

Поступило в Редакцию
28 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

04; 11

О МЕХАНИЗМЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПРЕДПРОБОЙНЫХ ТОКОВ В ВАКУУМНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ С ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

С.В. Пузанов, В.А. Хмара,
Ю.М. Яшнов

1. Известно, что предпробойные токи вакуумных промежутков, имеющие в основном автоэмиссионную природу [1], не постоянны во времени, а флуктуируют с частотами до 1 МГц. Вопрос о механизме этих флуктуаций имеет научный и практический интерес для исследований электрической прочности вакуумных промежутков электровакуумных приборов. Прямое оптическое или электронно-микроскопическое наблюдение в зазорах с плоскими металлическими электродами эмиттирующих микроавтоэмиттеров с характерными размерами эмиттирующих поверхностей менее 0.1 мкм не представляется возможным, поэтому для экспериментальных исследований процессов на поверхности электродов необходимо применять косвенные методы.

В данной работе впервые для плоскопараллельных вакуумных промежутков с металлическими электродами сделана попытка с помощью спектральных характеристик флуктуаций предпробойных токов выделить основные механизмы этих флуктуаций.

2. При постановке эксперимента руководствовались следующими соображениями.

Найдем зависимость спектральной плотности мощности флуктуаций предпробойных токов G_f на данной частоте f от среднего значения предпробойного тока I_0 . Раскладывая в ряд Тейлора формулу Фаулера-Нордгейма [1] для малых относительных флуктуаций предпробойного тока $\Delta I/I_0$, получаем:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\Delta S}{S_0} + \left(2 + \frac{B_0 \varphi_0^{3/2}}{E_0 \mu_0}\right) \frac{\Delta \mu}{\mu_0} - \left(1 + \frac{9.5}{2\sqrt{\varphi_0}} + \frac{3}{2} \frac{B_0 \varphi_0^{3/2}}{E_0 \mu_0}\right) \frac{\Delta \varphi}{\varphi_0}, \quad (1)$$

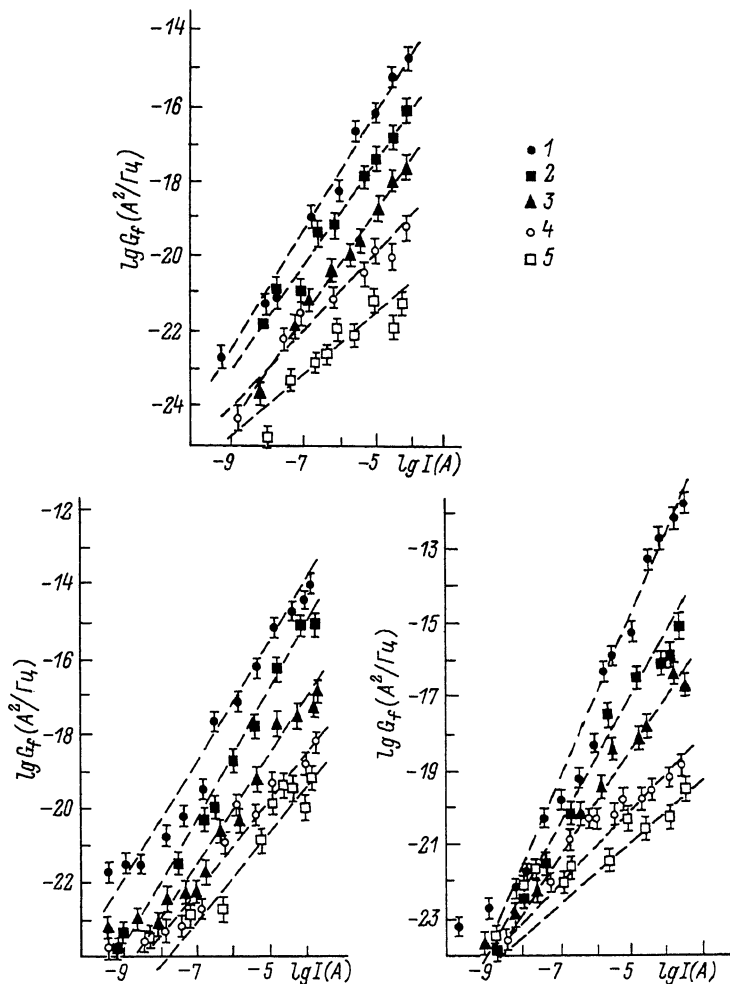
где S_0, φ_0, μ_0 - средние значения эффективной площади эмиссии, работы выхода, эВ, и коэффициента усиления электрического поля на эмиттирующей площадке соответственно, E_0 - среднее (макроскопическое) поле в зазоре, соответствующее I_0, V_0 - константа.

Линейное разложение справедливо до значений $E_0 \mu_0 \approx 10^8$ В/см, т.к. множители перед $\frac{\Delta \mu}{\mu_0}$ и $\frac{\Delta \varphi}{\varphi_0}$ больше 10, поэтому при малых, менее 20 %, относительных флуктуациях предпробойного тока, обычно регистрируемых в экспериментах, относительные флуктуации φ и μ можно считать на порядок меньшими - менее 1 %. Относительные флуктуации J по порядку величины равны относительным флуктуациям μ , но их влияние, как следует из (1), на порядок меньше, и в дальнейшем учитываться не будет. Выражение (1) справедливо для одного или нескольких одинаковых микроавтоэмиттеров, однако для плоских металлических электродов небольшой площади оно применимо, поскольку подавляющая часть регистрируемого тока эмиттируется одним или несколькими наиболее активными эмиттерами с близкими эмиссионными характеристиками [1].

Рассмотрим вид зависимости $G_f(I_0)$ для различных физических механизмов флуктуаций тока.

Пусть основной причиной флуктуаций предпробойного тока является ионная бомбардировка. Поскольку флуктуации φ и μ малые, их можно считать пропорциональными флуктуациям потока ионов. Если поток ионов на эмиттирующую площадку принять равным N , то флуктуации $\Delta \mu$ и $\Delta \varphi$ ($\mu_0, \varphi_0 = const$), очевидно, пропорциональны \sqrt{N} на частотах, меньших частоты попаданий ионов в эмиттирующую площадку. Так как N пропорционален I_0 (бомбардирующие ионы образуются в автоэлектронном пучке [3]), и E_0 в экспериментах обычно меняется не более чем в 2 раза, то для флуктуаций, вызванных ионной бомбардировкой, как следует из (1), G_f должна быть пропорциональна I_0^3 .

Предположим теперь, что флуктуации параметров микроавтоэмиттера пропорциональны флуктуациям миграционных потоков на поверхности микроавтоэмиттера, причем сами потоки линейно зависят от поверхностных градиентов температуры $\vec{V}_S T$, электростатического давления $\vec{V}_S \left(\frac{E_0^2 \mu_0^2}{8\pi} \right)$ и сил поверхностного натяжения [4]. Без учета эффекта Ноттинггама $\vec{V}_S T$ пропорционален I_0^2 , а с учетом его у вершины микровыступа $\vec{V}_S T$ пропорционален I_0 . Следовательно, если флуктуации параметров микроавтоэмиттера обусловлены градиентом температур, то G_f должна быть пропорциональна I_0^4 без учета эффекта Ноттинггама и I_0^3 с учетом его. Изменение коэффициента диффузии из-за повышения температуры микроавтоэмиттера при росте тока не учитывается, поскольку, как показывают расчеты [1], при токе, в 3-4 раза меньшем предельного для данного микроавтоэмиттера, это повышение температуры не превышает единиц $^{\circ}\text{C}$.



Зависимости спектральной плотности мощности флуктуаций предпробойных токов G_f от среднего значения предпробойного тока I_0 в вакуумных промежутках с медными (а), молибденовыми (б) электродами и электродами из нержавеющей стали (в) на частотах 30 Гц (1), 300 Гц (2), 3 кГц (3), 30 кГц (4) и 100 кГц (5).

Для потока под действием $\vec{v}_s \left(\frac{E_0^2 \mu_0^2}{8\pi} \right)$, который при $\mu_0 = \text{const}$

не зависит от I_0 , G_f должна быть также пропорциональна I_0^2 .

Если флуктуации предпробойных токов вызваны сорбционными процессами, интенсивность которых не зависит от I_0 (зависимость коэффициента адсорбции от E_0 не учитываем в силу небольшого диапазона изменения E_0), тогда G_f должна быть пропорциональна I_0^2 .

3. Регистрация G_f проводилась в диапазоне частот от 30 Гц до 200 кГц и диапазоне токов от 1 нА до 200 мкА. Исследовались вакуумные промежутки длиной 0.3 мм с плоскими электродами диаметром 15 мм из меди, нержавеющей стали и молибдена, поверхность которых обрабатывалась различными способами, применяемыми в электровакуумном приборостроении. Электроды обезгаживались в вакууме не хуже 10^{-6} тор при температуре 650 °С в течение 5 часов.

Высокое напряжение на промежуток подавалось с управляемого по первичной цепи высоковольтного выпрямителя Ларионова. Значения G_f измерялись анализатором С4-34 с предусилителем с входным сопротивлением 100 МОм, собранным на полевом транзисторе КП303А по схеме с общим истоком [5], который обеспечивал чувствительность измерений G_f не хуже 10^{-25} А²/Гц.

Типичные зависимости $G_f(I_0)$ приведены на рис. 1. Как следует из графиков, в указанных диапазонах частот и средних значений предпробойных токов G_f пропорциональна I_0^α , где α находится в пределах от 1 до 2.

Отметим, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) предпробойных токов, построенные в координатах Фаулера-Нордгейма, ложились на прямые линии с абсолютным значением коэффициента корреляции 0.98-0.99. Из этого следует, что в процессе снятия зависимостей $G_f(I_0)$ значения φ_0 и μ_0 изменялись слабо.

4. Таким образом, основными механизмами, вызывающими флуктуации предпробойных токов в плоских вакуумных промежутках с металлическими электродами, являются поверхностная диффузия под действием градиента электростатического давления и (или) поверхностного натяжения и (или) сорбционные процессы на поверхности микроавтоэмиттера. Снижение показателя α на высоких частотах можно объяснить тем, что данная область частот находится выше характерной частоты элементарных актов диффузионных перескоков атомов и (или) актов адсорбции и десорбции атомов на эмиттирующей площадке. Кроме того, возможно влияние высокочастотных помех, особенно при измерении G_f на малых значениях I_0 .

Сделанные выводы обладают достаточной общностью относительно материалов электродов, т.к. материалы исследованных электродов перекрывают широкий диапазон физико-химических свойств металлов, применяемых в электровакуумном приборостроении.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

[1] С л и в к о в И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 256 с.

- [2] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [3] Невровский В.А., Ярославский В.Н. // Радиотехника и электроника, 1988. Т. 22. В. 4. С. 808-813.
- [4] Duke W.P., Charbonier F.M., Strayer R.W., Floyd R.L., Barbouir J.P., Trolan J.K. // J. Appl. Phys. 1960. V. 5. N 5. P. 791-805.
- [5] Горошков Б.И. Радиоэлектронные устройства: Справочник. М.: Радио и связь, 1985. 400 с.

Поступило в Редакцию
5 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23 12 декабря 1989 г.

06.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПЛЕНКАХ $PbSe$ ПРИ АЛЬФА-ОБЛУЧЕНИИ

Д.М. Фреик, Я.П. Салий,
А.Д. Фреик, Р.И. Собкович

1. Облучение полупроводниковых материалов заряженными частицами высоких энергий приводит к контролируемому изменению их физических свойств [1, 2]. Поэтому изучение профилей распределения радиационных дефектов является практически важной задачей.

В настоящей работе впервые изучено распределение радиационных дефектов при альфа-облучении по определению дозовой зависимости полного сопротивления пленок $PbSe$ различной толщины.

Образцы для исследования выращивали методом горячей стенки в вакууме 10^{-4} Па на монокристаллических подложках из BaF_2 , сколотых по плоскости (111) [3]. Скорость роста пленок составляла ~ 3 мм/с, а их толщины 2-15 мкм. При получении пленок выдерживались следующие температурные режимы: температура подложки $T_p = 590-600$ К, стенка испарительной камеры $T = 850-870$ К, Π реактора для испарения $T_i = 820-840$ К. Полученные пленки имели р-тип проводимости с исходной концентрацией носителей заряда $3 - 7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Образцы облучались нефокусированным потоком альфа-частиц энергией 5.5 МэВ от источника Pu^{239} на карусельной установке при комнатной температуре. Плотность потока частиц составляла $5 \cdot 10^7$ см $^{-2} \cdot c^{-1}$, а дозы облучения доводились до значений $1.3 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Электрические параметры пленок различной толщины измерялись в постоянных электрических