [107].

Процесс разогрева микроострия протекающим эмиссионным током учитывался с помощью двухтемпературной (электроны и фононы) системы уравнений теплопроводности [4]:

$$\rho c_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(\lambda_e(T_e, T_p) \nabla T_e) - G(T_e - T_p) + \kappa(T_p) j^2, \quad (39)$$

$$\rho c_p(T_p) \frac{\partial T_p}{\partial t} = \nabla(\lambda_p(T_p) \nabla T_p) + G(T_e - T_p), \quad (40)$$

с граничными и начальными условиями

$$\begin{aligned} -\lambda_e(T_e, T_p) \nabla T_e|_S &= q_{\text{Nott}}, \quad T_{e,p}(r, z, t)|_{z=0} = T_0, \\ T_{e,p}(r, z, 0) &= T_0. \end{aligned} \quad (41)$$

Здесь  $c_e(c_p)$  и  $\lambda_e(\lambda_p)$  — теплоёмкость и теплопроводность электронов (фононов),  $G$  — коэффициент электрон-фононной связи, определяющий скорость обмена энергией между электронами и фононами,  $\kappa$  — сопротивление материала микроострия,  $T_0$  — начальная температура,  $q_{\text{Nott}}$  — поверхностный источник выделения энергии за счёт эффекта Ноттингама,

$$q_{\text{Nott}} = \frac{4\pi m}{h^3} \int_0^\infty d\varepsilon \int_0^\varepsilon d\varepsilon_n (\varepsilon - \mu) f_{\text{FD}}(\varepsilon) D(E_c, \varepsilon_n), \quad (42)$$

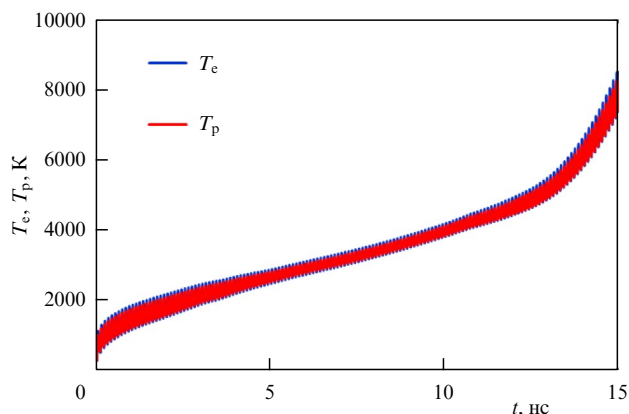
где  $\mu$  — химический потенциал при  $T_e$ .

Для вычисления распределения тока внутри микроострия  $j = -\kappa^{-1} \nabla U$  решалось уравнение Лапласа с граничным условием на поверхности  $\nabla U|_S = \kappa j_{\text{em}}$ .

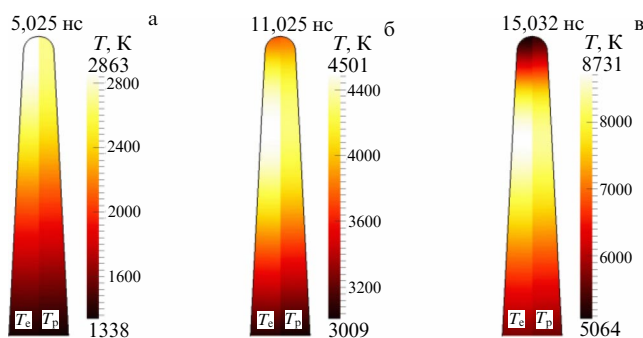
В расчётах использовалась двухтемпературная (электроны и решётка) модель, поскольку энергия из обоих источников выделения энергии при разогреве микроострия протекающим эмиссионным током (эффектов Ноттингама и Джоуля) поступает в электронную подсистему и затем передаётся решётке [4]. Таким образом, в общем случае возникает "отрыв" электронной температуры от решёточной. Чем выше плотность эмиссионного тока, тем больше различие температур электронов и фононов. Влияние различия температур электронов сказывается в появлении так называемой высокочастотной электронной теплопроводности, когда часть поступающей в электронную подсистему энергии отводится в глубь острия без передачи энергии фононам [108].

Расчёты проводились для микроострия конической формы с радиусом при вершине несколько десятков нанометров, высотой 1–2 мкм, углом раствора конуса в пределах  $10^\circ$ . Коэффициент усиления электрического поля  $\beta$  определялся из решения уравнения Лапласа, его величина варьировалась изменением геометрических параметров микроострия. Амплитуда электрического поля во всех расчётах составляла  $300 \text{ МВ м}^{-1}$ , частота —  $10 \text{ ГГц}$ . Момент инициирования взрывной электронной эмиссии определялся по времени разогрева решётки до  $T_{\text{cr}} = 8390 \text{ К}$ .

Динамика разогрева электронной и фононной температур показана на рис. 16, 17. Кратко остановимся на физических процессах, определяющих такое поведение температур. Влияние объёмного заряда эмитированных

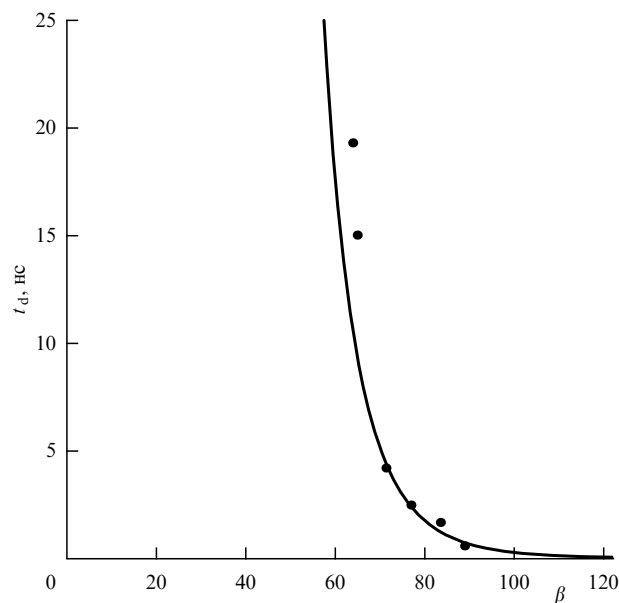


**Рис. 16.** Зависимость максимума температуры электронов (синяя кривая) и решётки (красная кривая) от длительности радиочастотного импульса. Параметры вычисления: амплитуда электрического поля на поверхности  $E_A = 300 \text{ МВ м}^{-1}$ ,  $T_0 = 300 \text{ К}$ ,  $\beta \approx 65$  (радиус микроострия при вершине  $r_{\text{мп}} = 22,5 \text{ нм}$ , высота  $h_{\text{мп}} = 2 \text{ мкм}$ , полуугол раствора конуса  $\alpha = 3^\circ$ ),  $G = 4 \times 10^{17} \text{ Вт м}^{-3} \text{ К}^{-1}$ .



**Рис. 17.** Двумерные профили распределения температуры электронов  $T_e$  и решётки  $T_p$  в моменты времени: (а) 5,025 нс, (б) 11,025 нс и (в) 15,032 нс на вершине микроострия (между  $z = h_{\text{мп}}$  и  $z = h_{\text{мп}} - 20r_{\text{мп}}$ ). Расчётные параметры те же, что и на рис. 16.

электронов приводит к тому, что в начальный момент максимальное электрическое поле на вершине микроострия примерно в два раза меньше его значения, полученного из решения уравнения Лапласа. Электрическое поле более равномерно распределено по вершине и прилегающей к ней области. Начальное возрастание температуры здесь обусловлено разогревом за счёт эффекта Ноттинггама, температуры электронов и фононов достаточно быстро достигают величины, близкой к температуре его инверсии, при превышении которой эффект Ноттинггама становится охлаждающим. С разогревом вершины микроострия термодобавка к автоэмиссионному току компенсируется убыванием электрического поля. Убывание поля усиливает охлаждение за счёт эффекта Ноттинггама, и дальнейшее возрастание температуры в этой области резко замедляется, а максимум температур электронов и фононов движется в глубь острия. По мере этого движения уменьшается и плотность эмиссионного тока на вершине из-за экранирования поля эмиссионным пучком электронов с периферийной части микроострия. Вследствие увеличения эмиссии с этой части микроострия возрастает и общий эмиссионный ток. Возрастание тока приводит к увеличению его плотности по сечению острия и выделения энергии за счёт джоулевого разогрева. В результате температура достигает максимума на расстояниях в несколько десятков  $r_{\text{мп}}$  от вершины, где



**Рис. 18.** Зависимость времени запаздывания от коэффициента усиления поля  $\beta$ . Амплитуда поля на катоде  $E_A = 300 \text{ МВ м}^{-1}$ . Кружки — результаты расчётов, кривая —  $t_d \propto (\beta E_A)^{-6}$ .

влияние охлаждения за счёт эффекта Ноттинггама не столь существенно. При этом уже на 5-й наносекунде расчётного времени температура значительной части микроострия при его вершине превосходит температуру плавления, а на 11-й наносекунде — температуру кипения меди.

На рисунке 18 приведены результаты расчётов времени разогрева микроострия до критической температуры в зависимости от коэффициента  $\beta$ . Как видно из рисунка, зависимость  $t_d \propto (\beta E_A)^{-6}$  выполняется при больших  $\beta$ , а затем  $t_d$  резко возрастает, и уже при  $\beta = 60$  температуры фононов и электронов выходят на стационарные значения, меньшие  $T_{\text{ст}}$ . Соответственно, согласно результатам проведённого моделирования, пороговое значение микроскопического поля, при котором развивается радиочастотный вакуумный пробой,  $\beta E_A \approx 18 \text{ ГВ м}^{-1}$ . В приведённых ранее оценках с использованием величины интеграла действия тока значение  $\beta E_A$  являлось примерно таким же ( $\approx 17,5 \text{ ГВ м}^{-1}$ ).

Таким образом, сделанные оценки и проведённые вычисления процессов при радиочастотном вакуумном пробое позволяют нам с уверенностью утверждать, что в его основе, как и в основе наносекундного импульсного вакуумного пробоя, лежат взрывоэмиссионные процессы. С этим связаны наблюдаемое при радиочастотном пробое возрастание эмиссионного тока и идентичные следы поражения поверхности — кратеры микрометрового размера. Поглощение энергии электромагнитной волны при микровзрывных процессах на поверхности электродов приводит к появлению эффекта "потерянной энергии", когда энергия проходящей волны при радиочастотном вакуумном пробое ниже энергии падающей и отражённой. В то же время имеется и некоторая отличительная особенность радиочастотного вакуумного пробоя, состоящая в наличии переменного магнитного поля и связанного с ним дополнительного нагрева. Стрессовые изменения структуры поверхности и локальный разогрев отдельных участков могут существенно

повысить вероятность пробоя. Нами, в частности, показано, что при разогреве микроострий на поверхности до 1000 К вероятность пробоя может возрасти при прочих равных условиях более чем на порядок [105].

## 5. Заключение

Приведённые в настоящей статье оценки и результаты численного моделирования, на наш взгляд, достаточно убедительно свидетельствуют в пользу взрывоэмиссионного характера процессов при радиочастотном вакуумном пробое и при функционировании униполярных дуг в термоядерных установках с магнитным удержанием. Использование простых оценок на основе аналогии взрывной электронной эмиссии и электрического взрыва проводников представляет собой эффективный метод анализа и интерпретации экспериментальных данных. Основной причиной реализации взрывоэмиссионных процессов является изменение структуры и свойств поверхности под воздействием электромагнитных волн и контактирующей с поверхностью металла гелиевой плазмы. Однако если во втором случае указанное изменение масштабное и легко наблюдаемое, то в первом случае оно носит локальный характер и его причина остаётся предметом дискуссии. В качестве такой причины могут быть усталость поверхности, нагрев неоднородностей переменным магнитным полем, накопление дислокаций, расплав поверхности и т.д. [105, 109–112]. Сложность исследования причины инициирования взрывоэмиссионных процессов в условиях воздействия на поверхность электромагнитных волн связана со спонтанным и неконтролируемым развитием пробоя, а также с совокупностью множества факторов, которые могут к нему привести, помимо упомянутых выше, а именно: неидеальные вакуумные условия, испарение примесей и атомов меди с поверхности, эмиссия электронов (темновой ток). Существенного прогресса в данном вопросе можно достичь лишь путём разработки экспериментальной методики исследования радиочастотного вакуумного пробоя, позволяющей строго контролировать эмиссионные процессы, структуру и температуру поверхности, а также вакуумные условия.

Работа выполнена при поддержке грантом Российского научного фонда №20-19-00323, в разделах 2 и 3.4 использованы результаты, полученные при поддержке грантом Российского фонда фундаментальных исследований №20-08-00378. Авторы благодарны И.В. Уйманову, Е.В. Орешкину, М.М. Цвентуху за проведённые расчёты предпробойных, микровзрывных процессов и ионизационных процессов в дуговой плазме, а также С. Каджита (S. Kajita) и Д. Хванбо (D. Hwangbo) за предоставленную возможность использования в статье результатов экспериментов с W-fuzz-образцами и многолетнее плодотворное сотрудничество.

## Список литературы

- Mesyats G A *J. Nucl. Mater.* **128–129** 618 (1984)
- Mesyats G A, in *High Power Microwave Generation and Applications: Proc. of the Course and Workshop, Varenna, Italy, 9–17 September, 1991* (Eds D Akulina, E Sindoni, C Wharton) (Bologna, Italy: Publ. for the Società Italiana di Fisica by Editrice Compositori, 1992) p. 345
- Месяц Г А "Исследования по генерированию наносекундных импульсов большой мощности", Дисс. ... докт. техн. наук (Томск: Томский политехн. ин-т, 1966)
- Бугаев С П и др. *УФН* **115** 101 (1975); Bugaev S P et al. *Sov. Phys. Usp.* **18** 51 (1975)
- Литвинов Е А, Месяц Г А, Проскуровский Д И *УФН* **139** 265 (1983); Litvinov E A, Mesyats G A, Proskurovskii D I *Sov. Phys. Usp.* **26** 138 (1983)
- Mesyats G A, Proskurovsky D I *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum* (Berlin: Springer, 1989)
- Mesyats G A *Pulsed Power* (Berlin: Springer Science and Business Media, 2007)
- Месяц Г А *Экстоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга* (М.: Наука, 2000); Пер. на англ. яз.: Mesyats G A *Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: the Breakdown, the Spark, and the Arc* (Moscow: Nauka Publ., 2000)
- Карцев Г К и др. *ДАН СССР* **192** 309 (1970); Kartsev G K et al. *Sov. Phys. Dokl.* **15** 475 (1970)
- Mitterauer J et al., in *Proc. VII Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum* (Novosibirsk: USSR, 1976) p. 83
- Fursey G N *IEEE Trans. Electr. Insul.* **4** 659 (1985)
- Anderson G W, Neilson F W, in *Exploding Wires* (Eds W G Chace, H K Moore) (New York: Plenum Press, 1962)
- Oreshkin V I, Baksht R B *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 1214 (2020)
- Mesyats G A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 879 (1995)
- Месяц Г А *УФН* **165** 601 (1995); Mesyats G A *Phys. Usp.* **38** 567 (1995)
- Mesyats G A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 676 (2013)
- Shmelev D L, Barenholtz S A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 1959 (2013)
- Barenholtz S A, Shmelev D L, Uimanov I V *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 2236 (2015)
- Barenholtz S A et al. *J. Appl. Phys.* **129** 133301 (2021)
- Кесаев И Г *Катодные процессы электрической дуги* (М.: Наука, 1968)
- Баренгольц С А, Месяц Г А, Шмелев Д Л *ЖЭТФ* **120** 1227 (2001); Barenholtz S A, Mesyats G A, Shmelev D L *J. Exp. Theor. Phys.* **93** 1065 (2001)
- Месяц Г А, Баренгольц С А *УФН* **172** 1113 (2002); Mesyats G A, Barenholtz S A *Phys. Usp.* **45** 1001 (2002)
- Oreshkin V I et al. *Phys. Plasmas* **11** 4771 (2004)
- Oreshkin V I et al. *Phys. Plasmas* **23** 122107 (2016)
- Сливков И Н *Электроизоляция и разряд в вакууме* (М.: Атомиздат, 1972)
- Barenholtz S A et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **21** 061004 (2018)
- Barenholtz S A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 3406 (2019)
- Ткаченко С И и др. *Теплофизика высоких температур* **39** 728 (2001); Tkachenko S I et al. *High Temp.* **39** 674 (2001)
- Khishchenko K V et al. *Int. J. Thermophys.* **23** 1359 (2002)
- Лоскутов В В, Лучинский А В, Месяц Г А *ДАН СССР* **271** 1120 (1983); Loskutov V V, Luchinskii A V, Mesyats G A *Sov. Phys. Dokl.* **28** 654 (1983)
- Бушман А В и др. *ДАН СССР* **312** 1368 (1990); Bushman A V et al. *Sov. Phys. Dokl.* **35** 561 (1990)
- Shmelev D L, Litvinov E A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 533 (1997)
- Shmelev D L, Litvinov E A *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **6** 441 (1999)
- Oreshkin E V et al., in *7th Intern. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, EFRE 2020, September 14–26, 2020, Tomsk, Russia* (Tomsk: Publ. House of IAO SB RAS, 2020) p. 408
- Орешкин В И, Баренгольц С А, Чайковский С А *ЖТФ* **77** (5) 108 (2007); Oreshkin V I, Barenholtz S A, Chaikovskii S A *Tech. Phys.* **52** 642 (2007)
- Robson A E, Thonemann P C *Proc. Phys. Soc.* **73** 508 (1959)
- Зыкова Н М, Недоспасов А В, Петров В Г *Теплофизика высоких температур* **21** 778 (1983); Zykhova N M, Nedospasov A V, Petrov V G *High Temp.* **21** 600 (1983)
- Tien J K et al. *J. Nucl. Mater.* **76–77** 481 (1978)
- Schwirzke F, Taylor R J *J. Nucl. Mater.* **93–94** 780 (1980)
- Höthker K et al. *J. Nucl. Mater.* **93–94** 785 (1980)
- Stampa A, Kruger H J *Phys. D* **16** 2135 (1983)
- Schwirzke F R *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 690 (1991)
- Loarte A et al. *Nucl. Fusion* **47** S203 (2007)
- Federici G et al. *Nucl. Fusion* **41** 1967 (2001)
- Roth J et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 103001 (2008)
- Rohde V et al. *J. Nucl. Mater.* **415** S46 (2011)
- Rohde V et al. *J. Nucl. Mater.* **438** S800 (2013)
- Rohde V, Balden M, the ASDEX Upgrade Team *Nucl. Mater. Energy* **9** 36 (2016)
- Tokitani M et al. *Nucl. Fusion* **51** 102001 (2011)
- Rudakov D L et al. *J. Nucl. Mater.* **438** S805 (2013)

51. Rudakov D L et al. *Phys. Scr.* **2016** 014055 (2016)
52. Bykov I et al. *Phys. Scr.* **2017** 014034 (2017)
53. Kajita S et al. *Nucl. Fusion* **53** 053013 (2013)
54. Savrukhin P V, Shestakov E A *Phys. Plasmas* **26** 092505 (2019)
55. Dhard C P et al. *Phys. Scr.* **2020** (T171) 014033 (2020)
56. Баренгольд С А, Месятс Г А, Цвентух М М *ЖЭТФ* **134** 1213 (2008); Barenholts S A, Mesyats G A, Tsventukh M M *J. Exp. Theor. Phys.* **107** 1039 (2008)
57. Federici G, Loarte A, Strohmayer G *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1523 (2003)
58. Doyle E J et al. *Nucl. Fusion* **47** S18 (2007)
59. Takamura S et al. *Plasma Fusion Res.* **1** 051 (2006)
60. Baldwin M J, Doerner R P *Nucl. Fusion* **48** 035001 (2008)
61. Kajita S et al. *Nucl. Fusion* **49** 095005 (2009)
62. Pitts R A et al. *J. Nucl. Mater.* **438** S48 (2013)
63. De Temmerman G, Hirai T, Pitts R A *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 044018 (2018)
64. Kajita S, Takamura S, Ohno N *Nucl. Fusion* **49** 032002 (2009)
65. Kajita S et al. *Phys. Lett. A* **373** 4273 (2009)
66. Kajita S et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **54** 035009 (2012)
67. Hwangbo D et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 3617 (2019)
68. Hwangbo D et al. *Contrib. Plasma Phys.* **58** 608 (2018)
69. Hwangbo D et al. *Nucl. Mater. Energy* **12** 386 (2017)
70. Hwangbo D et al. *Results Phys.* **4** 33 (2014)
71. Kajita S et al. *J. Appl. Phys.* **116** 233302 (2014)
72. Barenholts S A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 4044 (2018)
73. Aussems D U B et al. *J. Appl. Phys.* **116** 063301 (2014)
74. Hwangbo D et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **52** 11NC02 (2013)
75. Hwangbo D et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 125015 (2020)
76. Barenholts S A et al. *Nucl. Fusion* **60** 044001 (2020)
77. Hwangbo D et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 2080 (2017)
78. Barenholts S A, Mesyats G A, Tsventukh M M *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 1900 (2011)
79. Nishijima D et al. *J. Nucl. Mater.* **415** S96 (2011)
80. Kajita S et al. *Results Phys.* **6** 877 (2016)
81. Barenholts S A, Mesyats G A, Tsventukh M M *Nucl. Fusion* **50** 125004 (2010)
82. Зиновьев В Е *Теплофизические свойства металлов при высоких температурах* (М.: Металлургия, 1989) Справочник
83. Kimblin C W *J. Appl. Phys.* **44** 3074 (1973)
84. Anders A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1532 (2005)
85. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966); Пер. на англ. яз.: Zeldovich Y B, Rayzer Y P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966, 1967)
86. Anders A *Phys. Rev. E* **55** 969 (1997)
87. Anders A et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 63 (1992)
88. Онуфриев С В *Теплофизика высоких температур* **49** 213 (2011); Onufriev S V *High Temp.* **49** 205 (2011)
89. Smirnov R D et al. *Phys. Plasmas* **22** 012506 (2015)
90. De Temmerman G, Doerner R P, Pitts R A *Nucl. Mater. Energy* **19** 255 (2019)
91. Agee F J *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 235 (1998)
92. Guignard G (Ed.), CERN 2000-008 (Geneva: CERN, 2000)
93. Aicheler M et al. (Eds), CLIC Conceptual Design Report CERN 2012-007 (Geneva: CERN, 2012)
94. Wuensch W, CERN-OPEN-2014-028, CLIC-Note-1025 (Geneva: CERN, 2013)
95. Wu X et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **20** 052001 (2017)
96. Wuensch W et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **20** 011007 (2017)
97. Degiovanni A, Wuensch W, Giner Navarro J *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 032001 (2016)
98. Grudiev A, Calatroni S, Wuensch W *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12** 102001 (2009)
99. Descocudres A et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12** 092001 (2009)
100. Barbour J P et al. *Phys. Rev.* **92** 45 (1953)
101. Barenholts S A, Kreindel M Y, Litvinov E A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 252 (1998)
102. Sokolovski D, Baskin L M *Phys. Rev. A* **36** 4604 (1987)
103. Wang J W, Loew G A, in *Frontiers of Accelerator Technology. Proc. of the Joint US-CERN-Japan Intern. School, Hayama/Tsukuba, Japan, 9–18 September 1996* (Eds S I Kurokawa, M Month, S Turner) (Singapore: World Scientific, 1999) p. 768, [https://doi.org/10.1142/9789814447324\\_0024](https://doi.org/10.1142/9789814447324_0024)
104. Barenholts S A, Uimanov I V, Shmelev D L *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 3400 (2019)
105. Uimanov I V, Shmelev D L, Barenholts S A *J. Phys. D* **54** 065205 (2020)
106. Miller S C (Jr.), Good R H (Jr.) *Phys. Rev.* **91** 174 (1953)
107. Murphy E L, Good R H (Jr.) *Phys. Rev.* **102** 1464 (1956)
108. Анисимов С И, Имас Я А, Романов Г С, Ходыко Ю В *Действие излучения большой мощности на металлы* (Под ред. А М Бонч-Бруевича, М А Ельяшевича) (М.: Наука, 1970)
109. Nordlund K, Djurabekova F *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15** 071002 (2012)
110. Pritzkau D P, Siemann R H *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **5** 112002 (2002)
111. Simakov E I, Dolgashev V A, Tantawi S G *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **907** 221 (2018)
112. Barenholts S A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49** 2470 (2021)

## Explosive emission processes in thermonuclear facilities with magnetic plasma confinement and in linear electron – positron colliders

S.A. Barenholts<sup>(1,2,3,a)</sup>, G.A. Mesyats<sup>(2,b)</sup>

<sup>(1)</sup> Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(3)</sup> Institute of Electrophysics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,

ul. Amundsena 106, 620016 Ekaterinburg, Russian Federation

E-mail: <sup>(a)</sup> sabarenholts@mail.ru, <sup>(b)</sup> mesyats@sci.lebedev.ru

A model of the phenomenon of explosive electron emission based on its similarity to the electrical explosion of conductors is presented. With this model, the microexplosive processes occurring on a cathode surface due to the action of the explosive emission current have been simulated. The simulation results have been used to analyze explosive emission processes caused by the operation of unipolar arcs in thermonuclear reactors with magnetic plasma confinement and by the initiation of radiofrequency vacuum breakdowns in the accelerating structures of linear electron-positron colliders. The structure of the arc discharge cathode spot and the erosion characteristics have been investigated for nanostructured tungsten (W-fuzz) surfaces formed in thermonuclear reactors with magnetic plasma confinement. For radiofrequency vacuum breakdowns, the initiating parameters have been estimated, and prebreakdown and microexplosive processes have been simulated.

**Keywords:** pulsed vacuum breakdown, explosive electron emission, unipolar arc, cathode spot, field emission, radiofrequency vacuum breakdown

PACS numbers: 52.40.Hf, 52.80.Vp, **79.70.+q**

Bibliography — 112 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **193** (7) 751 – 769 (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.02.039163>

Received 25 January 2022

*Physics – Uspekhi* **66** (7) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2022.02.039163>