

ЕФИ -

ЕДИ-741(56)-84

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

Ю. Л. МАРГАРИН

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ
ИЗ РЫХЛЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ α - ЧАСТИЦАМИ
И РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

ЕРЕВАН-1984

УДК 537.583

Ю. Л. МАРГАРЯН

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ
ИЗ РЫЛЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ α - ЧАСТИЦАМИ
И РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Измерены отношения коэффициентов электронной эмиссии и их флуктуаций для управляемой вторичной электронной эмиссии (УВЭЭ) при облучении рылых диэлектрических слоев KVz и MgO α - частицами с энергией $E_{\alpha} \approx 5,5$ МэВ и β - частицами с энергией $E_{\beta} \approx 0,5 - 2,2$ МэВ. Обнаружена диспропорция в этих отношениях и обсуждаются причины её возникновения.

Ереванский физический институт

Ереван 1984

Yu. L. MARGARIAN

ON SOME PECULIARITIES OF ELECTRON EMISSION
FROM LOW-DENSITY DIELECTRICS IRRADIATED
BY α -PARTICLES AND RELATIVISTIC ELECTRONS

Ratios of electron emission coefficients and their fluctuations for the controllable secondary electron emission (CSEE) at irradiation of low-density dielectric layers of KBr and MgO by α -particles of $E_{\alpha} \simeq 5.5$ MeV and β -particles of $E_{\beta} \simeq 0.5 - 2.2$ MeV are measured. A disproportion is found in these ratios, and reasons for its origin are discussed.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1984

Введение

В настоящее время на основе эмиттеров управляемой вторичной электронной эмиссии (УВЭЭ) из рыхлых диэлектриков созданы несколько типов детекторов заряженных частиц, успешно внедряемых в физические эксперименты [1,2]. Тем не менее, сам процесс вторичного электронного умножения в эмиттере УВЭЭ и характер взаимодействия первичного излучения с веществом рыхлого диэлектрика, находящегося в сильном электрическом поле, еще недостаточно изучен. В связи с этим, интерес к происходящим в пористых слоях процессам не ослабевает.

В работе приводятся результаты исследования процесса УВЭЭ при прохождении α - частиц и релятивистских электронов через рыхлые слои диэлектриков MgO и KVz.

Результаты измерений

Экспериментальная установка и методика измерений подробно описаны в [3]. Эмиттированные из рыхлого диэлектрического эмиттера УВЭЭ вторичные электроны после ускорения до 14 кэВ и фокусировки в электростатической системе регистрировались сцинти-

цилиндром на основе кристалла антрацена. Среднее число эмиттированных электронов в каждом акте прохождения первичной частицы определялось как отношение суммарной энергии, измеряемой сцинтилляционным спектрометром к энергии одного электрона, т.е. 14 кэВ. Линейность аппаратуры и соответствие между амплитудой сигнала и энерговыделением в спектрометре измерялись с помощью образцовых γ - источников.

С помощью многоканального амплитудного анализатора измерялось распределение числа эмиттированных электронов для 10^4 актов прохождений первичных частиц. Из этих распределений определялись как среднее число эмиттированных электронов, так и его среднеквадратичная флуктуация.

В качестве эмиттеров, как упоминалось выше, использовались рыхлые слои MgO и KBz диаметром рабочей площади 15 мм. Слой MgO имел толщину 10^{-2} см ($1,3 \cdot 10^{-4}$ г/см²) при относительной плотности $\rho/\rho_0 \approx 0,35\%$, где $\rho_0 = 3,65$ г/см³ - плотность монокристалла MgO. Слой KBz имел толщину $2 \cdot 10^{-2}$ см ($4,8 \cdot 10^{-4}$ г/см²) при относительной плотности $\rho/\rho_0 = 0,8\%$, где $\rho_0 = 2,95$ г/см³ - плотность монокристалла KBz. Технология изготовления этих слоев описана в работах [3,4].

Для исследования роли первичной ионизации пролетающей частицы в процессе УВЭЭ измерения проводились для одного и того же эмиттера при облучении его частицами с различными ионизирующими способностями: β - частицами с энергией 0,5 - 2,2 МэВ от радиоактивного источника $^{90}\text{Sr}(\gamma)$ и α - частицами с энергией 5,5 МэВ от источника ^{238}Pu . На рис. I приведены зависимости среднего числа эмиттированных электронов от напряженности приложенного к рыхлому слою электрического поля E . В случае обоих эмиттеров (MgO и KBz) как для α , так и для β -

- частиц экспериментальное поведение коэффициента эмиссии от напряженности поля в полупологарифмическом масштабе хорошо описывается линейной зависимостью. Это свидетельствует о том, что зависимость коэффициента УВЭЭ от управляющего поля можно описать степенной функцией, как предложено в [5]. Интересно отметить, что в случае КВз по сравнению с MgO достигаются высокие значения коэффициента эмиссии \bar{n}_e при более низких напряженностях поля E . Это связано, по-видимому, с различием эмиссионных свойств и структуры рыхлого диэлектрика, а также различием их толщин. Однако в данном случае нас больше интересовало отношение коэффициентов эмиссии для α и β - частиц, так называемое α/β отношение. Как и следовало ожидать, кривые зависимости \bar{n}_e от E в случаях α и β - частиц, достаточно параллельны, что указывает на независимость отношения коэффициентов эмиссии от величины электрического поля. Это отношение для MgO в среднем составляет $\alpha/\beta \approx 200$, а для КВз $\alpha/\beta \approx 140$. Расчетные отношения ионизационных потерь α и β - частиц в MgO и КВз, согласно [6,7], составляют соответственно 360 и 290, т.е. экспериментально измеренное α/β - отношение для обоих веществ примерно в два раза ниже расчетных. Такое расхождение между экспериментальным и предсказанным теорией ионизационных потерь значениями α/β - отношения имеет место почти во всех твердотельных детекторах частиц (например, в сцинтилляторах [8] или ППД [9]), и оно объясняется большой разницей между удельными ионизациями α - частиц и релятивистских электронов. Из-за большой плотности ионизации α - частицы поглощают δ - электронов на ее треке больше, чем в случае β - частиц. Тем не менее, несмотря на отмеченную диспро-

... на бортовой...
... следователь...
... использовать как бортовые приборы для даль...
... конечно в подобных задачах по разделению частот...
... амплитудные флуктуации приборов, в...
... флуктуации коэффициента $\mu_{\text{ФЧХ}}$. На рис. 2 приве...
... среднеквадратичного разброса...
... от напряжений $U_{\text{контр}}$.

... электрическому слов, но следует...
... кривых для отклоняемых одинаково...
... минимумы. Существующие минимумы...
... связано с тем, что при относительных...
... в основном...
... действиях...
... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...

... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...
... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...
... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...
... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...

... формула...
... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...
... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...
... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...

Литература

1. ... $\mu_{\text{ФЧХ}}$...

вать как результат двух случайных процессов: образования электронов первого поколения от первичной ионизирующей частицы и их последующего размножения. Для такого двухстадийного (двухкаскадного) процесса согласно [11] среднее число эмиттированных из слоя электронов выражается соотношением:

$$\bar{n}_e = \bar{K} \cdot \bar{N}_0,$$

а относительное среднеквадратичное отклонение

$$\delta(n_e) = \left[\delta^2(N_0) + \frac{1}{N_0} \delta^2(K) \right]^{1/2}, \quad (I)$$

N_0 - число электронов первого поколения, K - коэффициент размножения, а $\delta(N_0)$ и $\delta(K)$ - относительные флуктуации N_0 и K , соответственно.

Если электроны первого поколения, являющиеся источниками элементарных лавин в процессе УВЭЭ, образованы непосредственно ионизирующей частицей, т.е. являются δ -электронами, то легко показать, что их число должно флуктуировать по закону Пуассона. В случае тонкого поглотителя, когда энергетические потери пролетающей частицы в веществе незначительны по сравнению с энергией частицы (в рассматриваемом случае это условие выполняется), вероятность рождения δ -электрона на единице пути постоянна по всей толщине поглотителя. В таком случае задача о флуктуациях числа δ -электронов аналогична задаче о случайных событиях в интервале времени, решением которой и является закон Пуассона [11]. Экспериментальным подтверждением этому может служить измеренное распределение числа стримеров в стримерной камере, которое удовлетворительно описывается законом Пуассона [12].

Максимальная эффективность регистрации пролетающей частицы в случае пуассоновского распределения δ -электронов выра-

дается соотношением:

$$n = 1 - \exp(-\bar{N}_0), \quad (2)$$

а выражение (1) для относительного среднеквадратичного отклонения принимает вид:

$$\delta(n_e) = \bar{N}_0^{-1/2} [1 + \delta^2(\kappa)]^{1/2}. \quad (3)$$

В рассматриваемом случае выражение (2) справедливо при нулевом пороге регистрации вторичных электронов, т.е. каждый эмиттированный из рыхлого слоя электрон регистрируется с эффективностью $\sim 100\%$ (рис.3). Отсюда появляется возможность определить среднее число электронов первого поколения \bar{N}_0 измерением эффективности в режиме нулевого порога регистрации вторичных электронов. На рис.4 приведены зависимости эффективности регистрации β - частиц от напряженности поля для эмиттеров УВЭЭ из КВз (кривая 1) и MgO (кривая 2). Видно, что для обоих типов эмиттеров эффективность выходит на плато на уровне 55 - 65 %, следовательно, при этих значениях поля число электронов первого поколения, вычисленное с помощью (2), составляет $\bar{N}_0 \approx 0,8 - 1$. В случае облучения α - частицами определение числа электронов первого поколения из кривых эффективности затруднено, так как для всех значений поля эффективность регистрации α - частиц близка к 100%, и вычисленное по формуле (2) значение \bar{N}_0 имеет большую неопределенность. Но есть возможность определить \bar{N}_0 для α - частиц с помощью измеренного α/β - отношения, так как можно считать, что средний коэффициент умножения вторичных электронов в рыхлом слое является внутренней характеристикой эмиттеров УВЭЭ и не зависит от сорта ионизирующих частиц. В этом случае α/β - отношение отождествляется с отношением $\bar{N}_0^\alpha/\bar{N}_0^\beta \equiv \alpha/\beta$, и отсюда для числа электронов первого поко-

ления в случае α - частиц получаем $\bar{N}_0 \approx 150 - 160$. Используя значения \bar{N}_0 для α и β - частиц, вычислив с помощью (3) отношение $\delta_\beta / \delta_\alpha$, увидим, что оно составляет $\delta_\beta / \delta_\alpha \approx 10 - 13$ и не согласуется с его экспериментальным значением. Отсюда приходим к двум выводам: либо флуктуации числа электронов первого поколения не описываются пуассоновским распределением, либо характер умножения электронов в процессе УВЭЭ меняется в зависимости от ионизирующих свойств пролетающих частиц. Но у нас нет оснований полагать, что средний коэффициент умножения k и его флуктуации $\delta(k)$ различны для α и β - частиц. Поэтому разумнее предположить, что электроны первого поколения - инициаторы элементарных лавин в процессе УВЭЭ - не являются δ - электронами, ибо их число обязательно флуктуировало бы по Пуассону, а являются, по-видимому, некими вторичными, образованными при взаимодействии высокоэнергичных δ - электронов с веществом рыхлого диэлектрика. Действительно, например, в случае прохождения α - частиц с энергией 5,5 МэВ в слое рыхлого диэлектрика образуются δ - электроны, энергия которых простирается до ~ 3 кэВ [13]. Такие электроны вполне могут вызвать вторичную ионизацию вещества, и часть новых электронов, образованных вследствие диссипации энергии δ - электронов, попадает в поры и увеличивает численность электронов первого поколения. Благодаря этому процессу распределение числа электронов, инициаторов лавин в процессе УВЭЭ, может существенно отличаться от пуассоновского. Для проверки этого предположения необходимо, в первую очередь, знание флуктуаций коэффициента усиления УВЭЭ $\delta(k)$. Так как в случае прохождения β - частиц при высоких значениях поля в процессе УВЭЭ в среднем участвует приблизительно один электрон первого поколения, то согласно (1) относи-

тельное среднеквадратичное отклонение коэффициента усиления $\delta(k)$ меньше или, в худшем случае, такого порядка, как измеренное значение $\bar{\sigma}_\beta$ (рис.2). В таком случае при значении $\bar{N}_0 \approx 150 - 160$ для α - частиц в выражении (I) вторым слагаемым можно пренебречь, и получим $\delta_\alpha(n_e) \approx \delta(N_0)$, т.е. экспериментально измеренные флуктуации числа эмиттированных электронов в случае прохождения α - частиц отражают флуктуации числа электронов первого поколения. Как было показано в [14], флуктуации эмиттированных электронов при УВЭЭ (в случае прохождения α - частиц) хорошо описываются распределением Пуа. Следовательно, можно предположить, что число электронов первого поколения также распределено по закону Пуа. Для качественной (приблизительной) проверки этого предположения можно принять экспериментальное распределение эмиттированных электронов в случае прохождения β - частиц (рис.5) за распределение коэффициента усиления УВЭЭ. При сверке этого распределения с распределением Пуа со средним $\bar{N}_0 \approx 160$ и дисперсией $\sigma^2 = \bar{N}_0^2 \delta_\alpha^2(n_e)$ мы должны получить согласие с экспериментальным распределением числа эмиттированных электронов для данного режима работы. Подобные расчеты на ЭМ проводились для обоих используемых веществ эмиттера при различных значениях напряженности поля. Типичный результат этих расчетов приведен на рис.6, где показана также кривая, соответствующая розыгрышу пуассоновского распределения для электронов первого поколения. Как видим, при использовании распределения Пуа получено неплохое согласие с экспериментом, которое подтверждает правомерность нашей интерпретации.

Таким образом, приходим к выводу, что при взаимодействии α - частиц с рыхлым диэлектрическим эмиттером УВЭЭ флуктуации

числа эмиттированных электронов, в основном, обусловлены флуктуациями числа электронов первого поколения, являющимися инициаторами лавин в процессе УВЭЭ. В случае же прохождения β - частиц флуктуации числа эмиттированных электронов, в основном, обусловлены флуктуациями коэффициента размножения УВЭЭ, так как число электронов первого поколения близко к единице, т.е. в среднем в процессе УВЭЭ развивается одна элементарная лавина. Как видим, флуктуации числа эмиттированных электронов при УВЭЭ в случае прохождения α - и β - частиц имеют разную природу, в этом, по-видимому, и заключается физическое объяснение наблюдаемой диспропорции в отношении $\delta_\beta / \delta_\alpha$.

Что касается статистики Пуа, используемой для описания флуктуации числа электронов первого поколения, то анализ уравнений в работе [14] показывает, что распределение Пуассона для числа δ - электронов вследствие их размножения преобразовывается в распределение Пуа. В данном случае размножение происходит за счет диссипации энергии δ - электронов. Аналогичный процесс происходит, по-видимому, и в стримерных камерах [12], где показано, что после диссипации энергии δ - электронов распределение числа стримеров значительно расширяется по сравнению с распределением Пуассона.

Автор выражает благодарность Р.А.Кавалову за полезные советы и обсуждения.

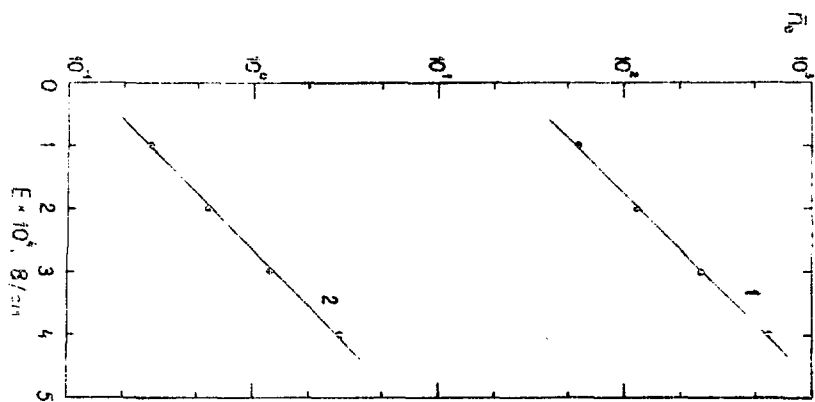


Рис. 1а

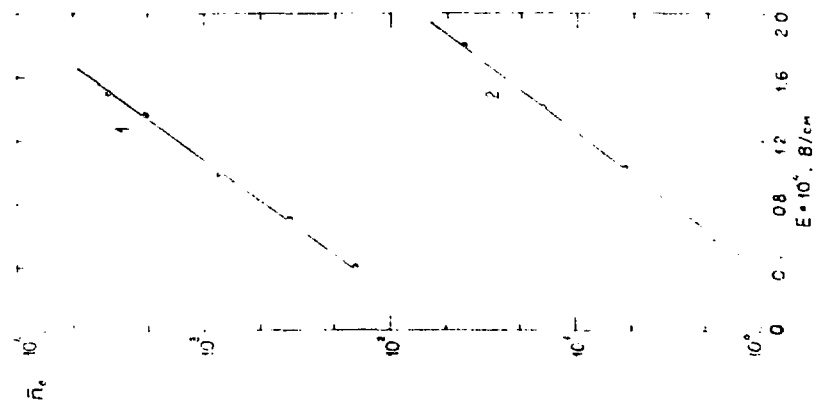


Рис. 1б

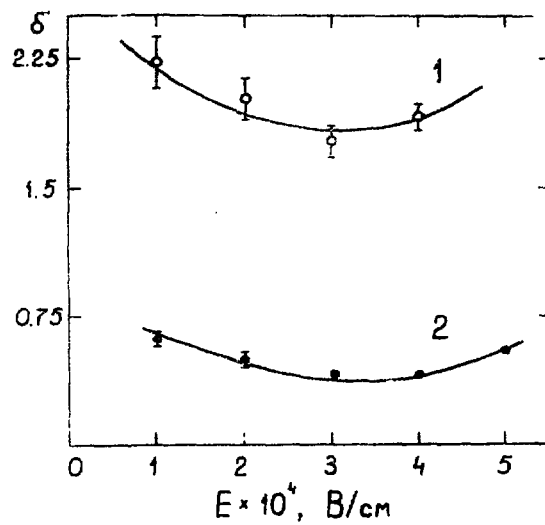


Рис. 2а

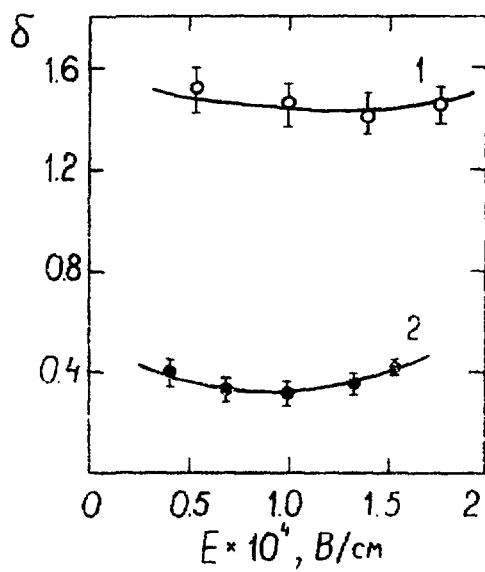


Рис. 2б

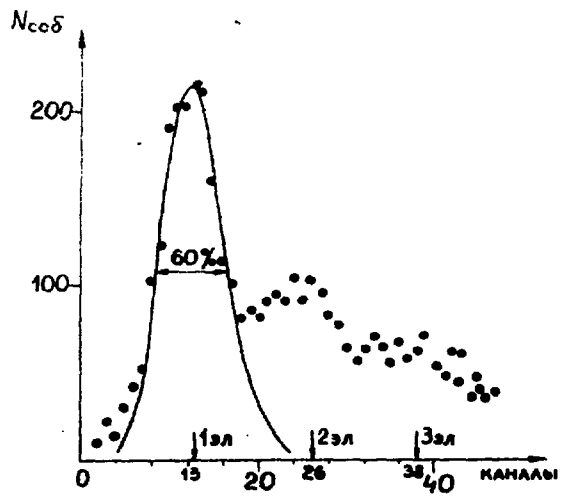


Рис.3

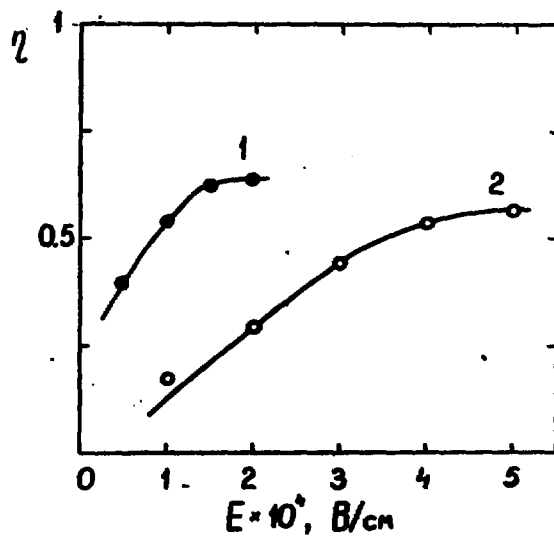


Рис.4

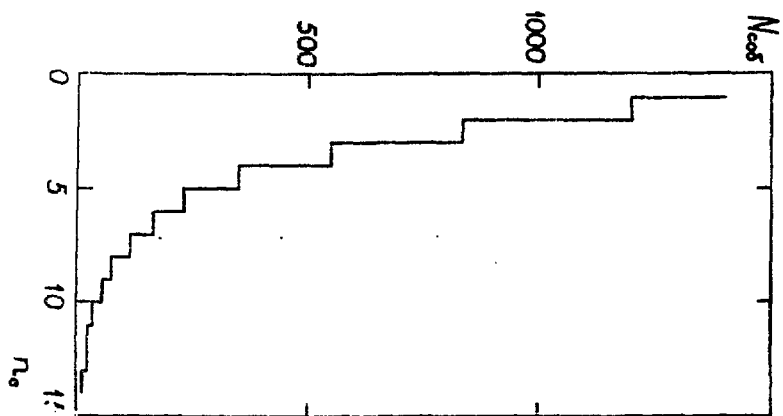


Рис. 5

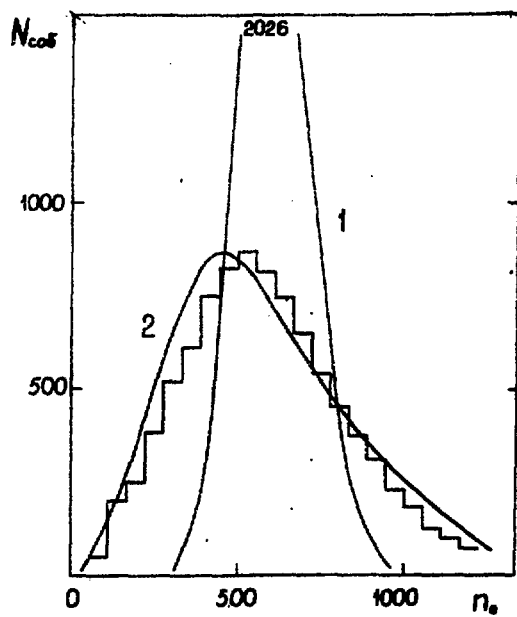


Рис. 6

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Зависимости среднего коэффициента УВЭЭ от напряженности приложенного к рыхлому диэлектрическому слою электрического поля при облучении α - частицами (кривая 1) и β - частицами (кривая 2):
- а) для эмиттера УВЭЭ с диэлектриком MgO ,
 - б) для эмиттера УВЭЭ с диэлектриком KVz
- Рис.2 Зависимости относительного среднеквадратичного отклонения ($\delta = \sigma / \bar{n}_e$) распределений числа эмиттированных электронов при УВЭЭ от напряженности поля в случае прохождения β - частиц (кривая 1) и α - частиц (кривая 2):
- а) для эмиттера УВЭЭ с диэлектриком MgO ,
 - б) для эмиттера УВЭЭ с диэлектриком KVz
- Рис.3 Распределение числа эмиттированных электронов вблизи порога регистрации, соответствующего нулевому каналу; левый пик соответствует одноэлектронным событиям эмиссии
- Рис.4 Зависимости эффективности регистрации β - частиц эмиттером УВЭЭ из KVz (кривая 1) и MgO (кривая 2) от напряженности электрического поля, приложенного к слою рыхлого диэлектрика
- Рис.5 Распределение числа эмиттированных электронов (коэффициента УВЭЭ) из слоя MgO при напряженности управляющего поля $E = 4 \cdot 10^4$ В/см в случае прохождения β - частиц

Рис.6 Расчетные распределения эмиттированных электронов для эмиттера из MgO при напряженности управляющего поля $E = 4 \cdot 10^4$ В/см в случае прохождения α - частиц:
гистограмма - эксперимент;
1 - результат розыгрыша распределения Пуассона,
2 - результат розыгрыша распределения Пойа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кавалов Р.Л., Лукьянов С.М., Маргарян Ю.Л. и др. Временной детектор с рыхлым диэлектрическим эмиттером, ОИЯИ, I3-83-188, Дубна, 1983.
2. Кавалов Р.Л., Маргарян Ю.Л., Панян М.Г., Палян Г.А. Временной детектор заряженных частиц на основе рыхлого диэлектрика. Препринт ВФИ-673(63)-83, Ереван, 1983.
3. Арванов А.Н., Ахперджанян А.Г., Гавалян В.Г. и др. Детектор управляемой вторичной электронной эмиссии с рабочим веществом MgO . Приборы и техника эксперимента, 1981, № 4, с.58.
4. Гавалян В.Г., Арванов А.Н., Лорикян М.П. Эффективные эмиттеры управляемой вторичной электронной эмиссии. Изв.АН АрмССР, Физика, 1982, т.17, вып.2, с.102.
5. Гукасян С.М. О механизме дрейфа и размножения электронов в рыхлых диэлектриках, находящихся в электрическом поле. Препринт ВФИ-640(30), Ереван 1983.
6. Люк К.Л.Кан, Ву Цзянь-Сюн. Принципы и методы регистрации элементарных частиц, М.: ИЛ 1963.
7. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Наука Думка. К.: 1975.
8. Taylor C.J., Jentschke W.K., Remley M.E. et al. Response of Some Scintillation Crystals to Charged Particles, Phys. Rev., 1951, vol.84, N.5, p.1034.
9. Зодан Х., Калпакчиева Р., Пенионжкевич Ю.Э. и др. Корреляционный метод измерения характеристик продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами. ОИЯИ, P7-10671, Дубна, 1977.

Арванов А.И., Ахперджанян А.Г., Гавалян В.Г. и др. Экспериментальное исследование статистики управляемой вторичной электронной эмиссии. Труды IV конференции молодых ученых АРМН, Ереван, 1960.

Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966, сс. 272, 283-249.

Давиденко В.А., Долгошеин Б.А., Семенов В.К., Сомов С.В. Измерение релятивистского роста удельной первичной ионизации в струйной камере, ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 2, с. 426.

Ритков Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1964.

Арванов А.И., Ахперджанян А.Г., Гавалян В.Г. и др. О статистике управляемой вторичной электронной эмиссии при высокой энергии. Радиотехника и электроника, 1968, т. 13, вып. 10, с. 1875-1878.

Ю.Л.МАРГАРЯН

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ РЫХЛЫХ
ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ α - ЧАСТИЦАМИ И РЕЛЯТИВИСТСКИМИ
ЭЛЕКТРОНАМИ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 18/ХП-84г.ВФ-02978 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,5

Тираж 299. Ц. 22 к.

Зак. тип. № 935

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маргаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ