

11

©1994 г.

## СТАТИСТИКА ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ, УСИЛЕННОЙ ПОЛЕМ

*В.Г.Гавалян, М.П.Лорикян, К.К.Шилляргов*

Измерена статистика процесса дрейфа и размножения вторичных электронов в пористых диэлектрических слоях (ПДС), которые находятся в сильном электрическом поле  $E = 10^4 - 10^5$  В/см). Проанализирована зависимость результатов измерений от параметров эмиттеров на основе ПДС. Проведена аналогия между этим процессом и газовым разрядом. Показана, что при определенных условиях флуктуации числа электронов размножения можно хорошо выразить формулой, описывающей флуктуации коэффициента газового усиления.

### Введение

В работе [1] было показано, что при облучении релятивистскими частицами пористого диэлектрического слоя (ПДС) при наличии в нем электрического поля можно получить коэффициент эмиссии вторичных электронов порядка единицы.

В дальнейшем в работах [2-5] был проведен новый метод, при котором электрическое поле в ПДС создается разностью потенциалов, приложенной к подложке слоя и к специальной мелкоструктурной управляющей сетке, прижатой к слою с обратной стороны, что существенно увеличило выход вторичных электронов. При этом среднее число вторичных электронов достигло 250 при облучении электронами с энергией 0.7-2.2 МэВ и нескольких тысяч при облучении  $\alpha$ -частицами с энергией 5.45 МэВ. В этом случае коэффициент вторичной эмиссии управлялся внешним полем. Это явление было названо управляемой вторичной электронной эмиссией (УВЭЭ).

В работах [6-9] было показано, что высокое значение среднего числа вторичных электронов в ПДС обусловлено пористостью диэлектрического слоя. В работах [6,7] был предложен критерий соответствия поведения вольт-эмиссионных характеристик лавинному механизму размножения электронов. Справедливость такой интерпретации для УВЭЭ в случае прохождения через пористые слои минимально ионизирующих электронов и  $\alpha$ -частиц с энергией 5.4 МэВ показана нами в работах [8,9].

Характеристики детекторов на основе УВЭЭ связаны с флуктуациями вторичных электронов в процессе их размножения. Очевидно, что величина флуктуаций в свою очередь является функцией среднего числа электронов на выходе эмиттера, которое определяется типом рабочего вещества, параметрами эмиттера, сортом первичных частиц, местом зарождения лавины и электрическим полем. С этой точки зрения представляется важным измерение флуктуаций числа вторичных электронов на выходе эмиттера в зависимости от перечисленных факторов.

### Методика измерений

Эмиттеры вторичных электронов представляют собой два металлических плоскопараллельных электрода, промежуток между которыми заполнен пористым диэлектриком. Положительный управляющий электрод, как правило, выполнен из мелкоструктурной сетки, через ячейки которой вторичные электроны после размножения выходят в вакуум. Затем эти электроны с помощью электростатической фокусирующей системы фокусируются и ускоряются до энергии 14 кэВ, так что в конце разгона энергия группы вторичных электронов оказывается пропорциональной числу вторичных электронов в группе и не зависит от их первоначального распределения по энергиям. Измерение энергии таких групп производится с помощью сцинтилляционного счетчика на основе кристалла антрацена в сочетании с многоканальным анализатором импульсов. Методика измерений статистики УВЭЭ более подробно описана в работе [8].

Подробное описание технологии изготовления ПДС на основе разных материалов можно найти в работе [10].

### Статистическое распределение числа вторичных электронов

На рис. 1-5 приведены статистические распределения числа  $n_e$  вторичных электронов для различных пористых эмиттеров и при разных значениях  $E$  напряженности электрического поля. Эмиттеры облучались  $\alpha$ -,  $\beta$ -частицами и  $\gamma$ -квантами.

Как видно из рис. 1 и 2, при облучении  $\alpha$ -частицами наблюдается колоколообразное распределение с четко выраженным максимумом и заметной правой асимметрией при всех значениях поля и для всех рабочих веществ. Видно также, что с увеличением напряженности поля растет вероятность эмиттирования большого числа вторичных электронов, т.е. максимум распределений перемещается в сторону больших значений  $n_e$ .

При прохождении же минимально ионизирующих электронов и  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma = 5.9$  кэВ распределения имеют монотонно спадающий вид (рис. 3). Их поведение полностью совпадает с ранее измеренными нами распределениями для ПДС на основе KCl [8]. В случае первичных электронов и  $\gamma$ -квантов вероятность эмиттирования большого числа электронов с увеличением напряженности поля также растет.

На характер поведения статистических распределений числа вторичных электронов существенное влияние оказывает зернистость

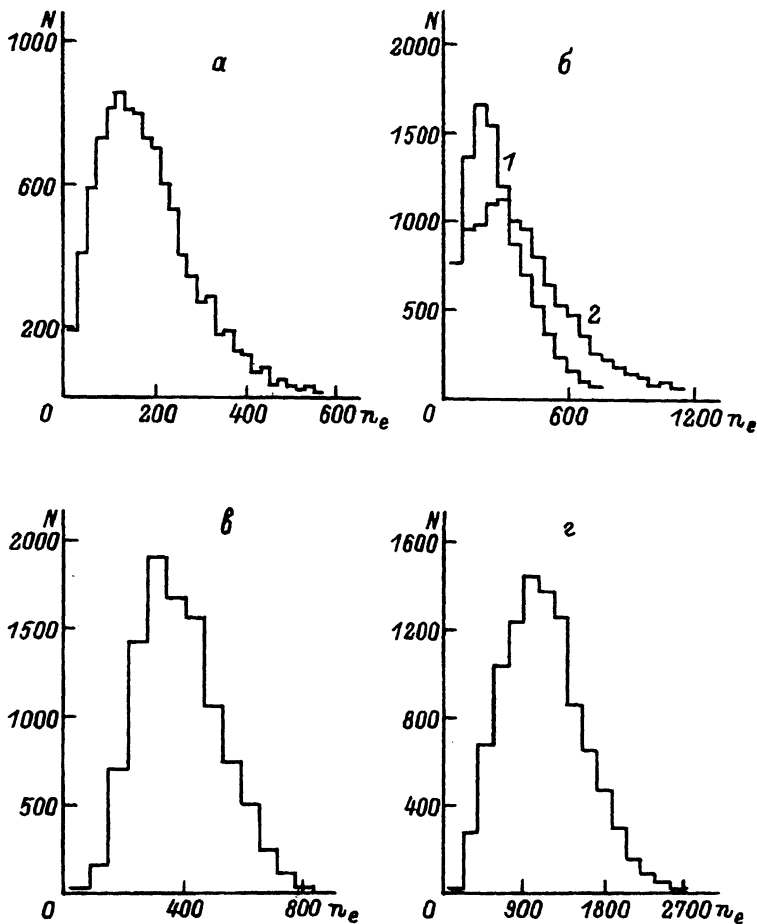


Рис. 1. Распределения  $n_e$  ( $\alpha$ -частицы с энергией  $E_\alpha = 5.45$  МэВ).

$N$  — число событий,  $n_e$  — число электронов. а — CsJ, 1,2%,  $d = 50$  мкм,  $E = 1.7 \cdot 10^4$  В/см; б — то же, 1 —  $E = 2.5 \cdot 10^4$ , 2 —  $4.0 \cdot 10^4$  В/см; в — LiF, 1,0%,  $d = 100$  мкм,  $E = 1.5 \cdot 10^4$  В/см, г — то же,  $E = 4.0 \cdot 10^4$  см.

структуры ПДС. Это обстоятельство было обнаружено в серии экспериментальных исследований свойств ПДС MgO мелкозернистой и крупнозернистой структур [10]. Исследования проводились с целью установления технологических условий для изготовления эффективных эмиттеров на основе ПДС. Было обнаружено, что процесс дрейфа и размножения электронов эффективнее происходит в крупнозернистом слое. Поэтому в этом случае распределения числа вторичных электронов при облучении  $\alpha$ -частицами имеет колоколообразный вид при всех значениях поля  $E$  в слое. Для эмиттеров аналогичной конструкции, но с мелкозернистой структурой ПДС при тех же значениях поля наблюдаются лишь распределения, имеющие спадающий характер, как в случае  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов.

Как выяснилось, на характер распределений  $n_e$  оказывает влияние также и величина ячейки управляющей сетки и подложки (если

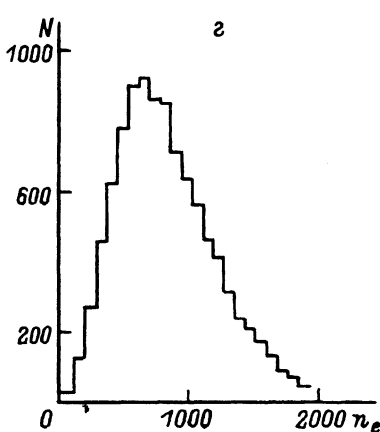
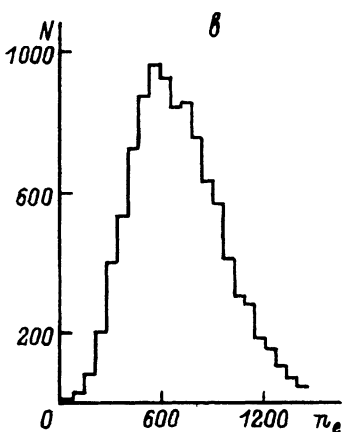
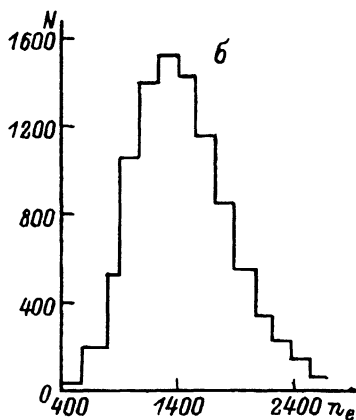
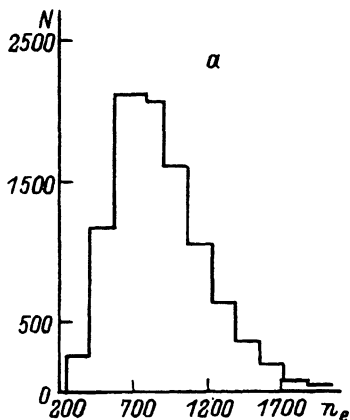


Рис. 2. То же, что и на рис. 1.

*a, б* —  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ , 1.0%,  $d = 100 \text{ мкм}$ ,  $E = 2.0 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ ; *в, г* —  $\text{KBr}$ , 1%,  $d = 100 \text{ мкм}$ ,  $E = 1.5 \cdot 10^4, 2.2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$  соответственно.

в качестве последней применять также мелкоструктурную сетку); которая определяет эффективное значение поля и степень его неравномерности. Очевидно, что это влияние особенно заметно при размерах ячейки, сравнимых с толщиной слоя, и ослабляется с уменьшением размера последнего. В качестве иллюстрации сказанного приведены сравнительные данные по вторичной эмиссии, полученные при использовании в эмиттере управляющей сетки с размерами ячеек  $200 \times 200$  и  $50 \times 50 \text{ мкм}$  (рис. 4, *a* и *б*) и подложки с размером ячеек  $200 \times 200$  и  $80 \times 80 \text{ мкм}$  (рис. 2, *a* и *б*), причем толщина и плотность ПДС, а также приложенные потенциалы на управляющую сетку в сопоставляемых эмиттерах одинаковы.

Одной из важных характеристик распределений вторичных электронов является их относительная полуширина. Из приведенных распределений видно, что число эмиттированных электронов при облучении  $\alpha$ -частицами флуктуирует меньше, чем при облучении  $\beta$ - и  $\gamma$ -частицами. Однако, как показали измерения, значение полуширины

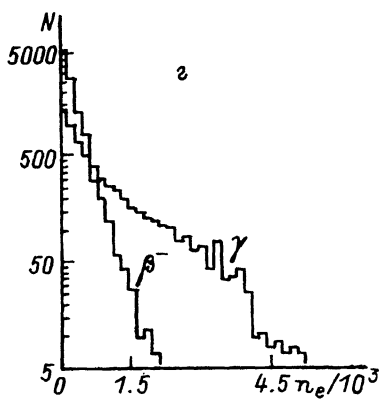
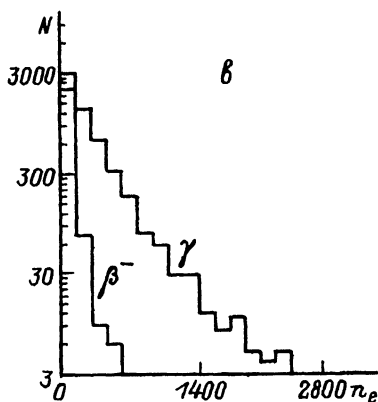
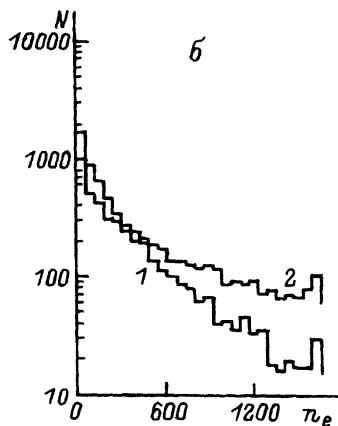
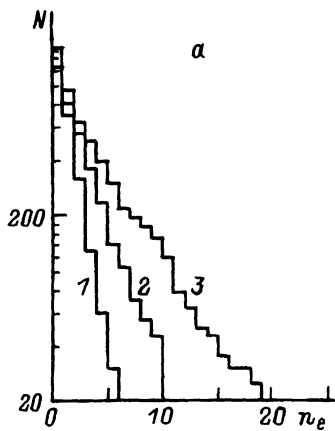


Рис. 3. Распределения  $n_e$  ( $\beta^- - E_e \leq 0.7 \text{ МэВ}$  и  $\gamma$ -кванты —  $E_\gamma = 5.9 \text{ кэВ}$ ).

*a* — MgO, 0.7%,  $d = 100 \text{ мкм}$ , 1 —  $E = 2.0 \cdot 10^4$ , 2 —  $3.0 \cdot 10^4$ , 3 —  $4.0 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ ; *б* — KBr, 1.0%,  $d = 200 \text{ мкм}$ , 1 —  $E = 2.5 \cdot 10^4$ , 2 —  $3.0 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ ; *в* —  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$  (криолит), 1.0%,  $d = 200 \text{ мкм}$ ,  $E = 3.5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ , *з* — то же,  $E = 4.0 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ .

при прочих равных условиях зависит не только от сорта первичной частицы, но и от вещества ПДС эмиттера. Так, для пористых слоев MgO при разных значениях поля относительная полуширина распределений числа вторичных электронов варьирует в пределах от 50 до 80%. Для эмиттеров из криолита ( $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ ) она порядка 30–40%, а для пористых слоев KBr — 40–70%.

### Флуктуации числа вторичных электронов

Флуктуации числа вторичных электронов при дрейфе и размножении в ПДС под воздействием сильного поля достаточно велики. Естественно, что для уменьшения флуктуации и как следствие улучшения

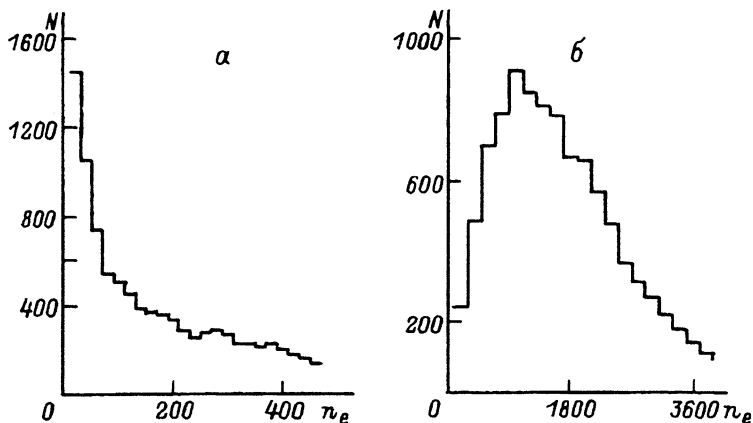


Рис. 4. Распределения  $n_e$ .

MgO, 0.7%,  $d = 100$  мкм, при одинаковом потенциале на управляющей сетке 400 В под воздействием  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha = 5.45$  МэВ.

амплитудного (энергетического) разрешения детекторов УВЭЭ необходимо более глубокое и разностороннее исследование этого явления.

В работе [11] нами было показано, что в процессе УВЭЭ флуктуации числа эмиттированных электронов описываются распределением Пуассона. Теоретическое распределение хорошо описывало экспериментальные распределения числа вторичных электронов, эмиттированных из пористых слоев MgO под воздействием  $\alpha$ -частиц.

В работе [12], анализируя результаты экспериментальных исследований, автор пришел к выводу, что одной из причин больших флуктуаций числа вторичных электронов при размножении в пористых средах может быть большая величина эффективной энергии  $Q$ , затрачиваемой первичной частицей для образования одной пары ионов. Оценка этой величины, проведенная в [12], дает для первичных  $\alpha$ -частиц  $Q = 0.5$  кэВ, а для  $\beta$ -частиц  $Q = 0.2$  кэВ, что на порядок и более превосходит аналогичное значение для газов. Уменьшение величины  $Q$  и приближение состояния пористого вещества к состоянию газа (условно по параметру  $Q$ ) автор считает одним из путей улучшения амплитудного разрешения детекторов УВЭЭ.

Исследования эмиссионных характеристик пористых слоев криолита показали, что в этом случае флуктуации числа эмиттированных электронов значительно (в  $\sim 2$  раза) меньше. Кроме этого, как видно из рис. 5, число эмиттированных электронов с поверхности криолита в отсутствие поля и для  $\alpha$ -частиц более чем на порядок ( $\bar{n} = 60$ ) выше, чем с поверхности MgO ( $\bar{n} = 4-5$ ) при тех же условиях. Это позволяет предположить, что эффективная энергия образования одной пары ионов в пористом криолите на порядок ниже, чем в пористом MgO. Поэтому попытаемся описать флуктуации числа вторичных электронов, эмиттированных из пористого слоя криолита после размножения в нем, следуя методу, развитому Харитоновым [13] для описания флуктуации коэффициента газового усиления в пропорциональном счетчике.

Флуктуация коэффициента газового усиления рассматривалась в работах [14,15] и др. В [14] было получено выражение для вероятно-

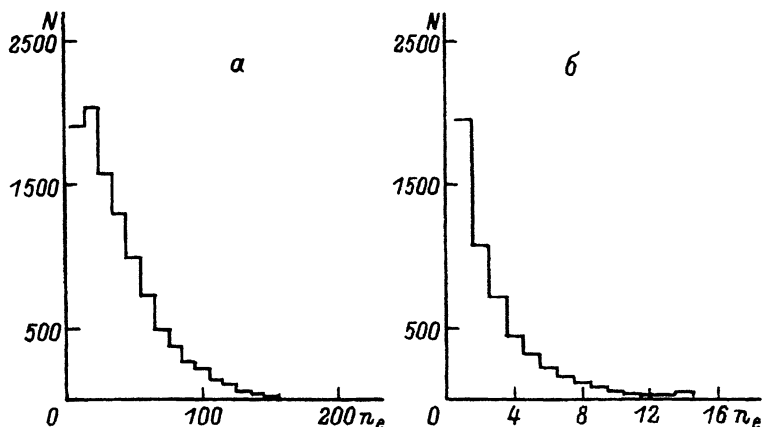


Рис. 5. Распределения  $n_e$  под воздействием  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha = 5.45$  МэВ при нулевом потенциале на управляющей сетке.  
 а —  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ , б —  $\text{MgO}$ .

сти различных значений величины газового усиления в случае одного начального электрона в виде

$$P_n = \frac{1}{\bar{n}} \left[ 1 - \frac{1}{\bar{n}} \right]^{n-1}, \quad (1)$$

где  $\bar{n}$  — средняя величина коэффициента газового усиления (среднее число электронов  $\bar{n}_e$ );  $P_n$  — вероятность того, что величина газового усиления равна  $n$ .

В случае же когда в начале имеется  $N$  электронов, в [13] было получено следующее выражение:

$$P_n = \frac{(n-1)!}{(N-1)!(n-N)!} P_0^N (1-P_0)^{n-\bar{n}}, \quad (2)$$

где  $1/P_0 = \bar{n}$ .

При больших  $n$  и  $N$  факториалы можно заменить по формуле Стирлинга. Тогда получим

$$\frac{P_n}{P_{\bar{n}}} = - \frac{(\alpha e^{1-\alpha})^N}{\alpha} \quad (n \gg N), \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{n}{\bar{n}} = n P_0. \quad (4)$$

Относительная погрешность вычисляется как

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{\delta}{\bar{n}}. \quad (5)$$

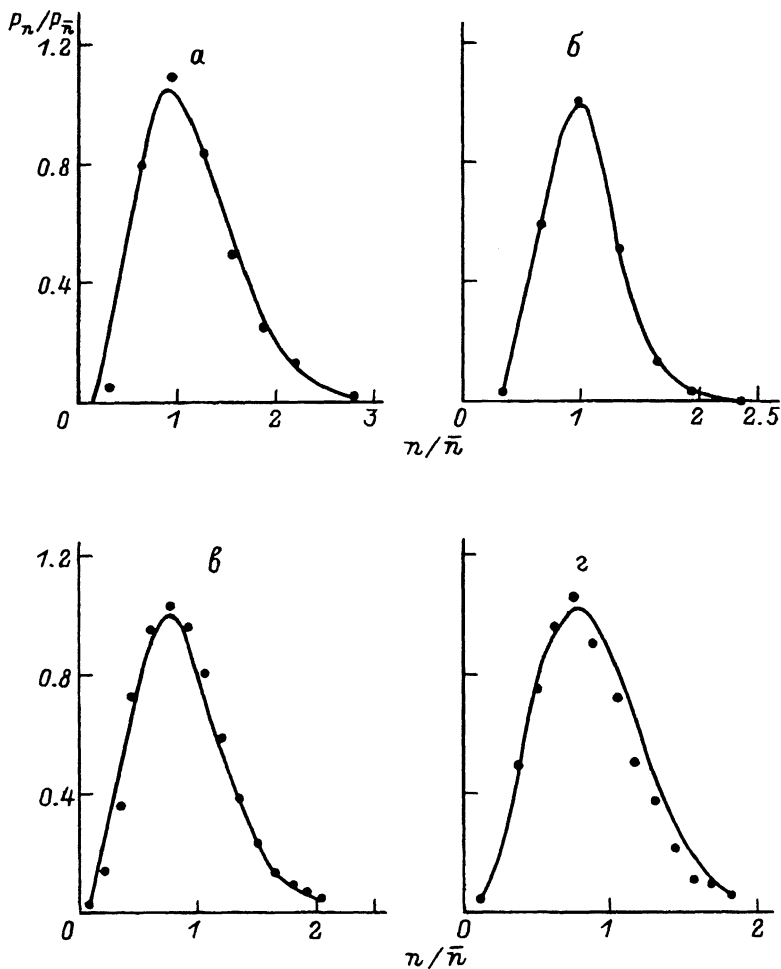


Рис. 6. Распределения  $P_n/P_{\bar{n}}$  при облучении  $\alpha$ -частицами.

$\text{Na}_3\text{AlF}_6$ , 1.0%,  $d = 200$  мкм, точки — эксперимент, сплошные кривые — теория; а —  $E = 1.5 \cdot 10^4$ , б —  $2.0 \cdot 10^4$ , в —  $2.5 \cdot 10^4$ , г —  $3.0 \cdot 10^4$  В/см.

На рис. 6 сопоставляются экспериментально измеренные распределения числа вторичных электронов на выходе эмиттера на основе пористого слоя криолита (толщина 200 мкм, относительная плотность 1.0%) с теоретическими распределениями, рассчитанными по формуле (3). При этом были использованы экспериментальные значения среднего числа  $\bar{n}$  вторичных электронов и среднеквадратичного отклонения  $\sigma = \bar{n}^2 - \bar{n}$  для определения значений  $\alpha$  и  $N$  по формулам (4) и (5). Экспериментальные распределения приведены для разных значений электрического поля. Видно, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Хорошее согласие получено также для пористых слоев LiF и KBr. Поэтому в ряде случаев, когда величина  $Q$  не слишком велика, для описания флуктуаций можно использовать более простое распределение (2).



## Список литературы

- [1] *Garwin E.L., Edgecumbe F.* Advances in Electronics and Electron Physics. 1966. Vol. 22.
- [2] *Лорикян М.П., Кавалов Р.Л., Трофимчук Н.Н., Давтян Э.Е.* // Изв. АН АрмССР. Физика. 1971. Т. 6. № 9. С. 297.
- [3] *Лорикян М.П., Кавалов Р.Л., Трофимчук Н.Н., Серов В.Л.* // Изв. АН АрмССР. Физика. Т. 6. № 9. С. 118.
- [4] *Лорикян М.П., Кавалов Р.Л., Трофимчук Н.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 6. С. 320.
- [5] *Лорикян М.П., Кавалов Р.Л., Трофимчук Н.Н.* // Изв. АН АрмССР. Физика. 1973. Т. 8 № 1. С. 33.
- [6] *Jakobs H., Freely G., Brand F.* // Phys. Rev. 1952. Vol. 88. P. 492.
- [7] *Jakobs H.* // Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 877.
- [8] *Трофимчук Н.Н., Лорикян М.П., Кавалов Р.Л. и др.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 2(8). С. 635.
- [9] *Гавалян В.Г., Лорикян М.П., Арванов А.Н.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 8. С. 1621.
- [10] *Гавалян В.Г., Лорикян М.П., Арванов А.Н.* // Изв. АН АрмССР. Физика. 1982. Т. 17. № 2. С. 102.
- [11] *Арванов А.Н., Ахперджанян А.Г., Гавалян В.Г. и др.* // РЭ. 1982. Т. 27. № 1. С. 163.
- [12] *Маркрян Ю.Л.* Канд. дис. Ереван, 1985.
- [13] *Харитонов В.М.* // ПТЭ. 1956. № 5. С. 45.
- [14] *Векслер В., Грошов Л., Исаев Б.* Ионизационные методы исследования излучений. М.: Гостехиздат, 1950.
- [15] *Подгорецкий В.П.* Автореф. докт. дис. М., 1951.

Ереванский физический институт

Поступило в Редакцию  
11 августа 1993 г.