

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

受入

ՋՅ-7-243

高工研図書室

ФИИ-640(30)-83

С.М.ГУКАСЯН

О МЕХАНИЗМЕ ДРЕЙФА И РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
В РЫХЛЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ, НАХОДЯЩИХСЯ В  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

ԵՐԵՎԱՆ 1983 ԵՐԵՎԱՆ

УДК 537.226:539.1.074

С.М.ГУКАСЯН

О МЕХАНИЗМЕ ДРЕЙФА И РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
В РЫХЛЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ, НАХОДЯЩИХСЯ  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Получена зависимость коэффициента размножения электронов  $\beta_{\text{eff}}$  в рыхлых диэлектриках от разности потенциалов  $|V|$  на слое диэлектрика. Показано, что в случае электрического поля цилиндрической формы  $\ln \beta_{\text{eff}} \sim \ln V$ . Определено значение среднего свободного пробега вторичных электронов и получено значение  $\bar{L}_e \approx 3$  мкм.: в рыхлом диэлектрике  $\text{CsJ}$ , плотностью 2% относительно монокристалла. Измерен коэффициент усиления диэлектрического детектора (ДД) частиц. При рабочем напряжении 900 В и регистрации  $\alpha$ -частиц энергии 5,5 МэВ он порядка  $10^3$ .

Ереванский физический институт

Ереван 1963

S.M. GUKASIAN

ON THE MECHANISM OF ELECTRON DRIFT AND  
MULTIPLICATION IN POROUS DIELECTRICS  
LOCATED IN ELECTRIC FIELD

The dependence of the electron multiplication coefficient  $|G_u|$  in porous dielectrics in the potential difference  $|V|$  in the dielectric layer is obtained. It is shown that in the case of the electric field of a cylindrical form  $\ln G_u \sim \ln V$ . The value of the mean free path of electrons is defined, and the value  $\bar{L}_e \approx 3 \mu\text{m}$ , in the porous dielectric  $\text{CsJ}$  of the density 2% with respect to the monocrystal is obtained. The amplification coefficient of the dielectric detector (DD) of particles is measured. At the operation voltage 900 V and recording of 5,5 MeV  $\alpha$ -particles it is of the order  $10^3$ .

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1983

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФН-640(30)-83

С.М.ГУКАСЯН

О МЕХАНИЗМЕ ДРЕЙФА И РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
В РЫХЛЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ, НАХОДЯЩИХСЯ В  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ереван 1983



Интерес к процессу дрейфа и размножения электронов при управляемой вторичной электронной эмиссии (УВЭЭ) из рыхлых диэлектриков [1] связан, в основном, с возможностью создания детекторов излучения на основе этого явления. До настоящего времени УВЭЭ исследовалась только в случае, когда в рыхлом диэлектрике присутствовало однородное электрическое поле. В работах [2-4] рассмотрены вопросы, связанные с коэффициентом УВЭЭ, его статистическими флуктуациями, энергией вторичных электронов и т.д. Рыхлый диэлектрик эмиттера УВЭЭ рассматривался как дискретная система, состоящая из микроскопических электронных умножителей, динодов, работающих на прострел, пор, открытых с одного конца, или же их комбинаций.

В настоящей работе рассмотрен дрейф и размножение электронов в рыхлом диэлектрике, находящемся в электрическом поле цилиндрической формы. Такая задача возникла в связи с созданием диэлектрического детектора (ДД) частиц [5-8], работа которого основана на явлении УВЭЭ.

I. Рабочее вещество ДД, состоящее из рыхлого диэлектрика, рассматривается как совокупность хаотично расположенных динодов

произвольной формы, роль которых выполняют монокристаллы данного рыхлого вещества. В присутствии электрического поля процесс дрейфа и размножения электронов представляется следующим образом.

Часть электронов, оставленных первичной частицей в веществе диэлектрика, выходит в междиодное пространство, ускоряется там под действием электрического поля и при столкновении с диодами вызывает вторичную электронную эмиссию (ВЭЭ). вновь образованные электроны, также ускоряемые полем, вызывают эмиссию других диодов. Таким образом, прохождение электронов через слой рыхлого диэлектрика представляется как каскадный процесс, когда имеет место ВЭЭ при каждом акте каскада.

Энергия электронов каскада зависит от величины поля в слое и от среднего свободного пробега  $\bar{L}_e$ . В силу хаотичности расположения диодов,  $\bar{L}_e$  трактуется как среднее расстояние между двумя последовательными актами каскада. Иначе говоря, число диодов  $K$ , по пути каскада, определяется как  $K = [d/\bar{L}_e]$ , где  $d$  — толщина рыхлого слоя, а квадратные скобки означают целую часть от выражения  $d/\bar{L}_e$ .

Коэффициент ВЭЭ диода (монокристалла)  $\epsilon_m$  существенно зависит от энергии  $U$  падающего на его поверхность электрона. При нормальном падении зависимость  $\epsilon_m$  от  $U$  имеет вид [9]:

$$\epsilon_m = \beta U^m, \quad (I)$$

где  $\beta$  и  $m$  — константы, характеризующие эмиссионные свойства вещества. На рис. I точками показана экспериментально измеренная зависимость  $\epsilon_m$  от  $U$ , для  $Cs_2$ , кружками — для  $KCl$ . Пунктирными линиями ограничена та область, внутри которой лежат зависимости всех

остальных щелочногалогидных монокристаллов [10]. В области энергии падающего на монокристалл электрона от  $U = 250$  эВ до соответствующей максимальному значению  $\phi_m$  для Cs],  $\beta \approx 0,45$  и  $m = 0,5$  и постоянна для многих материалов (сплошная линия).

2. Рассмотрим систему, состоящую из катодного цилиндра радиусом  $r_k$ , по оси которого протянута тонкая анодная проволока радиусом  $r_a$ , окруженная рыхлым диэлектриком радиусом  $r$  ( $r_a \leq r \leq r_k$ ). Электрон, эмиттированный из  $(i-1)$ -ого динода, отстоящего от оси проволоки на расстоянии  $r - (i-1)\bar{L}_e$ , ускоряясь под действием поля и пролетая расстояние  $\bar{L}_e$ , в момент столкновения с  $i$ -ым динодом приобретет энергию:

$$U_i = e \left\{ \psi(r - i\bar{L}_e) - \psi[r - (i-1)\bar{L}_e] \right\} = eV \left( \ln \frac{r_k}{r_a} \right)^{-1} \ln \frac{r - (i-1)\bar{L}_e}{r - i\bar{L}_e}, \quad (2)$$

где  $V$  — разность потенциалов между катодом и анодом, а  $e$  — элементарный заряд. Подставляя (2) в (1) для коэффициента ВЭЭ  $i$ -ого динода получим:

$$\phi_{mi} = \left[ \beta^{1/m} eV \left( \ln \frac{r_k}{r_a} \right)^{-1} \ln \frac{r - (i-1)\bar{L}_e}{r - i\bar{L}_e} \right]^m. \quad (3)$$

Следовательно, для коэффициента эмиссии  $G_c$  всего слоя толщиной  $r - r_a$  можно написать:

$$\phi_c = \alpha_c \prod_{i=1}^k \phi_{mi} = \alpha \left[ V e \beta^{1/m} \left( \ln \frac{r_k}{r_a} \right)^{-1} \right]^{mk} \prod_{i=1}^k \left[ \ln \left( 1 + \frac{\bar{L}_e}{r - i\bar{L}_e} \right) \right]^m. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha_c$  учитывает поглощение электронов каскада в слое, т.е. определяет эффективность работы рыхлого диэлектрика и не зависит от разности потенциалов  $V$ . Действительно, в реальном процессе дрейфа и размножения электронов может иметь место неполный отбор электронов эмиссии. Тогда число электронов, участвующих в дальнейшем развитии каскада, определится не только эмис-

сионными свойствами монокристалла, но и конкретными условиями отбора (формой и взаимным расположением динодов, наличием закрытых пор и т.д.). Следовательно, эффективность работы слоя  $\alpha_d$  складывается из эффективностей работы  $\alpha_d$  каждого динода. Так как предполагается, что диноды являются монокристаллами, то влияние поля на коэффициент ВЭД ничтожно и в среднем  $\alpha_d$  можно считать одинаковым для всех динодов. Особенно сильно действие поля проявляется при неоднородных поверхностях, причем эта неоднородность может иметь различную природу (шероховатость поверхности, наличие открытых пор у пористых динодов, поле контактной разности потенциалов, поле зарядового пятна и т.д.).

При выводе формулы (4) пренебрегалась начальная энергия вторичного электрона. Основанием этому служили два обстоятельства: первое то, что эта энергия порядка 1-2 эВ [11], тогда как для эмиссии с  $\beta_m > 1$  необходимая энергия, приобретаемая вторичным электроном (при своем ускоренном движении между двумя динодами), должна быть больше потенциала ионизации вещества динода ( $\sim 10$  эВ). Второе — это относительно слабая зависимость между  $\beta_m$  и  $U$  ( $m = 0,5$ ).

Формула (4) приводится к удобному для анализа и практических расчетов виду, приняв  $\bar{L}_e / \tau_a \ll 1$ . При таком условии логарифм под знаком произведения можно разложить в ряд и ограничиться первым членом разложения. Получим:

$$\beta_m \approx \alpha_d \left\{ \left[ \sqrt{Ve} \beta^{1/m} \left( \ln \frac{\tau_k}{\tau_a} \right)^{-1} \right]^{\tau_a / \bar{L}_e} \frac{\Gamma(\tau_a / \bar{L}_e)}{\Gamma(\tau / \bar{L}_e)} \right\}^m, \quad (5)$$

где  $\Gamma(\tau_a / \bar{L}_e)$  и  $\Gamma(\tau / \bar{L}_e)$  гамма функции. Прологарифмировав (5) и заменив  $\ln \Gamma(\tau_a / \bar{L}_e)$  и  $\ln \Gamma(\tau / \bar{L}_e)$  своими асимптотиками [12], при

том же условии  $\bar{L}_e / \tau_a \ll 1$ , имеем:

$$\epsilon_u \approx \alpha \exp \left\{ \frac{m}{L_e} \left[ \tau \ell_n \frac{Q \bar{L}_e V}{\tau} - \tau_a \ell_n \frac{Q \bar{L}_e V}{\tau_a} \right] \right\}, \quad (6)$$

где  $Q = 2.72 \beta^{1/m} (\ell_n \frac{\tau_k}{\tau_a})^{-1}$ , а  $V$  - выражено в электронвольтах.

Из формулы (6) следует:

А.  $\epsilon_u$  растет с уменьшением  $\tau_a$ , следовательно, для получения больших коэффициентов вторичной эмиссии, при остальных неизменных параметрах, необходимо, по возможности, уменьшить радиус анодной проволоки.

Б. Существует оптимальное значение  $\tau_0$  (эффективная толщина слоя), при котором  $\epsilon_u$  наибольшее.

$$\tau_0 = V \beta^{1/m} \bar{L}_e \left( \ell_n \frac{\tau_k}{\tau_a} \right)^{-1} \quad (7)$$

На рис. 2 приведены расчетные кривые зависимости  $\epsilon_u$  от  $\tau$  при различных значениях потенциала  $V$ . Пунктирная прямая соответствует формуле (7).

Поведение кривых объясняется следующим образом: при  $\tau > \tau_0$  напряженность поля в рыхлом слое меньше, а следовательно, меньше и коэффициент ВЭЭ динодов этой области. При очень больших значениях  $\tau$ ,  $\epsilon_u$  становится меньше единицы и размножение становится невозможным. При  $\tau < \tau_0$  уменьшается число динодов в промежутке  $(\tau - \tau_a)$  и коэффициент эмиссии слоя также уменьшается.

В. Зависимость  $\epsilon_u$  от  $\bar{L}_e$  такого же характера, при:

$$\bar{L}_{e0} = V^{-1} \beta^{-1/m} \tau \left( \ell_n \frac{\tau_k}{\tau_a} \right) \left( \frac{\tau}{\tau_a} \right)^{\tau_a / (\tau - \tau_a)} \quad (8)$$

$\epsilon_{\text{ц}}$  принимает максимально возможное значение. На рис.3 приведена зависимость  $\epsilon_{\text{ц}}$  от  $\bar{L}_e^{-1}$  при разных значениях  $V$ . Пунктирная линия проведена в соответствии с (8). Существование оптимального значения  $\bar{L}_{e0}$  объясняется следующим образом: при  $\bar{L}_e < \bar{L}_{e0}$  уменьшается энергия, приобретаемая вторичным электроном на промежутке между двумя актами каскада, и коэффициент ВЭЭ динода может стать меньше единицы. При  $\bar{L}_{e0} < \bar{L}_e$  уменьшается количество динодов в промежутке  $(z - z_a)$ , что также приводит к уменьшению усиления всего слоя.

3. Поле цилиндрической формы реализуется в околоанодном пространстве диэлектрического детектора (ДД) частиц. Следовательно, формулу (4) можно применить для определения коэффициента усиления рабочего вещества ДД, находящегося внутри этой области.

Для этого необходимо определить максимальный радиус области, внутри которой поле можно считать цилиндрическим. Потенциал поля  $\Psi(x, y)$  в точке  $\{x, y\}$  рабочего объема ДД имеет вид [13]

$$\Psi(x, y) \approx C_0 V \ln \frac{\text{sh}^2 \frac{\pi L}{S} + \sin^2 \frac{\pi x}{S}}{\text{sh}^2 \frac{\pi y}{S} + \sin^2 \frac{\pi x}{S}} \quad (9)$$

(центр координатной системы расположен на оси анодной проволоки, ось  $x$  лежит в плоскости анодных проволок и перпендикулярна на проволокам, ось  $y$  направлена перпендикулярно анодной плоскости), где  $C_0 \approx [2 \ln(\text{sh}^2 \frac{\pi L}{S} / \text{sh}^2 \frac{\pi z_a}{S})]^{-1}$  - удельная ёмкость анодной проволоки, а  $L$ ,  $S$  и  $z_a$  - межэлектродный зазор, шаг и радиус анодных проволок, соответственно. Разлагая (9) в ряд, при

условии, что  $\pi x/s \ll 1$  и  $\pi y/s \ll 1$ , нетрудно убедиться, что для ДД с  $L = 200$  мкм,  $S = 250$  мкм.,  $r_a = 10$  мкм., с 10% точностью поле внутри области вокруг анодной проволоки радиусом  $r_c = 50$  мкм. ( $r_c = x_c^2 + y_c^2$ ), можно считать цилиндрическим. Потенциал поля области  $r \leq r_c$  равен  $\varphi(r) = \text{const} - 2C_0 \sqrt{\ln r/r_c}$ . С такой же точностью поле в области  $y_n = L - r_c = 150$  мкм будет однородным с потенциалом  $\varphi(y) = \text{const} - 2C_0 \sqrt{\pi y/s}$  ( $r_c \leq y \leq L$ ). Для краткости, рыхлый слой толщиной  $y_n$  будем называть "плоским", имея ввиду однородность поля в нем. Из тех же соображений слой радиусом  $r_c$  назовем "цилиндрическим".

Теперь работу детектора можно представить следующим образом. Проходящая через ДД первичная частица оставляет в веществе плоского слоя определенное количество электронов ионизации (электроны, оставленные первичной частицей в цилиндрическом слое пренебрегаются, так как количество вещества цилиндрического слоя на порядок меньше вещества плоского слоя). Часть этих электронов могут выйти в межэлектродное пространство, ускориться там и каскадно размножиться или же совершить дрейф. В результате, на внешнюю поверхность цилиндрического слоя будет эмиттировано определенное количество вторичных электронов  $\bar{n}$ , со стороны плоского слоя. Тогда в соответствии с (4) число электронов, собираемых на анодную проволоку ДД, будет  $\bar{N} = \bar{n} b_c$ .

3. Для проверки справедливости приведенного механизма дрейфа и размножения электронов в рыхлом диэлектрике, а также правомерности применения полученной формулы (4) по отношению к ДД, экспериментально были определены средние значения  $\bar{N}$  и  $\bar{n}$  при прохождении через рыхлый диэлектрик  $\alpha$  - частиц энергии 5,5 MeV и интенсивностью  $10^3$  част/см<sup>2</sup> с.

Значение  $\bar{N}$  определялось из амплитудных спектров ДД. Измерения проведены детектором с  $L = 200$  мкм,  $S = 250$  мкм,  $r_a = 10$  мкм, при значениях рабочего напряжения  $V_{раб} = 750$  В, 800 В, 850 В, 900 В. В этой области  $V_{раб}$  эффективность регистрации ДД составляла 100%. Рабочим веществом служил рыхлый (С5) плотностью 2%, относительно монокристалла. Как уже отметили, радиус цилиндрического слоя ДД приведенных размеров, составляет  $r_c \approx 50$  мкм. Постоянная времени интегрирования выходной цепи измерительной электроники составляла 20 нс, при значении переднего фронта сигнала ДД  $< 2$  нс. Поэтому можно было считать, что  $\bar{N} \approx \bar{A}C/e$ , - где  $\bar{A}$  - среднее значение амплитуды сигнала ДД при данном рабочем напряжении.  $C$  - эквивалентная ёмкость цепи съема сигнала, а  $e$  - заряд электрона.

На рис.4 приведена зависимость  $1/2 \bar{N}$  от  $V_{раб}$ . Коэффициент  $1/2$  учитывает то обстоятельство, что на цилиндрический слой ДД электроны собираются с двух плоских слоев, расположенных симметрично относительно анодной плоскости.

Для измерения  $\bar{n}$  применена методика и экспериментальная установка, аналогичная при исследовании УВЭЭ эмиттера из рыхлого диэлектрика в присутствии однородного электрического поля [14]. Вещество эмиттера, плотность вещества и его толщина (150 мкм) совпадали с плоским слоем ДД. Предполагалось, что при одинаковых значениях напряженности ускоряющего поля в эмиттере и в плоском слое ДД, число электронов, эмиттированных в вакуум, в первом случае, и собираемых на внешнюю поверхность цилиндрического слоя ДД, во втором, одинаково. Необходимая поправка была сделана только на прозрачность сетки ( $\approx 70\%$ ), с помощью которой создавалась напряженность поля в эмиттере УВЭЭ

Значение  $\bar{n}$  было определено из распределения числа вторичных электронов, измеренных при напряжениях ускоряющего поля в эмиттере  $E = (2,5; 2,7; 2,8; 3) \times 10^4$  В/см. Поле таких величин реализуется в плоском слое ДД при указанных выше значениях  $V_{раб.}$ . На рис.5 показана зависимость  $\bar{n}$  от  $E$ .

Составив отношения измеренных значений  $1/2\bar{N}$  и  $\bar{n}$  при соответствующих значениях рабочего напряжения ДД и напряженности ускоряющего поля в эмиттере УВЭЭ, получим зависимость коэффициента цилиндрического слоя ДД от рабочего напряжения (рис.6).

4. Из формулы (4) видно, что  $\ln \beta_{\alpha}$  линейно растет с ростом  $\ln V_{раб.}$ . При этом угловой коэффициент зависит от среднего свободного пробега электронов эмиссии ( $m_k = m(2-2_{\alpha})/\bar{L}_e$ ). Следовательно, данные рис.6, построенные в логарифмическом масштабе, должны находиться на прямой. Действительно, из рис.7 видно, что экспериментальные точки ложатся на прямую, проведенную методом наименьших квадратов. Определение угла наклона прямой дало для среднего свободного пробега вторичных электронов значение  $\bar{L}_e \approx 3$  мкм (у разных авторов значение  $\bar{L}_e$  при УВЭЭ из рыхлых диэлектриков оценивается величиной от 1 мкм до 10 мкм). Подставляя полученное значение  $\bar{L}_e$  в формулу (6) для  $\alpha$  получим значение  $\alpha_{\alpha} = 0,01$ . Принимая во внимание, что на цепи каскада длиной  $2_{\alpha} - 2_{\alpha} = 40$  мкм имеется  $K = 13$  динодов, для эффективности работы каждого динода получим  $\alpha_d = \alpha^{1/13} \approx 0,7$ . Таким образом, внутри рыхлого диэлектрика вместо коэффициента ВЭЭ  $\beta_m$  действует эффективный коэффициент  $\beta_{эфф.} = \alpha_d \beta_m^{13} [15]$ .

Так как  $\alpha_d$ ,  $\beta$  и  $\bar{L}_e$  являются характеристиками самого рыхлого диэлектрика, то разумно считать, что они остаются неизмен-

ными и для плоского слоя. Тогда для этого слоя при  $E = 3 \times 10^4$  В/см, получим  $\epsilon_{\text{эфф}} \approx 0,95$ , т.е. в плоском слое ДД происходит только дрейф электронов. Действительно, полученное значение  $\bar{n}$  (рис.5) можно объяснить только дрейфом электронов, образованных  $\alpha$  - частицей в веществе диэлектрика. Интенсивное лавинообразование в плоском слое начинается при значении  $E \approx 3,5 \times 10^4$  В/см, которому соответствует рабочее напряжение ДД  $V_{\text{раб}} \approx 1050$  В. Следовательно, в рассматриваемой области  $V_{\text{раб}} = (750 - 900)$  В коэффициент усиления ДД практически совпадает с коэффициентом эмиссии цилиндрического слоя и составляет  $\sim 10^3$ .

Автор благодарит А.Ц.Аматуни и Г.А.Вартапетяна за внимание к работе и выражает свою признательность М.П.Лорикяну за ценные замечания, Р.А. Астабатьяну, А.Г.Ахперджяну, Р.Л.Кавалову за обсуждение статьи, В.Г.Гаваляну за помощь в измерениях.

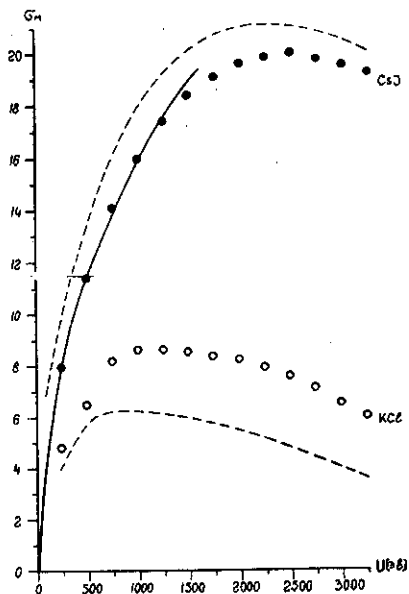


Рис. I

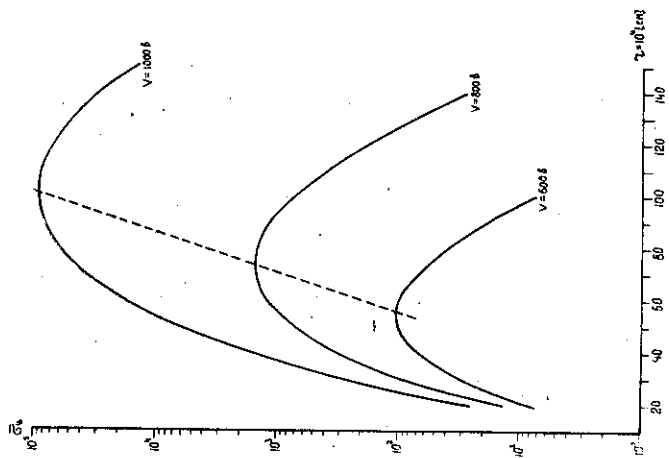


Рис. 2

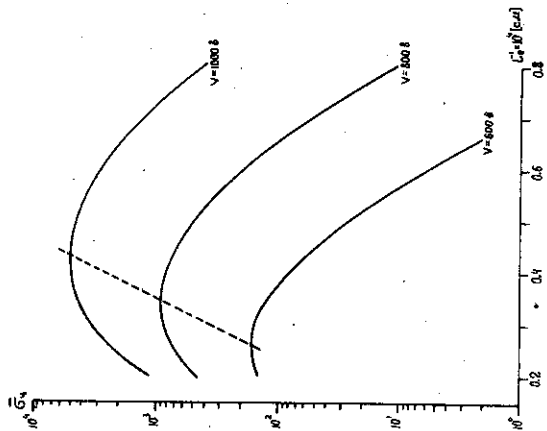


Рис. 3

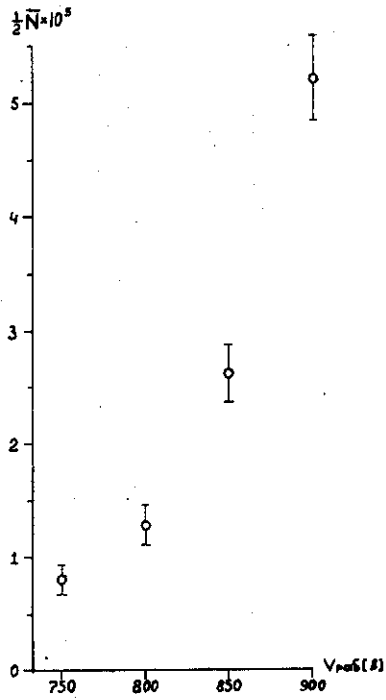


Рис. 4

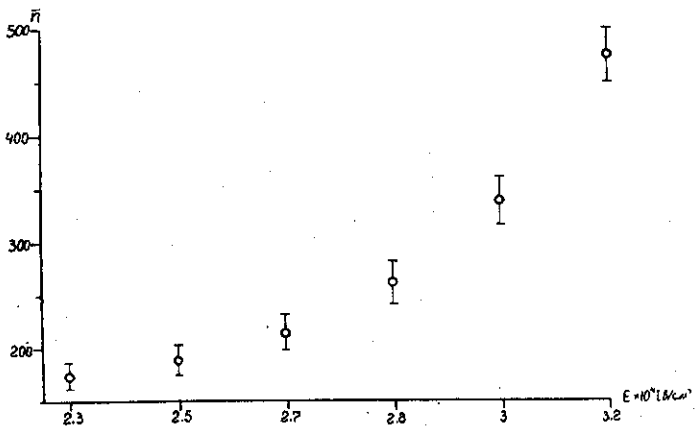


Рис. 5

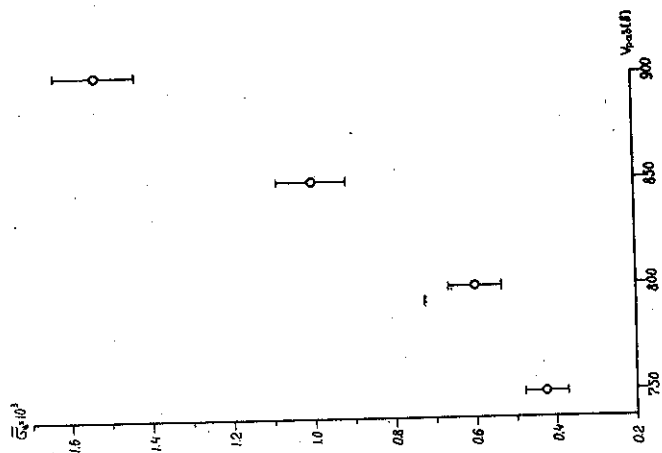


Рис. 6

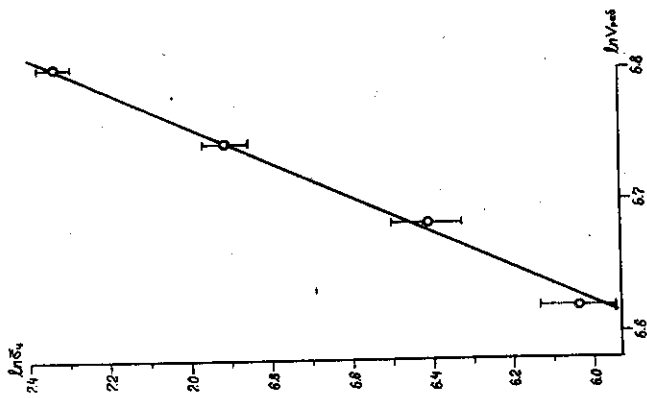


Рис. 7

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Зависимость коэффициента  $\beta_{336_m}$  монокристалла CsJ от энергии  $U$  падающего на его поверхность электрона.
- Рис.2 Зависимость коэффициента эмиссии  $\beta_{\alpha}$  рыхлого диэлектрика находящегося в электрическом поле цилиндрической формы, от радиуса слоя  $r$ . Кривые рассчитаны по формуле (6) при  $\beta = 0,35$ ,  $\alpha_{\alpha} = 1$ ,  $m = 0,5$ ,  $r_k = 470$  мкм,  $r_a = 10$  мкм,  $\bar{L}_e = 3$  мкм. Пунктирная прямая проведена в соответствии с формулой (7).
- Рис.3 Зависимость коэффициента эмиссии  $\beta_{\alpha}$  рыхлого диэлектрика находящегося в электрическом поле цилиндрической формы, от обратной величины среднего свободного пробега электронов  $\bar{L}_e$ . Кривые рассчитаны по формуле (6) при  $\beta = 0,35$ ,  $\alpha_{\alpha} = 1$ ,  $m = 0,5$ ,  $r_k = 470$  мкм,  $r_a = 10$  мкм,  $r_{\alpha} = 50$  мкм. Пунктирная прямая проведена в соответствии с формулой (8).
- Рис.4 Зависимость среднего числа вторичных электронов  $\bar{N}$ , собираемых на анодную проволоку, от величины рабочего напряжения ДД  $V_{раб}$ . Рабочее вещество CsJ плотностью 2%.
- Рис.5 Зависимость среднего числа эмиттированных в вакуум электронов  $\bar{n}$  от величины однородного ускоряющего электрического поля  $E$  внутри эмиттера из рыхлого CsJ плотностью 2%.
- Рис.6 Зависимость коэффициента эмиссии  $\beta_{\alpha}$  цилиндрического слоя ДД от величины рабочего напряжения  $V_{раб}$ .
- Рис.7 Зависимость логарифма коэффициента эмиссии  $\ln \beta_{\alpha}$  цилиндрического слоя ДД от величины логарифма рабочего напряжения  $\ln V_{раб}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лорикян М.П., Кавалов Р.Л., Трофимчук Н.Н. и др. Управляемая вторичная электронная эмиссия и некоторые возможности ее использования в детекторах частиц. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1972, т.16, вып.7, с.118-121.
2. Лорикян М.П., Кавалов Р.Л., Трофимчук Н.Н. Исследование аномальной вторичной эмиссии при высоких энергиях. Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, вып.6, с.320-324.
3. Трофимчук Н.Н., Лорикян М.П., Кавалов Р.Л. и др. О механизме управляемой вторичной электронной эмиссии. ЖЭТФ, 1975, т.69, вып.2(8), с.639-645.
4. Арванов А.Н., Ахперджян А.Г., Гавалян В.Г. и др. О статистике управляемой вторичной электронной эмиссии при прохождении  $\alpha$  - частиц. РЭ, 1982, т.27, № 1, с.163-169.
5. Gukasian S.M., Kavalov R.L., Lorikian M.P. A Dielectric Particle Detector. Preprint EFI - 280(5)-78 p.8.
6. Гукасян С.М., Кавалов Р.Л., Лорикян М.П. и др. Диэлектрический детектор заряженных частиц с рабочим веществом. ИТЭ, 1981, № 4, с.47-49.
7. Gukasian S.M., Kavalov R.L.L., Lorikian M.P. et al. Investigation of the Dielectric Particle Detector /NIM 1979 vol.167, N.3, p.427-436/.
8. Гавалян В.Г., Гукасян С.М., Кавалов Р.Л. и др. Исследование некоторых свойств диэлектрического детектора частиц. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1981, т.16, вып.2, с.114-119.
9. Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений. /Под редакцией Б.Кейзена 1978, т.1, с.335

10. Гамоянова М.В., Летунов Н.А. Вторичная электронная эмиссия щелочногалогидных соединений. - ФТТ, 1965, т.7, вып.2, с.394-399.
11. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969, с.407.
12. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977, с.340.
13. Алексеев Г.Д., Калинина Н.А., Крутлов В.В., Д.М.Хазинс. О точности пространственного расположения и натяжении проволочных электродов в пропорциональных камерах. ПТЭ, 1978, № 4, с.47-54.
14. Лорикян М.П., Кавалов Р.Л., Трофимчук Н.Н. Исследование управляемой вторичной электронной эмиссии при прохождении  $\alpha$ -частиц. - Препринт ВВИ-40(73), Брест 1973.
15. Шульман А.Р., Фридрихов С.А. Вторичноэмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977, с.551.

Рукопись поступила 14 февраля 1983 г.

Редактор Л.П.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

---

Заказ 129 ВФ- 04361 Тираж 250

Препринт ЕФИ Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 19/У-83г. 1,0 уч.-изд.л. Ц. 15 к.

---

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института Ереван 36, Маркаряна 2



индекс 3624