

12,13,18

Регистрация зависимости числа эмиссионных центров от времени как инструмент анализа токовых флуктуаций полевых катодов

© А.Г. Колосько, С.В. Филиппов, Е.О. Попов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: agkolosko@mail.ru

Поступила в Редакцию 8 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 19 июня 2021 г.

Принята к публикации 20 июня 2021 г.

Представлен новый инструмент получения частотных характеристик взаимодействия эмиссионных центров с адсорбатами. Методика основана на использовании компьютеризированного полевого проектора с обработкой картин распределения эмиссионных центров по поверхности катода в режиме онлайн. Получаемые зависимости отражают частоту флуктуаций активности отдельных центров. Рассмотрено влияние на форму этих кривых выбора параметра пороговой яркости, близости расположения центров друг к другу, стабильности общего эмиссионного тока. Проанализировано совпадение форм кривых, построенными различными способами (в онлайн-режиме, в режиме постобработки и в режиме моделирования случайных процессов).

Ключевые слова: полевая эмиссия, флуктуации эмиссионного тока, углеродные нанотрубки, регистрация эмиссионных центров, адсорбционные процессы на поверхности.

DOI: 10.21883/FTT.2021.11.51600.081

1. Введение

Источники свободных электронов являются неотъемлемой частью современной вакуумной электроники. Многоострийные наноструктурированные полевые катоды, основанные на эффекте полевой эмиссии, на сегодняшний день являются наиболее перспективными. Проводящие наноразмерные частицы позволяют распределить токовую нагрузку по поверхности катода, что повышает общий ток с единицы площади. В то же время, высокая степень фокусировки электрического поля на вершинах этих структур существенно понижает пороговые напряжения. Наилучшие результаты в этом плане демонстрируют углеродные нанотрубки [1]. Фиксация их на поверхности катода с помощью полимерной матрицы (применение нанокомпозитов) позволяет упростить технологию и в то же время повысить стабильность характеристик [2].

Основными методиками оценки свойств полевых катодов можно назвать: регистрацию вольт-амперных характеристик (ВАХ) с вычислением эффективных эмиссионных параметров (коэффициент усиления поля γ_{eff} и площадь эмиссии A_{eff}) [3], регистрацию и оценку уровня стабильности тока при постоянном напряжении на большом промежутке времени (тайм-тест) [4], регистрацию распределения эмиссионных центров по поверхности катода (картины свечения на люминесцентном аноде [5], сканирование эмиттера анодом-иглой или анодом с отверстием — field emission scanning microscope [6], а также наблюдение микроскопических эмиссионных центров в полевом микроскопе Мюллера [7,8]).

Реже встречаются регистрация и анализ гистерезиса ВАХ [9,10], расчет эффективной работы выхо-

да [11], анализ стабильности уровня тока при скачках напряжения (переходные процессы) [9,12], регистрация масс-спектрометрических данных о составе летучих продуктов в межэлектродном пространстве (источник адсорбатов и ионного тока) [13], регистрация спектров распределения свободных электронов по энергиям [14], а также регистрация и анализ флуктуаций эмиссионного тока [15,16].

В качестве примера редких методик можно назвать регистрацию светового и инфракрасного излучения полевых эмиттеров [17,18], регистрацию распределения центров эмиссии с помощью резистивного анодного покрытия [19], а также регистрацию пороговых напряжений включения по мере выгорания отдельных эмиссионных центров на картине свечения [20].

В настоящей работе будет представлена новая методика регистрации флуктуаций эмиссионной активности многоострийных полевых катодов.

Изучение флуктуаций тока эмиссии связаны с выяснением причин нестабильности полевых катодов при высоких токах. Наиболее частой причиной этих флуктуаций являются частицы остаточной атмосферы в межэлектродном промежутке, которые, адсорбируясь на наноразмерные эмиссионные центры, приводят к изменению их эмиссионного тока [7,21,22]. С ростом уровня тока адсорбционные флуктуации могут исчезать [22].

Представленная нами методика основана на анализе так называемых „кривых сбора“. Она возникла в результате развития другой, более сложной методики, которая нацелена на регистрацию и онлайн-анализ характеристик отдельных эмиссионных центров на поверхности многоострийного полевого катода [23–25].

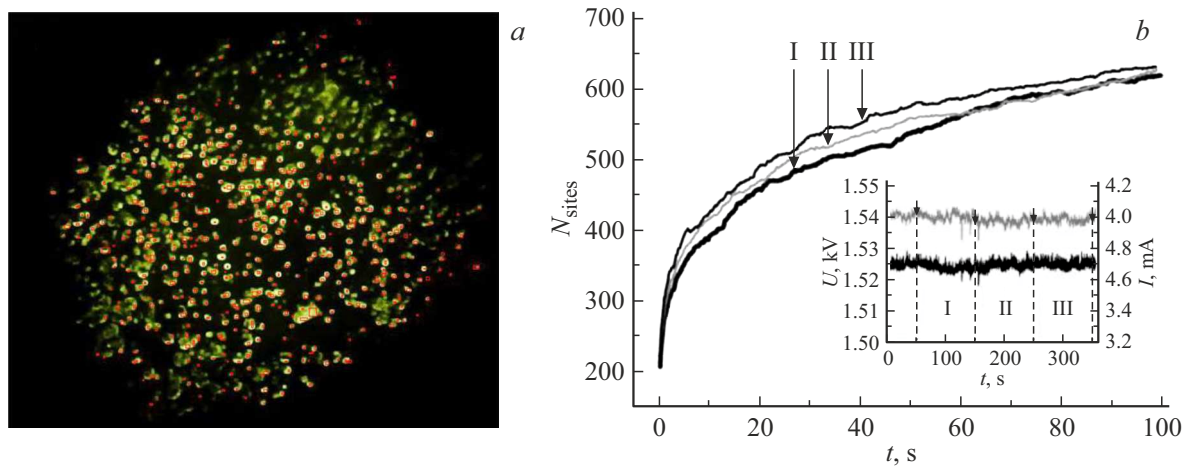


Рис. 1. Определение местоположения эмиссионных центров: *a*) картина свечения с наложенными на нее зонами флуктуации отдельных эмиссионных центров (красные квадраты), *b*) три кривые сбора — зависимости числа зарегистрированных эмиссионных центров от времени, полученные для трех последовательных промежутков времени I, II, III (на вставке показаны зависимости от времени уровней общего эмиссионного тока и напряжения). Параметр $Y_{th} = 150$.

2. Особенности построения кривой сбора в стабильном режиме

Исследование отдельных центров основано на применении компьютеризированного полевого проектора с люминофорным анодом, на котором потоки электронов формируют картины свечения (аналогом можно назвать методику, разработанную Копелевски [5]). Каждая из регистрируемых картин свечения подвергается обработке в режиме реального времени. Сбор информации производится в несколько этапов: 1) регистрация положения эмиссионных центров, 2) регистрация токовой нагрузки на каждый эмиссионный центр (яркость центров используется как весовой коэффициент при распределении общего тока по центрам), 3) получение максимальных значений локальной токовой нагрузки при стабильном уровне напряжения, 4) оценка равномерности распределения эмиссионных центров в пространстве и по токовой нагрузке, 5) построение гистограммы распределения локальных коэффициентов усиления поля при фиксированной площади эмиссии, 6) построение локальных вольт-амперных характеристик и оценка соответствующих эффективных параметров, 7) построение групповых токовых характеристик (сумма токов группы центров), которые позволяют анализировать влияние величины коэффициента усиления поля центров на их взаимодействие с адсорбатами и участие в переходных процессах, связанных с адсорбцией. Программный инструмент, реализующий эти процедуры, включая многоканальную регистрацию потоков экспериментальных данных и автоматическую запись результатов исследования в файлы, был создан с помощью платформы графического программирования LabVIEW. В дополнение к нему был разработан комплекс записи и многократного воспроизведения эксперимента в режиме эмуляции [26].

Все вышеперечисленные процедуры основаны на результатах сбора информации о положении и количестве

эмиссионных центров. Сбор этот осложнен тем, что изображения эмиссионных центров на люминесцентном экране непрерывно флуктуируют вследствие стохастических адсорбционных процессов (то гаснут, то разгораются из-за осаждения и слета адсорбатов, то смещаются из-за перемещения адсорбата по поверхности) [7,8,27].

Разработанная техника нахождения центров основана на сложении картин расположения пиков яркости (белые пиксели на черном фоне), найденных для каждого кадра. Вычисление положения эмиссионных центров осуществляется посредством автоматического объединения смежных пикселей на результирующей диаграмме сбора в прямоугольные зоны (рис. 1, *a*). Определение числа таких зон производится в режиме онлайн и строится зависимость этого числа от времени (кривая сбора). Выход зависимости на относительно горизонтальный уровень позволяет считать поиск эмиссионных центров завершенным.

Производя сбор эмиссионных центров различных полевых катодов (с эмиссионной поверхностью из углеродных нанотрубок, графена, кремниевых наноструктур и т.д.), мы обратили внимание на относительное постоянство формы кривой сбора, что указывает на связь этой зависимости с физическими процессами, происходящими на поверхности катода (см. рис. 1, *b*).

Ключевой особенностью экспериментальной кривой сбора является уровень пороговой яркости Y_{th} , который задается экспериментатором в программе и автоматически отсекает цифровые шумы и различные бликовые эффекты, такие как эффект гало [28]. Эти эффекты приводят к возникновению ложных эмиссионных центров на черно-белой диаграмме, а также к смещению и слиянию изображений реальных центров. Вместе с тем отсекается и часть слабых центров, низких по яркости. Таким образом, подбор величины Y_{th} осуществляется по двум критериям: зарегистрировать максимальное число

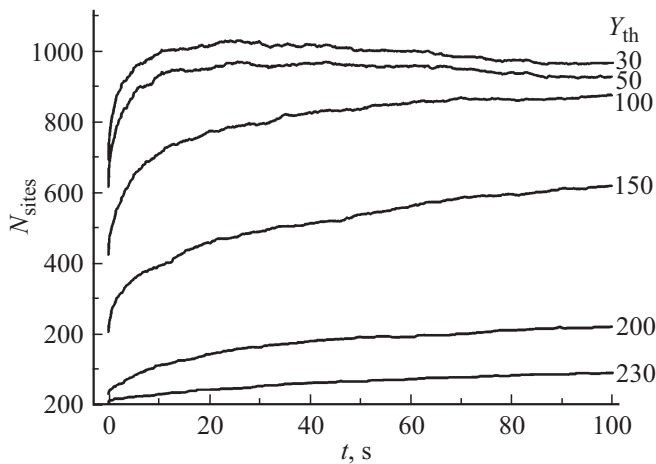


Рис. 2. Кривые сбора для значений $Y_{th} = 30, 50, 100, 150, 200, 230$.

центров и в то же время получить минимальное число перекрытий зон флуктуации.

Отметим, что слияние зон на диаграмме („эффект слияния центров“) может быть и полезным, если один и тот же центр проявляется на экране в разных пикселях (например, из-за перемещения адсорбата по поверхности эмиттера или из-за изменения положения самого эмиттера, если он обладает подвижностью). На кривой сбора эффект слияния отражается в виде падения числа найденных центров.

На рис. 2 показаны кривые сбора, полученные для разных уровней пороговой яркости на одном и том же промежутке времени (участок 1 на рис. 1, *b*).

Кривая с $Y_{th} = 50$ начинает со временем заваливаться вниз из-за „эффекта слияния центров“, а кривая с $Y_{th} = 230$ почти нигде не падает. Отметим, что чем больше центров эмиссии регистрируется, тем более плавной является кривая сбора.

3. Влияние нестабильного режима на форму кривой сбора

При долговременных исследованиях многоострижных полевых катодов проявляется еще одна проблема сбора и анализа эмиссионных центров — нестабильность эмиссионной поверхности. В первую очередь она связана с адсорбционно-десорбционными процессами, а во вторую — с микроскопическими вакуумными разрядами, которые могут деформировать поверхность катода: разряд может уничтожить самые высокие центры эмиссии и в то же время порождать новые центры, либо очищая поверхность от адсорбатов, либо добавляя на поверхность новые выступы, например, взрывом. Кривая сбора может отражать четыре вида нестабильности эмиссионной поверхности. Первый вид наблюдается в самом начале сбора эмиссионных центров и отражается в виде экспоненциальной зависимости (участок 1 на

рис. 3). Он связан с быстрыми флуктуациями яркости центров.

В стабильном режиме работы катода форма кривой сбора должна иметь именно такой вид с выходом на относительно горизонтальный уровень. Впрочем, если характерные времена включения-выключения центров имеют достаточно широкий разброс, кривая может продолжать свой экспоненциальный рост неопределенно долго.

Второй вид нестабильности приводит к присутствию в форме кривой сбора почти линейного наклона, который становится заметен после ее экспоненциального роста (участок 2 на рис. 3). Он связан с медленными флуктуациями яркости центров, которые могут быть вызваны адсорбционными процессами с большим временем жизни частицы на эмиссионном центре.

Если же скорость включения центров равна скорости выключения, то общий ток остается постоянным (как показано на рис. 3, *b*). Отметим, что если общий ток растет, то наблюдается нестабильность катода и новые центры включаются быстрее, чем гаснут старые (особенно сильно этот процесс заметен при переходных процессах [25]).

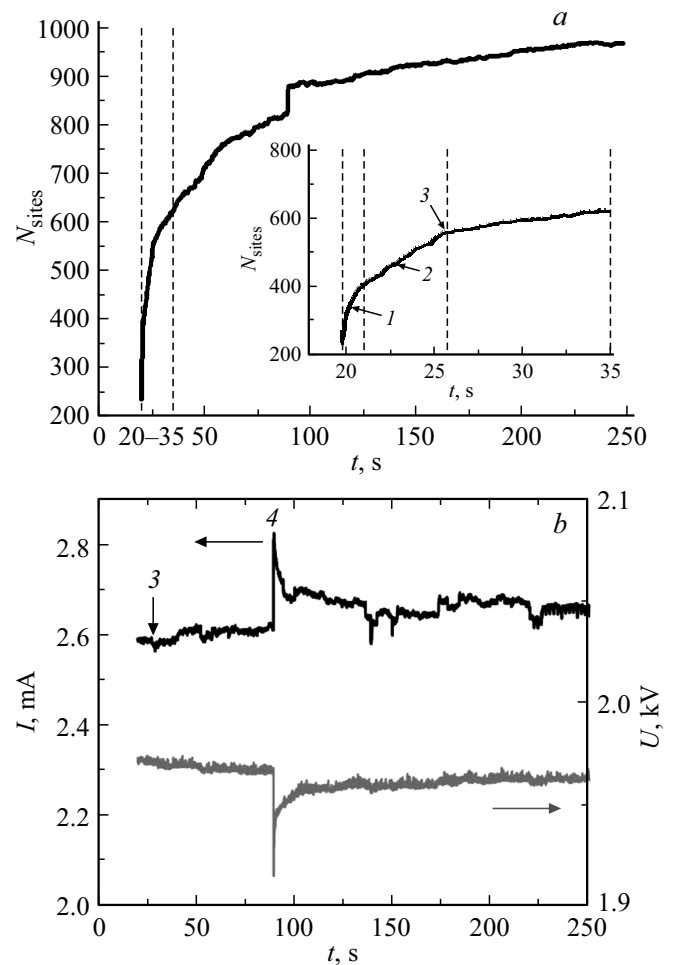


Рис. 3. *a*) Различные типы участков на кривой сбора (описание участков (1)–(4) в тексте). *b*) Временная зависимость тока от времени с характерным пиком вакуумного разряда.

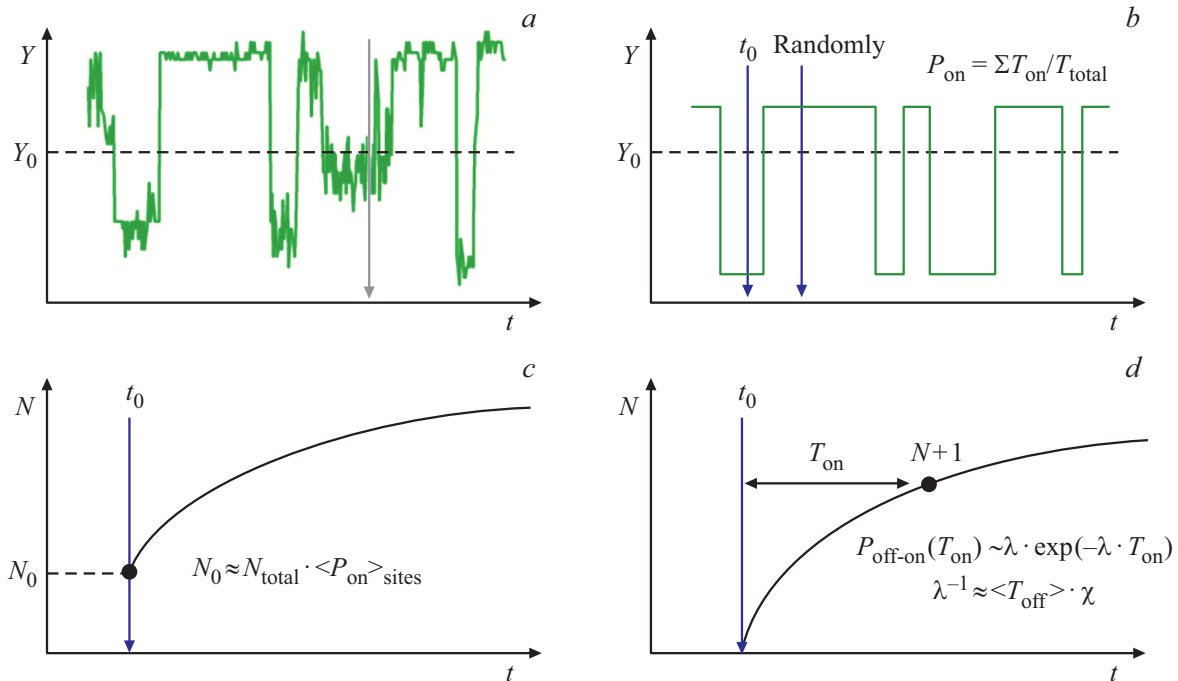


Рис. 4. Ряд предположений, позволяющих связать экспериментальную кривую сбора с идеальной кривой при заданной пороговой яркости Y_0 : а) экспериментальная зависимость от времени яркости одного центра эмиссии; б) „on/off“ идеализация двух состояний центра (t_0 — момента начала сбора центров); в) вклад центров, которые были в состоянии „on“ на момент t_0 , в начальное значение кривой сбора N_0 ; д) вклад центров, которые были в состоянии „off“ на момент t_0 , в форму кривой сбора в момент их включения. Все формулы на графиках описаны в тексте.

Третий вид нестабильности — это изменение скорости роста числа центров, которое может быть связано с изменением вакуумных условий, с небольшими изменениями в уровне приложенного напряжения, а также с малозаметными (не влияющими на общий уровень тока) резкими процессами на поверхности эмиттера, когда сгорают или резко активируются целые группы центров эмиссии. На кривой сбора эти процессы отражаются в виде перегибов (точка 3 на рис. 3).

Четвертый вид нестабильности связан с сильными вакуумными разрядами, которые видны на временной зависимости уровня общего тока. При этом поверхность эмиттера претерпевает существенную перестройку: одновременно возникает большое количество новых эмиссионных центров (точка 4 на рис. 3).

4. Моделирование кривой сбора

Чтобы получить представление о характере кривой сбора, мы разработали теоретическую модель, основанную на стохастических процессах адсорбции-десорбции. В модели учитываются адсорбаты, увеличивающие работу выхода электронов эмиссионных центров (например, кислород на УНТ [29,30]).

На рис. 4, а показана экспериментальная временная зависимость одного из центров эмиссии, записанная в эксперименте, которая демонстрирует характерные

скачки активности центра, связанные с адсорбционно-десорбционным процессом. Переход от реальной системы к модельной осуществляется посредством ряда допущений.

Первое допущение состоит в том, что флуктуации значения яркости Y каждого центра эмиссии имеют характер „on/off“ относительно общего порогового уровня яркости Y_0 , установленного экспериментатором. То есть каждый центр эмиссии может существовать исключительно в одном из двух состояний: „on“ — без адсорбата на поверхности, когда $Y = Y_{on} > Y_0$, и „off“ — с адсорбатом, когда $Y = Y_{off} < Y_0$ (рис. 4, б).

На это утверждение есть возражение, связанное с тем, что на одном эмиссионном центре может быть несколько адсорбатов; тогда число состояний в разы увеличивается. Тем более, что экспериментальная система имеет предел разрешающей способности и может за один центр принять сразу несколько близко расположенных центров (пучок нанотрубок, например).

Вторым допущением является то, что в момент начала сбора эмиссионных центров количество центров, находящихся в состоянии „on“, (стартовое значение кривой сбора N_0) связано с вероятностью каждого центра оказаться в состоянии „on“ и может быть выражено как сумма бинарных случайных величин $X_{on/off}$, принимающих значение 0 или 1 (рис. 4, в):

$$N_0 = \sum X_{on/off}. \tag{1}$$

Экспериментально для каждого центра вероятность оказаться в состоянии „он“ (P_{on}) в момент времени t_0 можно оценить как отношение суммы времен нахождения центра в состоянии „он“ к полному времени слежения за центром (т.н. коэффициент заполнения) (рис. 4, b):

$$P_{\text{on}} = \Sigma T_{\text{on}} / T_{\text{total}}. \quad (2)$$

Это примерно равно отношению соответствующих средних по времени величин

$$P_{\text{on}} \approx \langle T_{\text{on}} \rangle / (\langle T_{\text{on}} \rangle + \langle T_{\text{off}} \rangle). \quad (3)$$

Если же стартовое число найденных центров N_0 оценить как сумму мат. ожиданий $M(X_{\text{on/off}})$, то она окажется пропорциональной коэффициенту заполнения, усредненному по количеству центров ($\langle P_{\text{on}} \rangle_{\text{sites}}$) (доля от общего числа центров N_{total}):

$$N_0 \approx \Sigma M(X_{\text{on/off}}) = \Sigma P_{\text{on}} = N_{\text{total}} \cdot \langle P_{\text{on}} \rangle_{\text{sites}}. \quad (4)$$

Таким образом, стартовое значение кривой сбора N_0 должно быть связано с величиной $\langle T_{\text{on}} \rangle / T_{\text{total}}$, усредненной по центрам.

Третье допущение гласит, что вероятность перехода эмиссионного центра из состояния „off“ в состояние „он“ описывается неким экспоненциальным законом, родственным экспоненциальному распределению (рис. 4, d):

$$P(T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}) = \lambda \cdot \exp(-\lambda \cdot T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}), \quad (5)$$

где λ — параметр, связанный со структурой эмиссионного центра и его способностью взаимодействовать с адсорбатами. Отметим, что экспоненциальная зависимость является стандартным физическим принципом, который применяется при описании случайных десорбционных процессов [31].

Время включения $T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}$ каждого из центров, которые были в состоянии „off“ в момент начала сбора, можно сопоставить математическому ожиданию времени включения $M(T_{\text{off} \rightarrow \text{on}})$, которое согласно экспоненциальному распределению:

$$M(T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}) = \lambda^{-1}. \quad (6)$$

Экспериментально математическое ожидание $M(T_{\text{off} \rightarrow \text{on}})$ можно оценить как среднее время нахождения центра в состоянии „off“:

$$\lambda^{-1} = M(T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}) \approx \langle T_{\text{off}} \rangle \cdot \chi. \quad (7)$$

Дополнительный множитель χ связан с возможными изменениями условий взаимодействия эмиссионных центров с адсорбатами: нагрев материала катода, изменение концентрации ионов в межэлектродном пространстве и т.д.

Кривая сбора — это зависимость числа включившихся эмиссионных центров от времени, что представляет собой интеграл распределения центров по времени $T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}$. При достаточно большом наборе центров форма реальной кривой должна быть близка к форме функции распределения центров по среднему времени $M(T_{\text{off} \rightarrow \text{on}})$.

Четвертое допущение касается быстрых флуктуаций яркости центров (см. шумы на уровнях „он“ и „off“ на рис. 4, a), которые оказывают существенное влияние на форму кривой сбора. Они могут быть связаны с эффектами гало (отсветами соседних центров эмиссии на картине свечения) [28], с перемещением адсорбатов по вершинам центров [8], с изменением формы центров (например, упругие колебания нанотрубок [32]), с флуктуациями проводимости (у нанотрубок она может быть вызвана наличием двухуровневой туннельной системы или же перколяционным эффектом в проводимости [33]), с колебаниями напряжения в питающей сети и т.д. Допущение предполагает, что все эти флуктуации можно учесть подбором случайной величины χ , которая должна менять идеализированное время включения каждого центра $T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}$.

Пятое допущение заключается в том, что эффект слияния центров в процессе построения кривой сбора в режиме реального времени не приводит к существенному изменению формы кривой, оставляя ее в пределах естественных (адсорбционных) флуктуаций. Возражением этому утверждению является сильная зависимость этого эффекта от величины пороговой яркости, которая не может быть выбрана однозначно.

Эти пять допущений позволяют сопоставить реальную кривую сбора с характеристиками модельной эмиссионной системы. Из них следует, что форма кривой сбора отражает распределение эмиссионных центров по среднему времени включения $\langle T_{\text{off}} \rangle$, а ее стартовое значение связано с величиной $\langle T_{\text{on}} \rangle / T_{\text{total}}$.

5. Сравнение теории и эксперимента

На форму экспериментальной кривой сбора влияют два „паразитных“ эффекта: эффект слияния центров на диаграмме сбора (погрешность системы регистрации) и эффект стохастичности включения-выключения центров (случайность адсорбционных процессов). Для построения кривой сбора с минимальным влиянием этих эффектов мы использовали инструмент записи и многократной эмуляции эксперимента [26]. За первый проход была подобрана оптимальная пороговая яркость, за второй проход были найдены эмиссионные центры (здесь произошел эффект слияния), за третий — были получены зависимости яркости этих центров от времени (эффекта слияния в этих зависимостях уже нет, так как мы следили за уже найденными зонами). По результатам третьего прохода и были построены кривые сбора (вообще говоря, модельные, так как построены

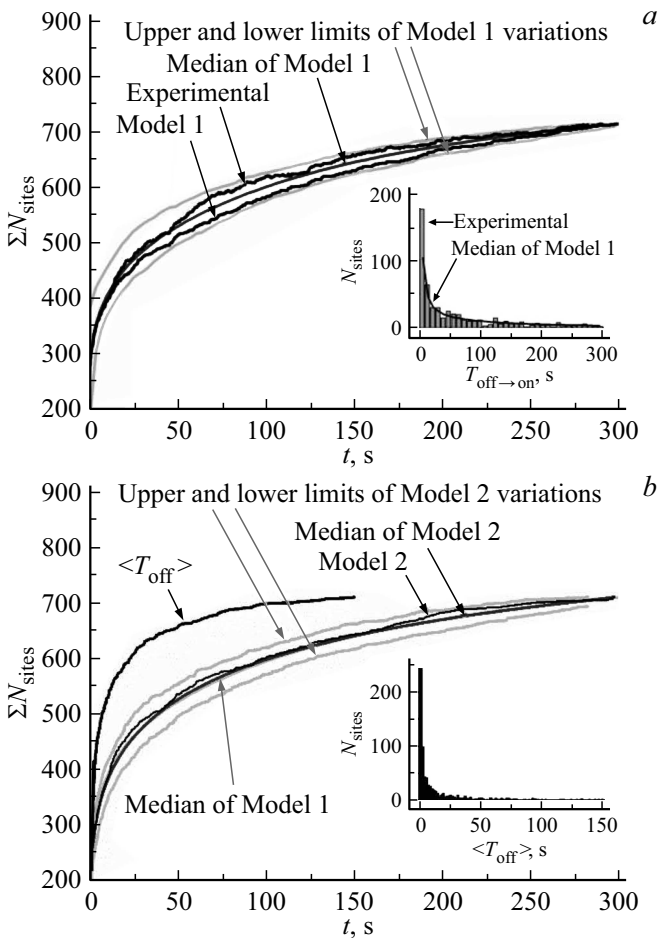


Рис. 5. Сравнение экспериментальной и модельных кривых сбора. *a*) Модельная кривая, полученная в результате слежения за отдельными центрами эмиссии. На вставке: гистограмма распределения центров по времени превышения пороговой яркости $T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}$ (экспериментальная и усредненная из Model 1). *b*) Модельная кривая, полученная из распределения центров по среднему времени нахождения в состоянии „off“ и модельная кривая с экспоненциальной стохастикой. На вставке: гистограмма распределения центров по величине $\langle T_{\text{off}} \rangle$.

методом постобработки данных). На рис. 5, *a* представлена временная зависимость числа центров N , чья яркость хоть раз превысила пороговую к моменту $T_{\text{off} \rightarrow \text{on}}$ (кривая Model 1). Серыми линиями показаны диапазоны вариации кривой при циклическом смещении времени начала сбора, а также ее среднее.

Из-за отсутствия эффекта слияния она местами не совпадает с экспериментальной кривой и проходит под ней. Отметим, что для других, более низких пороговых яркостей расхождение существенно увеличивается.

Для понимания, как сильно эта модельная кривая сбора может менять свою форму при изменении момента начала сбора центров, мы зациклили соответствующий отрезок времени (300 s эксперимента) и построили всевозможные кривые сбора для этого циклического отрезка (не меняя длину кривой сбора по времени, но

смещая ее начало). На рис. 5, *a* показаны максимальные и минимальные значения этого многообразия, а также его среднее, почти не обладающее стохастичностью формы. Экспериментальная кривая сбора оказалась внутри этого диапазона, то есть ее отклонение от кривой Model 1, связанное с эффектом слияния, находится в рамках естественной стохастичности процесса.

На вставке рис. 5, *a* показаны гистограммы распределения центров эмиссии по времени включения $\Delta N(T_{\text{off} \rightarrow \text{on}})$, построенные по данным экспериментальной и модельных кривых сбора (см. рис. 5, *a* и *b*). В целом зависимость имеет ниспадающий экспоненциальный вид.

Чтобы избавиться от эффекта стохастичности, мы построили еще один вид модельной кривой. В ней мы использовали средние периоды $\langle T_{\text{off}} \rangle$, найденные методом компьютерного анализа временных зависимостей яркости центров (рис. 5, *b*). Эта кривая имеет намного более резкий подъем, чем экспериментальная кривая, что говорит о том, что средние периоды $\langle T_{\text{off}} \rangle$ не определяют время включения центров напрямую.

Мы смоделировали эффект стохастичности (кривая Model 2 на рис. 5, *b*), используя средние $\langle T_{\text{off}} \rangle$, $\langle T_{\text{on}} \rangle$ и три набора случайных чисел.

Первый набор задавал начальное состояние центров („on“ или „off“ в момент времени t_0), определяя, какие центры будут участвовать в формировании формы кривой, а какие определяют высоту ее первой точки. Числа эти генерировались равномерным распределением и сравнивались со средними временами $\langle T_{\text{off}} \rangle$ и $\langle T_{\text{on}} \rangle$.

Второй набор чисел определял время включения каждого центра t . Он генерировался по экспоненциальному закону с величиной $\lambda^{-1} = \langle T_{\text{off}} \rangle \cdot \chi$, где параметр χ был исходно равен 1.

Отметим, что одним из непреходящих условий модели было то, что к концу времени T_{total} (время всего эксперимента) все эмиссионные центры должны быть найдены, так что случайные числа t генерировались до тех пор, пока каждое из них не оказывалось в диапазоне $[t_0, T_{\text{total}}]$.

Третий набор случайных чисел вносил стохастичность в параметр χ и был сгенерирован в виде квадрата нормального распределения $N(\mu = 1, \sigma^2)$. Выбор этой формы распределения обусловлен несколькими причинами. В среднем по времени параметр χ должен оставаться равным 1. Нормальное распределение ожидается при регистрации общих токовых характеристик [34]. Квадрат величины тока, текущего через эмиссионный центр, в первом приближении, определяет его температуру. В результате этот вид статистики дал наилучшее совпадение модельной и экспериментальной кривых сбора, включая кривую Model 1, при широкой вариации величины σ .

Многочисленные повторения (~ 5000 раз) введенной стохастичности позволило получить диапазон разброса модельной кривой сбора и ее среднее значение (показаны серыми линиями на рис. 5, *b*). Наилучшее совпадение средней кривой Model 2 со средней кривой Model 1 было получено при $\sigma = 5$. Форма стохастичности параметра χ и величина σ , в частности, может быть связана

с различными физическими процессами, такими как флуктуации эмиссионного тока, которые оказывают влияние на вероятность адсорбционных процессов. Однако для построения соответствующей модели необходимо проведение отдельных исследований.

6. Заключение

Мы представили новую методику регистрации частот флуктуаций эмиссионной активности на поверхности многоострижных полевых катодов в режиме онлайн. Показано, что зависимость числа найденных эмиссионных центров от времени (кривая сбора) имеет достаточно устойчивую форму при стабильном уровне эмиссионного тока.

Показана зависимость формы кривой сбора от выбора уровня пороговой яркости. Критериями его выбора служат: достижение максимального числа найденных эмиссионных центров при минимальной величине эффекта слияния найденных центров.

Рассмотрено влияние на форму кривой сбора токовой нестабильности эмиссионной системы. Отмечены характерные участки на кривой, соответствующие вакуумным разрядам и миграции эмиссионной активности по поверхности эмиттера.

Представлен теоретический подход к пониманию и моделированию кривой сбора, который основан на представлении полевого катода в виде набора эмиссионных центров с двумя адсорбционными состояниями „on“ и „off“. Центры переключаются по экспоненциальному закону с дополнительной стохастикой в виде квадрата нормального распределения.

Показано соотношение экспериментальной кривой сбора с модельными кривыми, которые были построены методом постобработки результатов слежения за отдельными эмиссионными центрами. Модель, построенная по времени первого превышения пороговой яркости для каждого центра (Model 1), показала хорошее совпадение с экспериментом. Модель, основанная на экспоненциальном законе переключения центров „off \rightarrow on“ (Model 2) также дала хорошее совпадение с экспериментом, но при условии дополнительного вклада шумовых процессов в виде квадрата нормального распределения. Этот вклад может быть связан с флуктуациями эмиссионного тока.

Экспериментальная кривая полностью укладывается в границы допустимых отклонений обоих типов модельных кривых. Это подтверждает ее репрезентативность при анализе флуктуационной активности эмиссионных центров LAFE.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.V. Eletsii. *Phys.-Usp.* **53**, 9, 863 (2010).
- [2] A. Pandey, A. Prasad, J.P. Moscatello, M. Engelhard, C. Wang, Y.K. Yap. *ACS Nano* **7**, 1, 117 (2013).
- [3] O. Mohsen, A. Lueangaramwong, S. Valluri, R. Divan, V. Korampally, A. Sumant, P. Piot. 10th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC'19), Melbourne, Australia, 2117 (2019).
- [4] K.U. Laszczyk, M. Krysztof, J.A. Dziuban, A. Górecka-Drzazga. 31st Int. Vacuum Nanoelectron. Conf. (IVNC) IEEE, 1 (2018).
- [5] M.M. Kopelvski, E. Galeazzo, H.E. Peres, F.J. Ramirez-Fernandez, D.A. Silva, M.O. Dantas. *Measurement* **93**, 208 (2016).
- [6] L. Nilsson, O. Groening, P. Groening, O. Kuettel, L. Schlapbach. *J. Appl. Phys.* **90**, 2, 768 (2001).
- [7] J.D. Jarvis, H.L. Andrews, C.A. Brau, B.K. Choi, J. Davidson, W.-P. Kang, C.L. Stewart, Y.-M. Wong. *Proceed. FEL2009*, 372, Liverpool, UK (2009).
<https://accelconf.web.cern.ch/FEL2009/papers/tupc59.pdf>
- [8] Y. Saito, K. Hata, A. Takakura, J. Yotani, S. Uemura. *Physica B* **323**, 1–4, 30 (2002).
- [9] C. Li, G. Fang, X. Yang, N. Liu, Y. Liu, X. Zhao. *J. Phys. D* **41**, 195401 (2008).
- [10] J. Chen, J. Li, J. Yang, X. Yan, B.K. Tay, Q. Xue. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 17, 173104 (2011).
- [11] Y. Gotoh, W. Ohue, H. Tsuji. *J. Appl. Phys.* **121**, 23, 234503 (2017).
- [12] K.A. Dean, B.R. Chalamala. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3, 375 (2000).
- [13] R. Bhattacharya, N. Karaulac, W. Chern, A.I. Akinwande, J. Browning. *J. Vac. Sci. Technol. B* **39**, 2, 023201 (2021).
- [14] V.B. Bondarenko, S.N. Davydov, P.G. Gabdullin, N.M. Gnuchev, A.V. Maslevtsov, A.A. Arkhipov. *St. Petersburg Polytechnical University J.: Phys. Math.* **2**, 4, 306 (2016).
- [15] S. Kolekar, S.P. Patole, S. Patil, J.B. Yoo, C.V. Dharmadhikari. *Surf. Sci.* **664**, 76 (2017).
- [16] L.N. Win, E.P. Sheshin, N.C. Kyaw, Z.Y. Lwin, W.Z. Hlaing. *Adv. Mater. Technol.* **4**, 31 (2018).
- [17] S.S. Baturin, S.V. Baryshev. *Rev. Sci. Instruments* **88**, 3, 033701 (2017).
- [18] P. Zhang, J. Park, S.B. Fairchild, N.P. Lockwood, Y.Y. Lau, J. Ferguson, T. Back. *Appl. Sci.* **8**, 7, 1175 (2018).
- [19] Y. Li, Y. Sun, D.A. Jaffray, J.T. Yeow. *Nanotechnol.* **28**, 15, 155704 (2017).
- [20] W. Liu, F. Zeng, L. Xin, C. Zhu, Y. He. *J. Vacuum Sci. Technol. B* **26**, 1, 32 (2008).
- [21] M. Kawasaki, Z. He, Y. Gotoh, H. Tsuji, J. Ishikawa. *J. Vac. Sci. Technol. B* **28**, 2, C2A77 (2010).
- [22] J.M. Bonard, J.P. Salvetat, T. Stöckli, L. Forro, A. Chatelain. *Appl. Phys. A* **69**, 3, 245 (1999).
- [23] E.O. Popov, A.G. Kolosko, S.V. Filippov, E.I. Terukov. *J. Vac. Sci. Technol. B* **36**, 2, 02C106 (2018).
- [24] A.G. Kolosko, E.O. Popov, S.V. Filippov. *Tech. Phys. Lett.* **45**, 3, 304 (2019).
- [25] A.G. Kolosko, S.V. Filippov, E.O. Popov, S.A. Ponyaev, A.V. Shchegolkov. *J. Vac. Sci. Technol. B* **38**, 6, 062806 (2020).
- [26] A.G. Kolosko, V.S. Chernova, S.V. Filippov, E.O. Popov. *Adv. Mater. Technol.* **3**, 18 (2020).

- [27] D. Lysenkov, H. Abbas, G. Müller, J. Engstler, K.P. Budna, J.J. Schneider. *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**, 2, 809 (2005).
- [28] К.Н. Никольский, А.С. Батурич, А.И. Князев, Р.Г. Чесов, Е.П. Шешин. *ЖТФ* **74**, 2, 110 (2004).
- [29] J.H. Deng, Y.M. Yang, R.T. Zheng, G.A. Cheng. *Appl. Surf. Sci.* **258**, 18, 7094 (2012).
- [30] J. Li, X. Yan, G. Gou, Z. Wang. *J. Chem. Phys. Chem. Chem. Phys.* **16**, 5, 1850 (2014).
- [31] V.S. Bormashov, A.S. Baturin, K.N. Nikolskiy, R.G. Tchesov, E.P. Sheshin. *Nucl.Instrum. Meth. Phys. Res. A* **558**, 1, 256 (2006).
- [32] A.A. Kuznetsov, S.B. Lee, M. Zhang, R.H. Baughman, A.A. Zakhidov. *Carbon* **48**, 1, 41 (2010).
- [33] C. Barone, S. Pagano, H.C. Neitzert. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 15, 152107 (2010).
- [34] A.G. Kolosko, E.O. Popov, S.V. Filippov. *Tech. Phys. Lett.* **40**, 5, 438 (2014).

Редактор Е.В. Толстякова