

- [6] Исмаилзаде И. Г., Нестеренко В. И., Миришлы Ф. А. // Кристаллография. 1968. Т. 13. № 1. С. 33—37.
- [7] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 198 . 736 с.
- [8] Турик А. В., Чернобабов А. И., Тополов В. Ю. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 9. С. 2839—2841.
- [9] Печеный А. П., Антимирова Т. В., Глинчук М. Д. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 11. С. 3286—3293.
- [10] Van der Klink J. J., Rytz D., Borsa F. et al. // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. N 1. P. 89—101.

Ростовский-на-Дону государственный университет
 Научно-исследовательский
 институт физики

Поступило в Редакцию
 15 июля 1988 г.
 Окончательной редакции
 16 февраля 1989 г.

СТАТИСТИКА АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ВОЛЬФРАМА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКА

В. И. Маслов, Г. Н. Фурсей, А. В. Кочерыженков

В ряде работ высказываются теоретические соображения и получены косвенные экспериментальные данные, указывающие на возможность многочастичного туннелирования при автоэлектронной эмиссии (АЭ) [1, 2]. В работе [2] эти представления привлечены для объяснения аномалий высокоэнергетических хвостов при энергетическом распределении. Гадауком и Пламмером предложена качественная теоретическая модель, основанная на обменном взаимодействии, приводящем к парному туннелированию электронов в вакуум. Многоэлектронное рассмотрение для описания эмиссионного процесса является сложным, но актуальным делом, поскольку вопрос о многочастичном туннелировании является одним из принципиальных моментов. Получение информации об этих эффектах весьма заманчиво: кроме расширения знаний об энергетической структуре, принципиально возможно исследование корреляционных эффектов, содержащих сведения об электрон-электронном и электрон-фононном взаимодействиях. Так, можно было бы экспериментально оценить времена жизни квазичастиц в твердом теле.

Измерение статистики элементарных актов является прямым методом наблюдения таких многочастичных эффектов. Методика, развитая в последние годы, базируется на регистрации слабых электронных потоков ($1-10^3$ e/c) с применением полупроводниковых детекторов [3]. В работах [3, 4] разработана корректная методика исследования численности элементарного акта АЭ и было установлено, что статистика АЭ атомарно-чистого вольфрама в различных кристаллографических направлениях и в температурном интервале 77 . . . 1000 К имеет одноэлектронный характер на 99.9 %. По указанной выше причине измерения в этих и других работах проводились при плотностях тока до 10^{-4} А/см². В то же время, как следует из теории, вероятность многочастичного туннелирования существенно зависит от прозрачности барьера (для пар — квадратично). Измерение статистики АЭ при больших плотностях тока, соответствующих высокой прозрачности потенциального барьера, наталкивается на принципиальное затруднение, связанное с наложением рабочих импульсов в спектрометрическом тракте.

Простой способ уменьшения загрузки детектора, а именно уменьшение диаметра зондирующей диафрагмы, нецелесообразен, так как он может привести к частичной потере информации о корреляционных эффектах, имеющих размерный характер. Дело в том, что если два электрона туннелируют из одной точки эмиттирующей поверхности, то на анод они могут прийти в точках, расположенных в «круге рассеяния». Диаметр круга рассеяния определяется величинами тангенциальных компонент начальных скоростей электронов, а также дифракцией электронных волн [5].

Известные способы, такие как режектирование наложений с помощью электронных схем или вычислительные методы обработки искаженных спектров, не позволяют значительно продвинуться по динамическому диапазону плотности тока [6, 7]. Нами был разрабо-

тан способ регистрации заряженных частиц [8], позволяющий на 8 порядков увеличить предельную величину потока частиц. Предложенный способ позволяет также значительно улучшить временное разрешение с нескольких микросекунд до пикосекунд; принципиально возможно получение времени разрешения фемтосекундного диапазона. Указанный способ был положен в основу методики исследования статистики АЭ в широком диапазоне плотностей тока. Результатам этого исследования посвящена настоящая работа.

Суть разработанного метода измерения статистики АЭ при больших плотностях тока заключается в следующем. Пучок электронов, прошедший сквозь зондирующее отверстие в аноде, фокусируется и затем при помощи отклоняющей системы с бегущей волной производится его импульсное отклонение в плоскости, перпендикулярной плоскости коллектора. На коллекторе установлена щелевая диафрагма, за которой располагается детектор. При сканировании пучка поперек диафрагмы происходит режекция (выделение) электронов пучка на детектор в течение короткого промежутка времени, определяющего временное разрешение. Оператором устанавливается период следования импульсов режекции, не меньший длительности рабочего времени спектрометрического тракта, и, таким образом, полностью исключается наложение импульсов в спектрометре.

Конструкция экспериментального прибора включает в себя автоэмиссионный проектор с зондирующим отверстием, электронно-формирующее устройство, производящее режекцию электронного пучка, и полупроводниковый детектор. На установке было достигнуто энергетическое разрешение ~ 2.2 кэВ, что достаточно для раздельной регистрации группы электронов различной численности. Диаметр зондирующей диафрагмы анода составлял 0.1—1.0 мм, что соответствует диаметру зондируемого участка поверхности 100—1000 Å.

В качестве эмиттера использовалось острие из монокристалла вольфрама, ориентированного в направлении $\langle 100 \rangle$, либо в направлении $\langle 110 \rangle$. Вокруг грани (100) располагается яркая область, что облегчает юстировку острия при выведении в зондирующее отверстие анода пучка большой плотности.

Кроме исследования ярких участков грани (100) обычного сглаженного острия из W, были проведены измерения и с острия, подвергнутого термополевой перестройке. Перестроенный эмиттер, имеющий вместо округленной и сглаженной вершины остроконечную, интересен с той точки зрения, что для него характерно увеличение слабоэмиттирующих граней. Эта особенность облегчает проведение исследования на плотноупакованных гранях. Важно также то обстоятельство, что перестроенная форма отличается большей однородностью в пределах данного кристаллографического участка, например, по такому параметру как работа выхода.

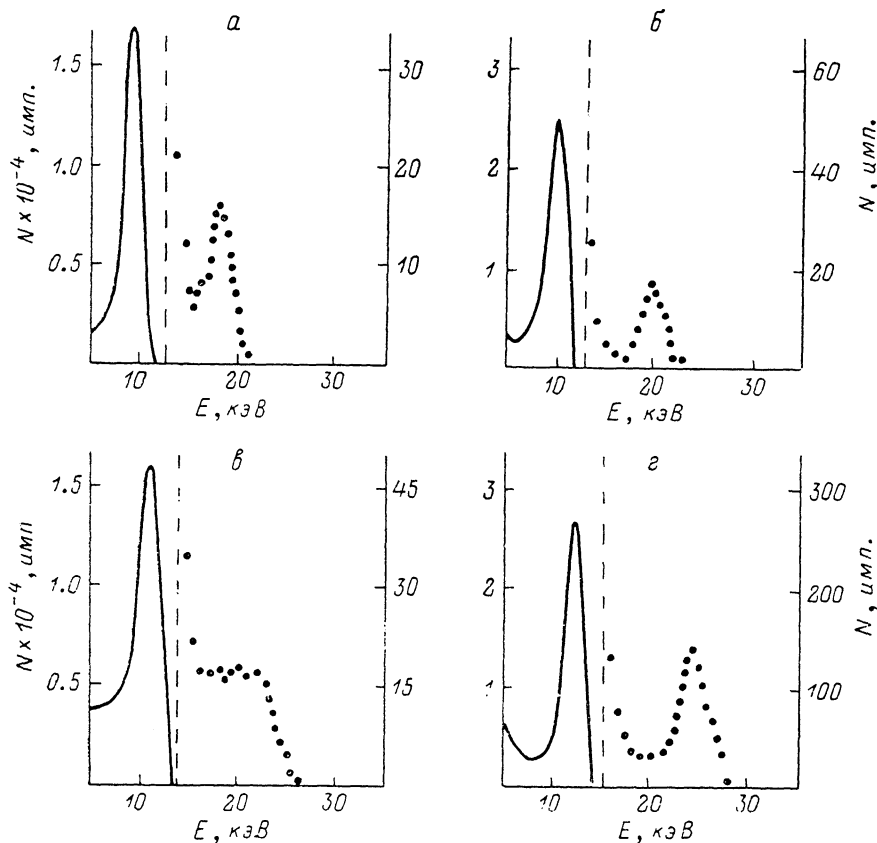
При относительно небольших плотностях тока (до $\sim 10^{-1}$ А/см²) разумно применять режекцию электронного пучка по вершине импульса [8]: этот режим соответствует регистрации с большим временем разрешения. Применение генератора с длительностью импульса $\tau_{\text{им}} = 5$ нс позволило на 3 порядка увеличить плотность тока АЭ при сохранении чувствительности методики на уровне 0.1 % к парным актам эмиссии. Для полного исключения наложения рабочих импульсов в спектрометрическом тракте частота следования импульсов режекции не превышала 200 кГц.

Один из типичных спектров статистики АЭ вольфрама с ярких окружений грани (100) при временном разрешении $t_{\text{разр}} = 5$ нс приведен на рисунке, а. Плотность тока в этом измерении была 0.2 А/см². В таблице приведены данные обсчета спектров статистики АЭ W с отдельных участков граней (110) и (100) и при разных плотностях тока. Здесь P — величина потока электронов, прошедших сквозь зондирующее отверстие анода; S_2/S_1 — отношение площади второго пика к площади первого, являющееся верхней оценкой вероятности туннелирования пары скоррелированных электронов.

U , кВ	j , А/см ²	P , е/с	$t_{\text{разр}}$, нс	$S_2/S_1 \times 10^4$
8.6	$2 \cdot 10^{-6}$	100	$5 \cdot 10^3$	2
9.5	$2 \cdot 10^{-4}$	200	$5 \cdot 10^3$	5
10.2	$2 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^4$	80	6
10.6	$1 \cdot 10^{-1}$	$7.5 \cdot 10^4$	5	8
9.5	2.0	$1 \cdot 10^6$	0.1	0.8
10.4	10	$5 \cdot 10^6$	0.1	4
11.7	100	$5 \cdot 10^7$	0.1	40
12.1	200	$1 \cdot 10^8$	0.1	85

Измерения статистики АЭ в диапазоне плотностей тока 10^{-1} — 10^2 А/см² проводились в режиме режекции по фронту импульса. При этом было достигнуто временное разрешение 100 пс. Характерный спектр статистики АЭ W при плотности тока 10 А/см² приведен на рисунке, б.

Отметим особенности спектра наложений в режиме импульсной режекции. В стационарном режиме [3, 4] спектр наложений представляет собой «ступеньку» во втором окне спектра, которая обусловлена наложениями рабочих импульсов в спектрометрическом тракте (см. рисунок, в). В случае полного исключения последних (что достигается при импульсной режекции) спектр наложений вместо «ступеньки» представляет собой четко выраженный второй (или



Спектры статистики АЭ вольфрама с ярких окружений грани (100) при плотностях тока $j=0.2$ (а), 10 А/см² (б) и в стационарном режиме $j < 10^{-4}$ (в), $j=200$ А/см² (г).

n -й пик, обусловленный парами электронов (или n электронов), случайно пришедших в течение разрешающего времени. Идентификация спектра наложений проводилась изменением разрешающего времени при варьировании длительности или крутизны фронта импульса режекции [8]. Во всех измерениях амплитуда второго пика не превышала расчетной величины. В случае пуассоновского распределения частиц коэффициент наложений, обуславливающий величину второго пика, определяется приближенным выражением $K = P \cdot t_{\text{разр}}$.

Обработка спектров статистики показала отсутствие двухчастичных актов АЭ при чувствительности методики к парам электронов на уровне 0.1 %. При плотности тока $\sim 10^2$ А/см² в связи с увеличением коэффициента наложений одноэлектронный характер статистики АЭ установлен с точностью 99 % (см. рисунок, г). Эти измерения (при увеличенном коэффициенте наложений) проводились с целью выявления многочастичных эффектов, вероятность которых имела бы зависимость от полного тока более сильную, чем квадратичная.

Список литературы

- [1] Lea C., Gomer R. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 804—806.
- [2] Gadzuk J. W., Plummer E. W. // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26. P. 92—95.
- [3] Афанасьева Н. П., Егоров Н. В., Кочерыженков А. В., Фурсей Г. Н. // ПТЭ. 1982. № 5. С. 141—142.

- [4] Фурсей Г. Н., Егоров Н. В., Кочерыженков А. В. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 13. С. 798—801.
 [5] Gomer R. // J. Chem. Phys. 1952. Vol. 20. N 11. P. 1772—1776.
 [6] Вольдсет Р. Прикладная спектрометрия рентгеновского излучения. М.: Атомиздат, 1977. 192 с.
 [7] Пазман А. // ПТЭ. 1969. № 3. С. 112—115.
 [8] Маслов В. И., Фурсей Г. Н., Кочерыженков А. В. А. с. 1340371. БИ. 1988. № 20. 267 с.

Ленинградский
 электротехнический институт связи
 им. М. А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
 19 июля 1988 г.
 В окончательной редакции
 19 января 1988 г.

01; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 10, 1989

ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ БИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

Б. Д. Левитан, А. В. Субашиев

Типичным примером бистабильной оптической системы с запаздыванием является гибридный бистабильный оптический прибор (БОП), включающий в себя электрооптический модулятор, охваченный запаздывающей обратной связью [1]. Коэффициент пропускания оптического модулятора F зависит от напряжения на его затворе U , $F=1/2(1+f \cos \beta U)$, β , f — параметры модулятора. С учетом обратной связи и запаздывания, обусловленного временем прохождения светового сигнала и задержки электрического сигнала в цепи обратной связи, работа прибора описывается уравнением

$$\tau \frac{dU}{dt} + U(t) = \alpha I_0 F(\tilde{U}) + V, \quad (1)$$

где \tilde{U} — напряжение на затворе БОП в момент $t-T$, $\tilde{U}=U(t-T)$, T — время задержки, τ — постоянная времени электрической цепи, I_0 — интенсивность падающего на БОП излучения, V — напряжение смещения, α — коэффициент передачи цепи обратной связи.

Уравнение (1) заменой переменных $t'=t/\tau$, $\varphi=\beta U-\pi/2$, $G=T/\tau$ приводится к стандартному виду [2]

$$d\varphi/dt' + \varphi = A \sin \varphi(t' - G) + B, \quad (2)$$

где величины $A=A(I_0)$ и $B=B(I_0, V)$ можно считать независимыми параметрами, задаваемыми выбором величин I_0 и V .

Исследованию уравнения (2) в связи с режимами БОП посвящен целый ряд работ ([1-3], см. также [4]). В частности, известно, что при $B=0$ и $0 < A < 1$ уравнение (2) имеет одно устойчивое стационарное решение $\varphi=0$. В некотором интервале $1 < A < A_1$ существуют три стационарных решения, из которых одно ($\varphi=0$) неустойчиво, а два других ($\varphi=\varphi_+$ и $\varphi=\varphi_-$) устойчивы. При дальнейшем увеличении параметра A эти решения также теряют устойчивость, что приводит к возникновению автоколебаний. Аналогичная картина имеет место и при $B \neq 0$.

В настоящей работе исследуются переходные процессы, происходящие в БОП в бистабильном режиме $1 < A < A_1$ при больших временах запаздывания $G \gg 1$ и $B < 1$.

Рассмотрим процесс переключения БОП, т. е. перехода БОП из одного устойчивого состояния в другое в результате импульса переключения (изменения параметров A и B). Весь процесс можно разбить на начальный этап $t' < 0$, во время которого изменяются величины A и B , и этап установления $t' > 0$, на котором A и B остаются постоянными. Из (2) следует, что зависимости $A(t')$ и $B(t')$ на начальном этапе переключения формируют функцию $\varphi(t')$ на промежутке $0 < t' < G$ в начале этапа установления. Мы обозначим ее через φ_0 .

Для дальнейшего удобно переписать уравнение (2), выполнив подстановку $t'=x+nG$, где n — целое число. Вводя обозначение $\varphi(t')=\varphi(x+nG)=\varphi_n(x)$, для функций $\varphi_n(x)$ получим систему уравнений

$$d\varphi_{n+1}/dx + \varphi_{n+1}(x) = A \sin \varphi_n(x) + B, \quad (3)$$