

SU7605163

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԻՆԻ ՄԱՍԻՆ  
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ-131(75)

Մ.Ս. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Ր.Լ. ԿԱՎԱԼՈՎ, Ն.Ն. ԿՐՈՖԻՄՉՈՒԿ,  
Ա.Ն. ԱՐՎԱՆՈՎ, Վ.Գ. ԳԱՎԱԼՅԱՆ

ՄԵԽԱՆԻԶՄ ՍԻՆՏԵՆԱԿԱՆ ԱՐԿԱՆԻՍՏԻՄ  
ՎՏՐԻԿՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԱԿԱՆ ԷՄԻՍՍԻՆ  
ՕՏ ՕԴԻՆՈՇՆԱԿԱՆ ԿՐՏԻՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՈՒՄ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-131(75)

М.П.ЛОРИКЯН, Р.Л.КАВАЛОВ, Н.Н.ТРОФИМЧУК  
А.Н.АРВАНОВ, В.Г.ГАВАЛЯН

МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ УПРАВЛЯЕМОЙ ВТОРИЧНОЙ  
ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ОТ ОДИНОЧНЫХ БЫСТРЫХ  
ЭЛЕКТРОНОВ

Ереван 1975

© *Ереванский физический институт, 1975*

В работах [1,2,3,4,5] мы сообщали о явлении управляемой вторичной электронной эмиссии (УВЭЭ) из рыхлых диэлектрических плёнок, находящихся в сильном электрическом поле  $E \sim 10^4 \div 10^5$  в/см, при прохождении быстрых первичных электронов.

Средний коэффициент вторичной эмиссии УВЭЭ  $\bar{\delta}$  достигал значений  $\bar{\delta} \approx 10$  при облучении плёнок пучком первичных электронов ( $E_p = 50$  Мэв) и  $\bar{\delta} \approx 230$  при прохождении через плёнки одиночных электронов с энергией  $E_p \approx 0.7 \div 2$  Мэв.

Величина предельного значения  $\bar{\delta}$  ограничивалась нестабильностью эмиссии из-за локальных электрических пробоев плёнок при  $E > E_{\text{критич.}}$

В работах [4,5] мы показали, что высокие значения  $\bar{\delta}$  для УВЭЭ в существенной мере определяются пористостью диэлектрического слоя и не зависят от материала подложки.

Авторы работы [6], исследуя аномальную вторичную эмиссию, сделали предположение, что в пористой плёнке, как и в газе, под действием сильного электрического поля возникает самостоятельный разряд Таунсенда, и многие последующие исследования подтвердили правомерность подобной интерпретации для аномальной вторичной эмиссии (см. например, литературу в работе [7]).

В настоящей работе сделана попытка сопоставить с механизмом усиления в разряде Таунсенда полученные

нами данные по УВЭЭ при прохождении быстрых одиночных электронов.

### 1. Предварительные замечания

Сформулируем соображения, позволяющие сопоставить механизм несамостоятельного разряда в газе с усиленной полем УВЭЭ на прострел.

Проводя внешнюю аналогию с разрядом Таунсенда, можно представить

$$\bar{b} = \exp(\alpha x), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — количество внутренних вторичных электронов, образуемых одним электроном лавины на единице пути, а величина  $x$  представляет собой среднюю глубину зарождения лавины в диэлектрической плёнке.

Однако в случае эмиссии на прострел соотношение (1) становится приближенным, так как начальные электроны в следе частицы распределяются равномерно, и их пути в лавине, равные расстоянию от места возникновения электрона в следе до положительного электрода, различны.

Наблюдаемая в этом случае эмиссия будет суперпозицией лавин, т.е.

$$\bar{b} = \int_0^d e^{\alpha x} dx = \frac{1}{\alpha} (e^{\alpha d} - 1), \quad (2)$$

где  $d$  — толщина диэлектрической плёнки.

Согласно [6] выразим  $\alpha$  через напряженность электрического поля  $E$ :

$$\alpha = A \exp\left(-\frac{164 U_i}{\lambda e E}\right), \quad (3)$$

где  $A \approx \text{const}$ ,  $U_i$  - потенциал ионизации,  $\mathcal{L}_e$  - средняя длина свободного пробега вторичного электрона. Тогда

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{A \exp\left(-\frac{1.64 U_i}{\mathcal{L}_e E}\right)} \left\{ \exp\left[d A \exp\left(-\frac{1.64 U_i}{\mathcal{L}_e E}\right)\right] - 1 \right\} \quad (4)$$

Сложный вид функции (4)  $\bar{\sigma} = f(E)$  не позволяет произвести прямой анализ и оценить  $\mathcal{L}_e$  подобно тому, как это сделано в работе [6].

Но значение величин  $\mathcal{L}_e$  и  $A$  можно определить в нашем случае, воспользовавшись последовательно соотношениями (2) и (3).

Для этого представим выражение (2) в виде графика для данного значения толщины диэлектрической плёнки  $d$ . Из этого графика мы можем определить значения  $\alpha$ , соответствующие экспериментально измеренным величинам  $\bar{\sigma}_{\text{эксп}}$ . Так как  $\bar{\sigma}_{\text{эксп}}$  однозначно зависит от поля  $E$ , мы можем теперь сопоставить значение  $E$  и  $\alpha$ .

Таким образом, предлагаемый способ позволяет простым путем связать  $\alpha$  с экспериментальными значениями  $E$  и, воспользовавшись выражением (3), определить  $\mathcal{L}_e$ . Прологарифмировав выражение (3), мы получим линейное уравнение  $\ln \alpha$  от  $E^{-1}$ , причем угловой коэффициент этой прямой, равный  $-\frac{1.64 U_i}{\mathcal{L}_e}$ , определяет величину  $\mathcal{L}_e$  при известном значении  $U_i$ , а пересечение прямой с осью  $\ln \alpha$  даст оценку  $\ln A$ .

Независимо от описанного выше метода величину  $\mathcal{L}_e$  можно определить из энергетического распределения вторичных электронов [6].

Предполагая, что энергетическое распределение вторичных электронов, покинувших поверхность диэлектрической плёнки, идентично распределению вторичных электронов внутри слоя диэлектрика, можно написать [6]:

$$\bar{W}_e = \left(\frac{3}{32}\right) \pi L_e e E \approx e E L_e, \quad (5)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $\bar{W}_e$  - средняя по спектру энергия вторичных электронов.

## 2. Методика измерений

Исследование УВЭЭ проводилось на плёнках  $KCl$  плотностью ~2% от нормальной плотности при толщинах 50, 100, 200, 300 и 400 мкм.

Плёнки напылялись в атмосфере аргона на подложки из фольги ( $Al$ , толщина 7 мкм). Техника напыления описана в работах [8,9].

Для измерений была применена методика, позволяющая исследовать УВЭЭ при прохождении быстрых одиночных электронов и описанная в работах [3,10].

Схематический вид установки представлен на рис. 1.

Исследуемая плёнка находилась в модуле, состоящем из оправки 4 с закрепленной на ней подложкой и двух мелкоструктурных сеток с высокой прозрачностью. Управляющая сетка 5 касалась поверхности плёнки, и на нее подавался положительный, относительно подложки, потенциал  $V_c$ , определяющий напряженность электрического поля  $E$  в пленке.

Сетка 6 служила только для анализа энергетических спектров вторичных электронов методом задерживающего плоского электрического поля, которое создавалось при подаче на сетку 6 потенциала  $V_3$ , отрицательного относительно управляющей сетки 5. При этом снимались кривые задержки, т.е. зависимость интенсивности счета актов эмиссии от потенциала  $V_3$ .

Первичные электроны от источника  $S_2^{90} - Y^{90}$ , прошедшие сквозь исследуемую плёнку  $KCl$ , регистрировались сцинтилляционным счетчиком 2 и по энергетическим

делению в нем отбирались первичные электроны с энергией  $E_p > 0.7$  Мэв, т.е. регистрировались случаи только с минимальной ионизацией в плёнке.

Эмиттированная из плёнки группа вторичных электронов фокусировалась и ускорялась системой электростатической фокусировки и направлялась на сцинтилляционный детектор 3 с кристаллом антрацена, причем регистрация каждого акта эмиссии производилась в совпадении с быстрым первичным электроном.

Число эмиттированных вторичных электронов определялось по суммарному энерговыделению всей группы ускоренных вторичных электронов в детекторе 3. За средний коэффициент вторичной эмиссии  $\epsilon_{\text{экс}}$  принималось отношение полного числа вторичных электронов к числу первичных, прошедших через плёнку, и имеющих энергию  $E_p > 0.7$  Мэв.

Р Блок-схема применявшейся в измерениях электроники представлена на рис.2. Сигнал с ФЭУ-2 типа 150А УР поступает на предусилитель-формирователь  $ND-204$ , затем на основной усилитель  $C42$  и далее на вход амплитудного анализатора  $DIDAC-4000$ . Сигнал с ФЭУ-1 типа ФЭУ-36 поступает на вход дискриминатора-формирователя  $TR-204A$  с регулируемым порогом. При установленном пороге дискриминации выходной сигнал дискриминатора появляется только, если быстрый первичный электрон выделяет в сцинтилляторе детектора 2, рис.1, энергию более 0.7 Мэв.

После соответствующей задержки и формирования по амплитуде и длительности этот сигнал поступает на вход блока совпадений анализатора. С параллельного выхода дискриминатора импульсы поступают также на пересчетный прибор ПП-9, который регистрирует число первичных электронов с  $E_p > 0.7$  Мэв, прошедших сквозь эмиттер. Второй пересчетный прибор ПП-9 регистрирует число импульсов детектора 3, рис.1, прошедших в анализатор через воротную схему, управляемую блоком совпадений.

Амплитудное распределение импульсов с детектора 3, рис.1, записанное анализатором, соответствует полному энерговыделению групп вторичных электронов в детекто -

ре 3 и после соответствующей калибровки всего тракта позволяет перейти к распределению по числу эмиттированных вторичных электронов  $P(n)$ , из которого затем вычисляется средний коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\bar{\sigma}_{\text{экс}}$ .

На рис.3 представлен начальный участок амплитудного распределения импульсов с детектора 3. Пики соответствуют регистрации групп из одного, двух и трех вторичных электронов. Дальнейший ход распределения гладкий, т.е. энергетическое разрешение недостаточно для разделения групп, состоящих из 4, 5 и т.д. вторичных электронов. Метод обработки таких спектров с перекрывающимися пиками изложен в работе [3]. Там же описана процедура калибровки.

При измерении кривых задержки регистрировалась интенсивность счета актов эмиссии независимо от числа вторичных электронов в группе. В этом случае выходной сигнал предусилителя  $ND-204$  (пунктирная линия рис.2) подавался через формирователь  $TR-204$  на блок совпадений  $C144/N$ , на ту же схему приходил воротный импульс, сформированный в блоке  $GP-100$  сигналом с ФЭУ-1, а число совпадений регистрировалось пересчетным прибором ПП-9.

Избранная методика измерений позволила получить для одной и той же плёнки как средние значения коэффициента эмиссии  $\bar{\sigma}_{\text{экс}}$  при ступенчато-нарастающих величинах электрического поля  $E$ , так и семейство кривых задержки для тех же значений поля  $E$ .

Отметим, что в таком объеме измерения были выполнены для плёнок толщиной 100 мкм, а для плёнок другой толщины исследовалась только зависимость  $\bar{\sigma}_{\text{экс}} = f(E)$ , в этом случае плёнки помещались в модуль только с одной управляющей сеткой.

Во время измерений в установке поддерживался вакуум не хуже  $10^{-7}$  торр при непрерывной откачке титановым магниторазрядным насосом.

### 3. Результаты измерений

На рис.4 представлены экспериментальные кривые, иллюстрирующие зависимость величины коэффициента  $\beta_{\text{экс.}}$  для УВЭЭ от напряженности электрического поля  $E$  при различной толщине плёнки. Как видно из кривых, эмиссия начинает значительно возрастать при  $E > 10^4$  в/см, причем для более толстых плёнок это нарастание проявляется сильнее и предельные значения  $\beta$  (выше которых эмиссия нестабильна из-за локальных электрических пробоев плёнок) достигаются при меньшей напряженности поля  $E$ .

На рис.5 представлены экспериментальные кривые задержки вторичных электронов для плёнки КСЦ толщиной 100 мкм при разных значениях напряженности поля  $E$ .

Выход кривых на плато с уровнем, отличным от нулевого, объясняется слабой вторичной электронной эмиссией из самой задерживающей сетки при попадании в нее быстрых первичных электронов от источника  $S_2^{90} - Y^{90}$ . Как видно из кривых, практически полная задержка вторичных электронов происходит при потенциалах  $V_3$  намного меньших, чем соответствующий для каждой кривой потенциал управляющей сетки  $V_c$ .

Этот факт свидетельствует о том, что при данной толщине и плотности плёнки КСЦ практически полностью исключена возможность свободного прохождения вторичных электронов сквозь всю толщину диэлектрической плёнки, т.е. отсутствуют сквозные поры.

На рис.6 приведены кривые  $F(W_e)$  -распределения вторичных электронов по энергии, которая соответствует нормальной к поверхности плёнки составляющей скорости электронов.

Эти кривые построены путем графического дифференцирования кривых задержки, представленных на рис.5. Функция  $F(W_e)$  подобна максвелловскому распределе-

нию, и с возрастанием напряженности поля  $E$  в плёнке её максимум смещается в сторону более высоких значений  $W_e$ .

На рис.7 представлен так же найденный графическим дифференцированием кривой задержки энергетический спектр вторичных электронов  $F(W_e)$  для случая эмиссии из той же плёнки  $KCl$ , когда управляющая сетка была замкнута накоротко с подложкой и напряженность электрического поля в диэлектрике равнялась нулю. Вносимые при этом в спектр искажения из-за эмиссии от управляющей сетки незначительны вследствие её прозрачности ( $\sim 88\%$ ) и значительно более низкого коэффициента эмиссии у металлов по сравнению с  $KCl$  при  $E_p \sim 1$  Мэв [11,12]. Максимум кривой  $F(W_e)$  приходится на энергию  $W_{em} \sim 1,5 \div 1,6$  эв., а основная доля спектра лежит в области энергии  $W_e = 0 \div 10$  эв. Эти результаты согласуются с имеющимися в литературе [13] данными по энергетическому спектру истинно-вторичных электронов для монокристалла  $KCl$ , ( $W_{em} \approx 1,5$  эв,  $W_e = 0 \div 10$  эв), которые были получены при энергии первичных электронов  $E_p \approx 2$  кэв. Авторы работы [13] указывают, что для диэлектриков с высоким коэффициентом вторичной эмиссии форма спектра истинно-вторичных электронов перестает изменяться с ростом энергии первичных электронов, начиная с  $E_p \approx 1,5 \div 2$  кэв.

#### 4. Анализ экспериментальных результатов и обсуждение.

Из результатов измерений можно извлечь важные аргументы в пользу правомерности предположения о лавинном механизме усиления УВЭЭ.

Сильное возрастание эмиссии в области  $E > 10^4$  в/см, рис.4, можно объяснить тем, что по мере увеличения напряженности поля  $E$  начинает доминировать процесс лавинного размножения ускоренных в порах диэлектрика

вторичных электронов.

Этот процесс имеет каскадный характер, и с увеличением толщины диэлектрического слоя число эффективных каскадов растет. Поэтому в более толстых плёнках достигаются более высокие значения  $\bar{\sigma}_{\text{экс.}}$  при равной напряженности электрического поля  $E$ . Произведем анализ эмиссионных кривых рис.4, в предположении о лавинном механизме усиления эмиссии.

Для того, чтобы воспользоваться теорией, необходимо найти связь между  $\alpha$  и экспериментальными значениями напряженности поля  $E$ . С этой целью для заданных экспериментальных значений  $\bar{\sigma}_{\text{экс.}}$  рис.4, находим соответствующие величины  $\alpha$  из семейства кривых рис.8, для каждой толщины пленки  $d$ .

Затем из графиков рис.4, определим значения  $E$  для тех же величин  $\bar{\sigma}_{\text{экс.}}$ . Эти значения  $E$  будут однозначно соответствовать найденным, как это описано выше, величинам  $\alpha$ .

Построим график зависимости  $\ln d$  от  $E^{-1}$  для каждой толщины плёнки. Эти графики представлены на рис.9-12. Пунктирные прямые на рис.9 и 10 указывают коридор среднеквадратичных ошибок в определении положения и наклона экстраполирующей прямой из-за неточности измерения толщины диэлектрической плёнки  $\Delta d = \pm 5$  мкм.

При толщинах 200 и 400 мкм, рис.11 и 12, дополнительный вклад в ошибку наклона экстраполирующих прямых вносит разброс экспериментальных точек. Прямые построены методом наименьших квадратов.

Определив угловой коэффициент этих прямых и приняв для  $K_{\text{св}} e_{\text{и}} \approx 10$  эв, оценим величину  $L_e$  для каждой толщины плёнки. Значения  $L_e$  приведены в таблице 1.

Для плёнки  $K_{\text{св}}$  толщиной 100 мкм величину  $L_e$  можно оценить независимым методом из энергетических спектров, построенных по экспериментальным кривым задержки.

Расчеты, выполненные по формуле (5), для значений

$\bar{W}_e$ , найденных из семейства спектров рис.6, дали усредненную величину  $L_e \approx 10 \pm 1,5$  мкм, которая хорошо согласуется с результатом оценки  $L_e$  из эмиссионной кривой для того же эмиттера, см. таблицу.

Таким образом, вся совокупность приведенных экспериментальных данных позволяет утверждать, что для наблюдавшейся УВЭЭ из пористого диэлектрика эффект лавинообразного размножения вторичных электронов в порах плёнки играет важную роль, а соотношение (4) правильно отражает зависимость величины усредненного коэффициента эмиссии  $\bar{\beta}$  от поля  $E$  при достаточно больших напряженностях электрического поля.

Однако пористость слоя диэлектрика и сильное электрическое поле в нем не являются достаточным условием для достижения высоких значений  $\bar{\beta}$ .

Для эффективного лавинообразования необходимо, чтобы у диэлектрика был достаточно низкий первый критический потенциал (для КСЭ эта величина  $\sim 10$  в.), иначе энергия электронов, ускоренных полем в порах диэлектрика, будет недостаточна для размножения этих электронов [14].

Это положение наглядно иллюстрирует зависимость  $\bar{\beta}$  от толщины пористой плёнки при нарастающих значениях поля  $E$  рис.13.

Как видно из кривых, коэффициент  $\bar{\beta}_{\text{экс}}$  начинает расти как экспонента от  $d$  при напряженности поля  $E > 10^4$  в/см, так как при среднем свободном пробеге  $L_e \sim 10$  мкм и первом критическом потенциале  $\sim 10$  в вторичные электроны смогут набрать энергию, необходимую для размножения в плёнке, только в поле  $E > 10^4$  в/см.

На рис. 14 представлен качественно ход кривых  $\bar{\beta} = f(d)$  при напряженностях поля  $E$  вблизи  $E = 10^4$  в/см. Эти кривые получены из начального участка семейства кривых рис.4. При некоторой напряженности поля  $E \approx 1,15 \cdot 10^4$  в/см, средний коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\bar{\beta}$  линейно растет с толщиной слоя  $d$ , а при меньших и больших напряженностях поля  $E$  наблю-

дается, соответственно, насыщение  $\bar{G}$  с толщиной слоя или экспоненциальный рост  $\bar{G}$ .

Рассмотрим теперь особенности выхода вторичных электронов из стенок пор. При отсутствии электрического поля для описания этого процесса можно привлечь механизм выхода вторичных электронов из кристаллической решетки щелочно-галогидных соединений [13]. Как указывают авторы работы [13], выход вторичных электронов сильно облегчается в диэлектриках с низким значением электронного сродства  $\chi$ , а в энергетическом спектре истинно-вторичных электронов у таких диэлектриков имеется значительная доля электронов с энергиями  $\sim \chi$  эв.

Полученный нами энергетический спектр истинно-вторичных электронов для  $KCl$  в отсутствие поля  $E$  при энергии  $E_p = 0,7 \pm 0,2$  Мэв, рис.7, указывает на низкое значение электронного сродства. Следует полагать, что это способствует увеличению коэффициента вторичной эмиссии при УВЭЭ в пористой плёнке  $KCl$ .

Щелочно-галогидные соединения  $CsI$  и  $CsBr$ , у которых электронное сродство  $\chi = 0,1-0,2$  эв, проявляют более высокие по сравнению с  $KCl$  вторично-эмиссионные характеристики [15], причем для  $CsI$  это подтверждается экспериментально как для обычной, так и для усиленной полем вторичной электронной эмиссии [16,17].

При рассмотрении механизма УВЭЭ из пористых диэлектрических плёнок необходимо также учесть и влияние сильного электрического поля на выход вторичных электронов из стенок пор. Авторы работы [18], рассматривая этот процесс применительно к очень тонким ( $\leq 10^{-5}$  см) плотным плёнкам диэлектрика (в нашем случае это могут быть стенки между порами) показали, что сильное электрическое поле будет оказывать влияние, увеличивая как число образованных в плёнке внутренних истинно-вторичных электронов, так и ту долю из них, которая будет эмиттирована из плёнки. Однако деталь-

ный количественный анализ производился только для случая, когда первичная частица крайне релятивистская, а поле в плёнке  $E \geq 10^5 \div 10^6$  в/см.

Следует также указать и на один эффект, связанный с конструктивными особенностями исследуемых эмиттеров.

Поскольку в качестве положительного (относительно подложки) электрода применялась мелкоструктурная управляющая сетка, то электрическое поле, в котором находилась диэлектрическая плёнка, было не совсем однородным, в ячейках сетки поле "провисало". Естественно, это "провисание" поля зависит от соотношения толщины плёнки  $d$  и размера ячеек сетки  $\ell$ .

В итоге эффективное поле в области ячеек будет несколько ниже расчетного поля  $E = \frac{V_c}{d}$ . В настоящей работе при всех толщинах плёнок применялась управляющая сетка с ячейками  $\ell \approx 200$  мкм, т.е. значения  $\ell$  и  $d$  сравнимы по величине, и эффект "провисания" поля может сказаться, особенно при  $d = 50$  мкм. Если подобные эмиттеры будут простреливаться не одиночными частицами, а пучком, то эффект "провисания" поля проявится значительно меньше, так как под воздействием пучка будет происходить зарядка поверхности диэлектрической плёнки в области ячеек сетки. При наличии достаточно сильного внешнего отсасывающего электрического поля, зарядка поверхности плёнки может привести к тому, что эффективное поле в области ячеек станет даже выше расчетного  $E = \frac{V_c}{d}$ , и этот процесс будет ограничиваться поверхностной проводимостью плёнки.

Обращаясь к эмиссионным кривым для эмиттеров, близким по толщине (90 и 100 мкм) и идентичным по размеру ячеек ( $\ell \sim 400$  мкм) и плотности ( $\rho \sim 2\%$ ) в работах [21] и [2], мы действительно обнаруживаем сдвиг эмиссионной кривой в сторону меньшей расчетной напряженности поля  $E$  при облучении эмиттера под пучком по сравнению с аналогичной эмиссионной кривой при прохождении сквозь эмиттер одиночных быстрых электро-

нов. Этот сдвиг качественно согласуется с приведенным выше рассмотрением.

В заключение следует отметить, что лавинное усиление и достаточно высокая энергия эмиттированных при УВЭЭ вторичных электронов, рис.6, позволяют надеяться, что подобные эмиттеры могут найти применение в новых быстрых трековых детекторах частиц [7,19,20].

Наличие широкого спектра начальных скоростей вторичных электронов приведет к разбросу времени пролета, если подобные эмиттеры будут применены в детекторах частиц с элементами электронной оптики, однако этот разброс можно значительно уменьшить, создавая в детекторе достаточно сильное фокусирующее электрическое поле.

Если  $\Delta V_0$  -разброс начальных скоростей электронов, то разность времени пролета промежутка с однородным электрическим полем  $E$ :

$$\Delta t = \frac{m \Delta V_0}{e E},$$

где  $m$ ,  $e$  - масса и заряд электрона. Эта зависимость вполне применима и для более сложных конфигураций электрического поля.

Таким образом, в нашем случае при начальных энергиях вторичных электронов  $W_e \approx 0 + 100$  эв. разброс времени пролета становится равным  $\Delta t \approx 0.1$  нсек уже при  $E \approx 3 \cdot 10^3$  в/см, а такая напряженность поля практически вполне приемлема для электронно-оптических систем.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность А.Ц.Аматуни за содействие и постоянный интерес к работе, а также А.М.Звереву и В.Я.Яралову за большую помощь, оказанную при обработке результатов.

Подписи к рисункам

- Рис.1 Схематический вид установки для исследования вторичной электронной эмиссии на прострел от одиночных быстрых электронов.
- Рис.2 Блок-схема электроники.
- Рис.3 Амплитудное распределение импульсов с детектора 3, рис.1, при низком значении коэффициента эмиссии  $\bar{\sigma}$  эксп.
- Рис.4 Семейство кривых, определяющих зависимость среднего коэффициента вторичной электронной эмиссии  $\bar{\sigma}$  эксп. при УВЭЭ из пористых плёнок КСЭ различной толщины:  
1 -  $d = 50$  мкм, 2 -  $d = 100$  мкм, 3 -  $d = 200$  мкм, 4 -  $d = 400$  мкм.  
E - напряженность электрического поля в плёнке.
- Рис.5 Семейство кривых задержки вторичных электронов для пористой плёнки КСЭ  $d = 100$  мкм при различной напряженности поля E : 1 - E =  $2 \cdot 10^4$  в/см, 2 - E =  $3 \cdot 10^4$  в/см, 3 - E =  $4 \cdot 10^4$  в/см;  $V_3$  - потенциал задерживающей сетки. N - интенсивность счета актов эмиссии.
- Рис.6 Энергетические спектры вторичных электронов для пористой плёнки КСЭ  $d = 100$  мкм, полученные графическим дифференцированием кривых задержки, рис.5.  
1 - E =  $2 \cdot 10^4$  в/см, 2 - E =  $3 \cdot 10^4$  в/см, 3 - E =  $4 \cdot 10^4$  в/см.  
Спектры нормированы на максимальное значение.

Рис.7 Энергетический спектр вторичных электронов для пористой плёнки КСℓ  $d = 100$  мкм, когда напряженность электрического поля  $E = 0$ . Спектр нормирован на максимальное значение.

Рис.8 Семейство теоретических кривых, определяющих зависимость среднего коэффициента эмиссии  $\bar{\alpha}$  от величины  $\alpha$  - количества внутренних вторичных электронов, образуемых одним электроном лавины на 1 см. пути.

1 -  $d = 50$  мкм,            2 -  $d = 100$  мкм,  
3 -  $d = 200$  мкм,        4 -  $d = 400$  мкм.

Рис.9  $\ln \alpha$  как функция  $1/E$  для пористой плёнки КСℓ  $d = 50$  мкм.

Рис.10  $\ln \alpha$  как функция  $1/E$  для пористой плёнки КСℓ  $d = 100$  мкм.

Рис.11  $\ln \alpha$  как функция  $1/E$  для пористой плёнки КСℓ  $d = 200$  мкм.

Рис.12  $\ln \alpha$  как функция  $1/E$  для пористой плёнки КСℓ  $d = 400$  мкм.

Рис.13 Семейство кривых, определяющих зависимость среднего коэффициента вторичной электронной эмиссии  $\bar{\alpha}$  эксп. от толщины  $d$  пористой плёнки КСℓ при различной напряженности электрического поля  $E$ :

1 -  $E = 1,0 \cdot 10^4$  в/см;    2 -  $E = 1,5 \cdot 10^4$  в/см;  
3 -  $E = 2,0 \cdot 10^4$  в/см;    4 -  $E = 2,5 \cdot 10^4$  в/см.

Рис. 14 Качественный ход кривых  $\bar{\epsilon} = f(d)$  вблизи значений напряженности электрического поля  $E = 1 \cdot 10^4$  в/см  
1 -  $E = 1,0 \cdot 10^4$  в/см; 2 -  $E \approx 1,15 \cdot 10^4$  в/см;  
3 -  $E \approx 1,3 \cdot 10^4$  в/см.

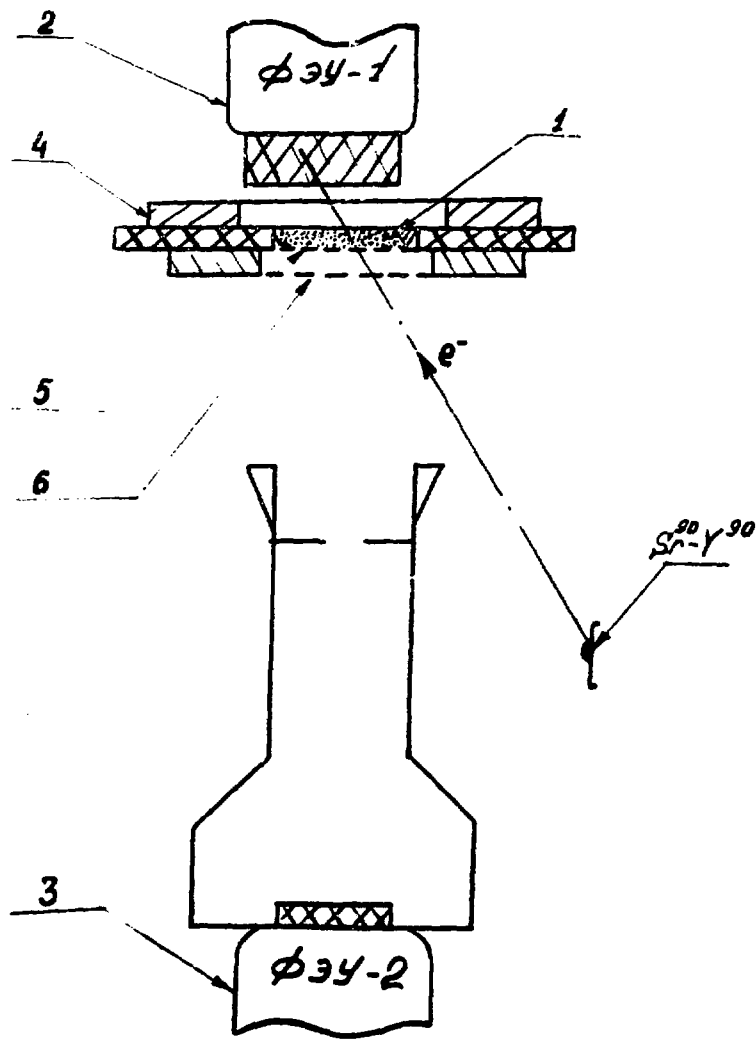


Рис. 1



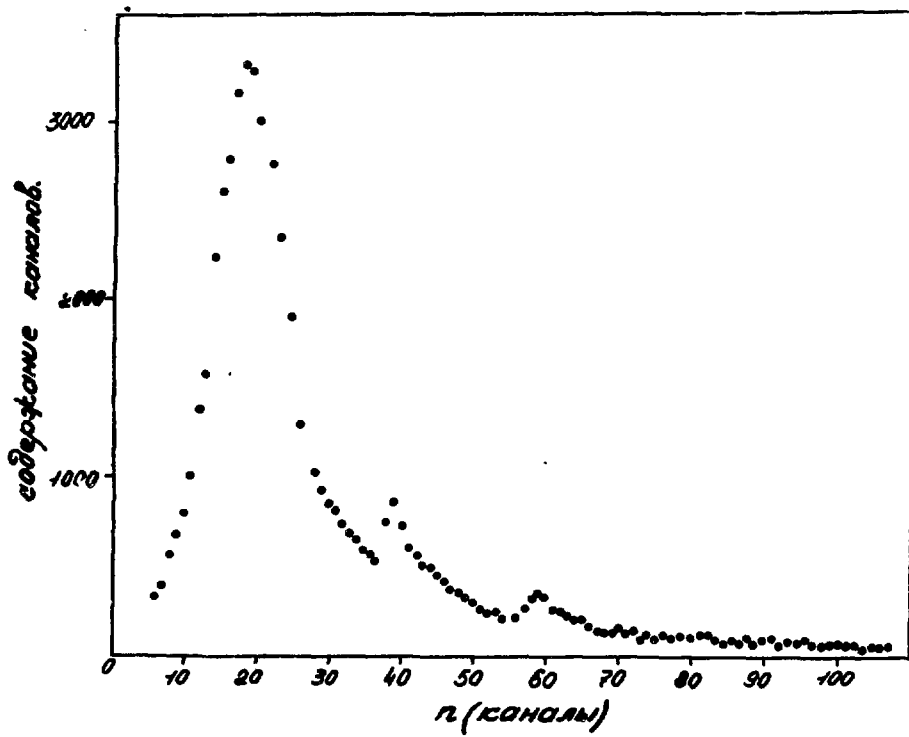


Рис. 3

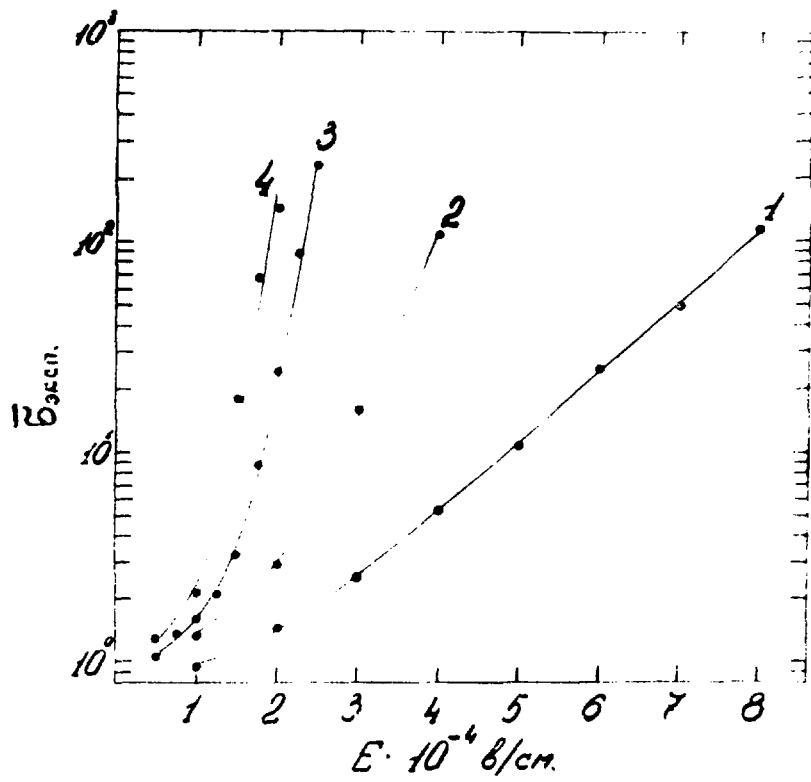


Рис .4

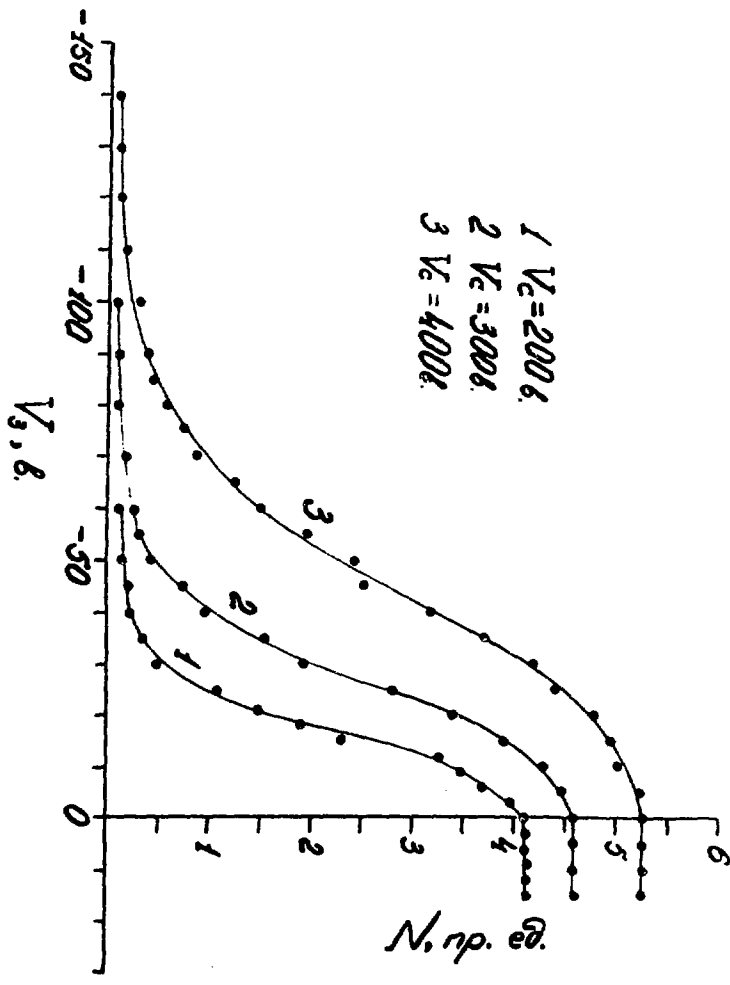


Рис. 5

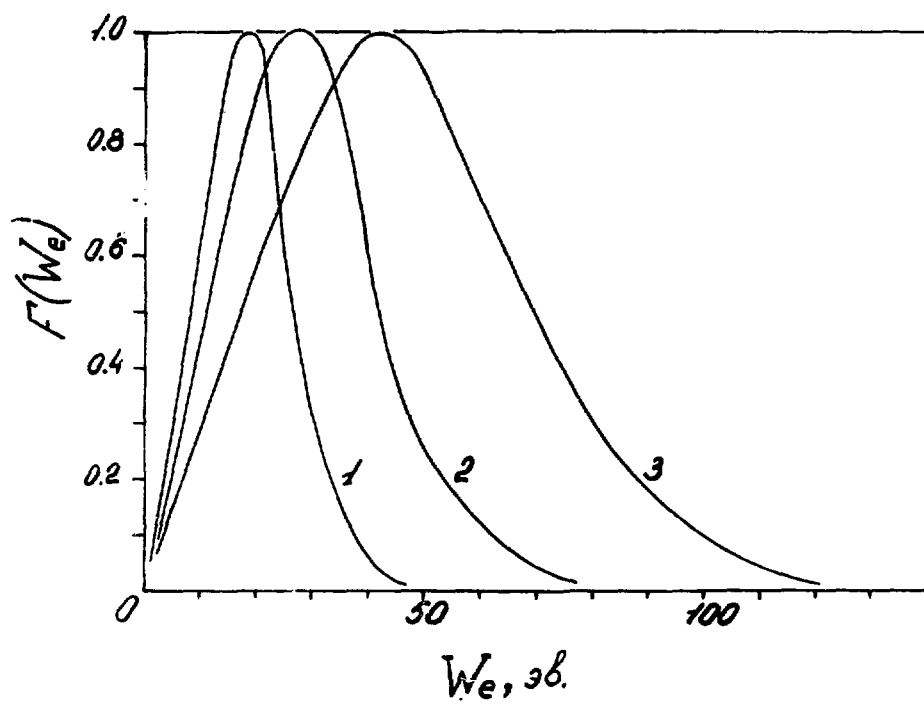


Рис.6

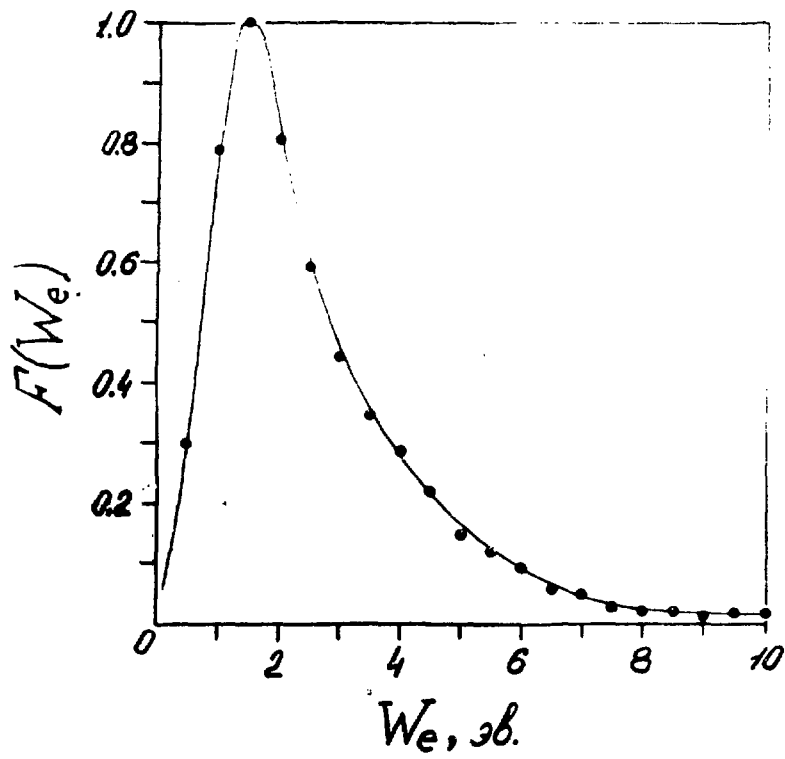


Рис. 7

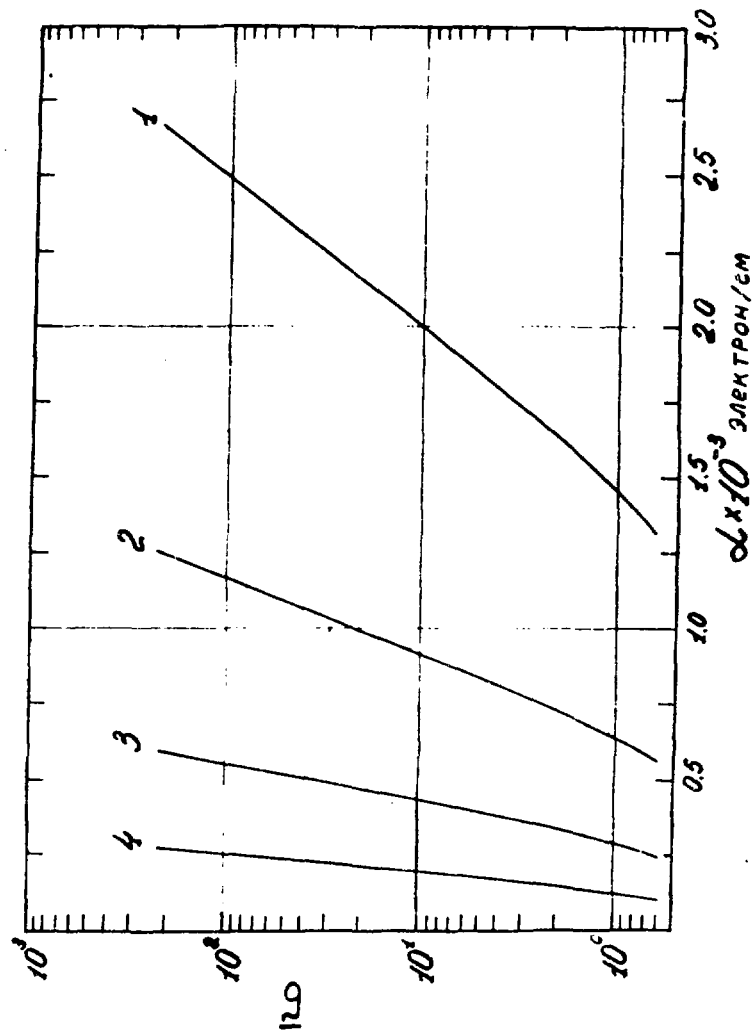


Рис. 8

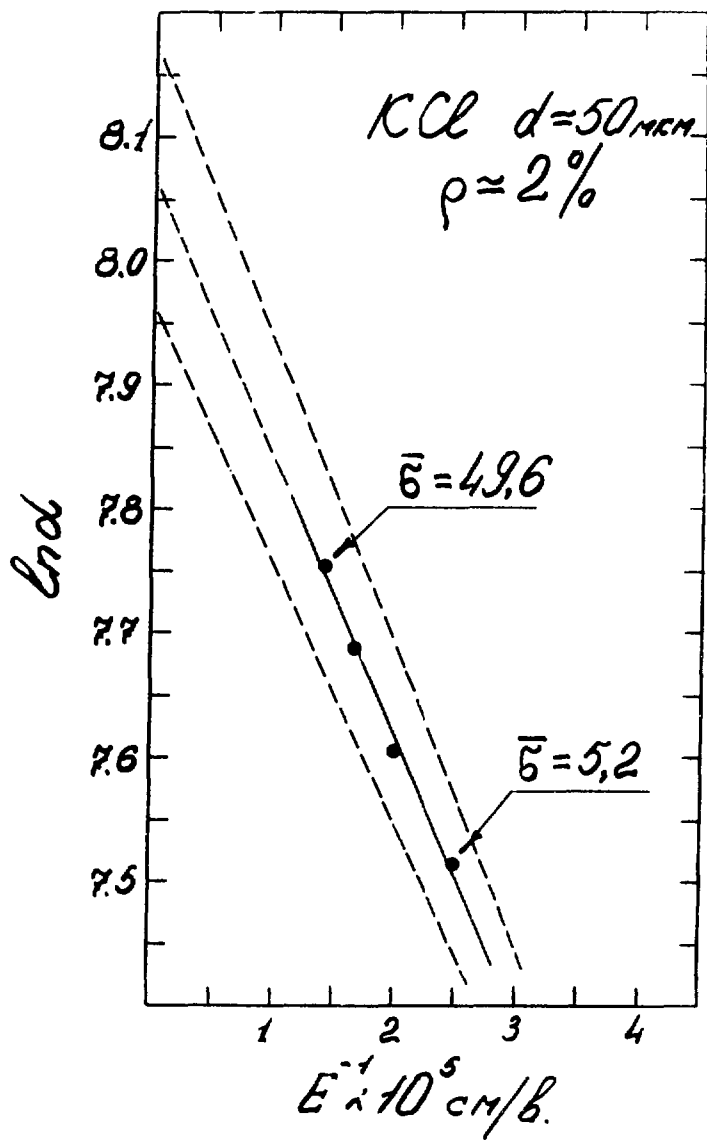


Рис. 9

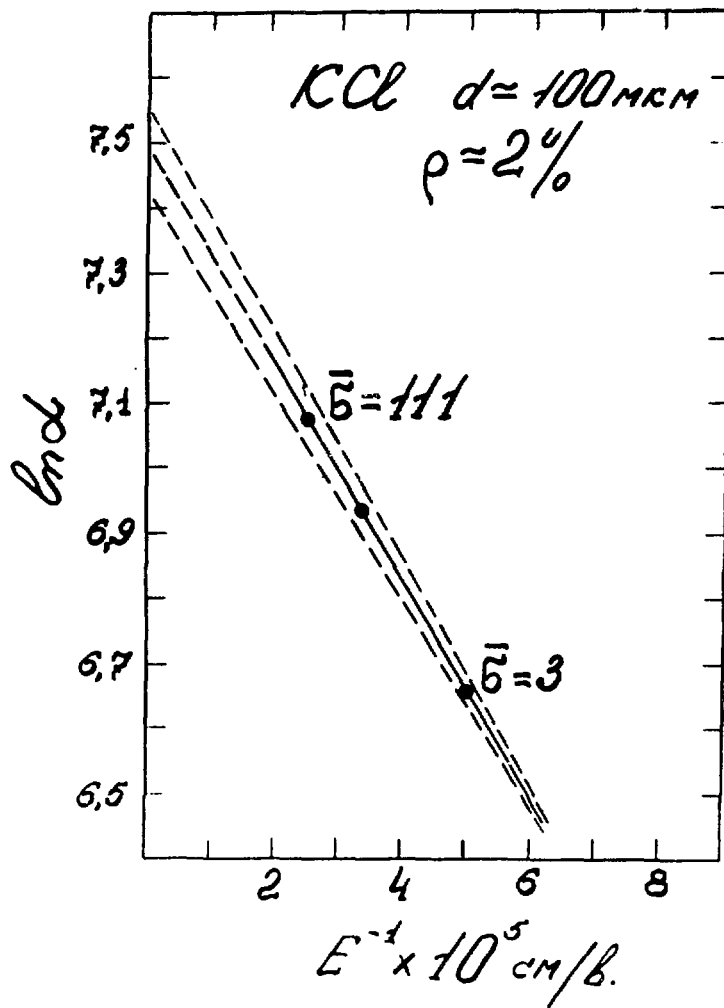


Рис . 10

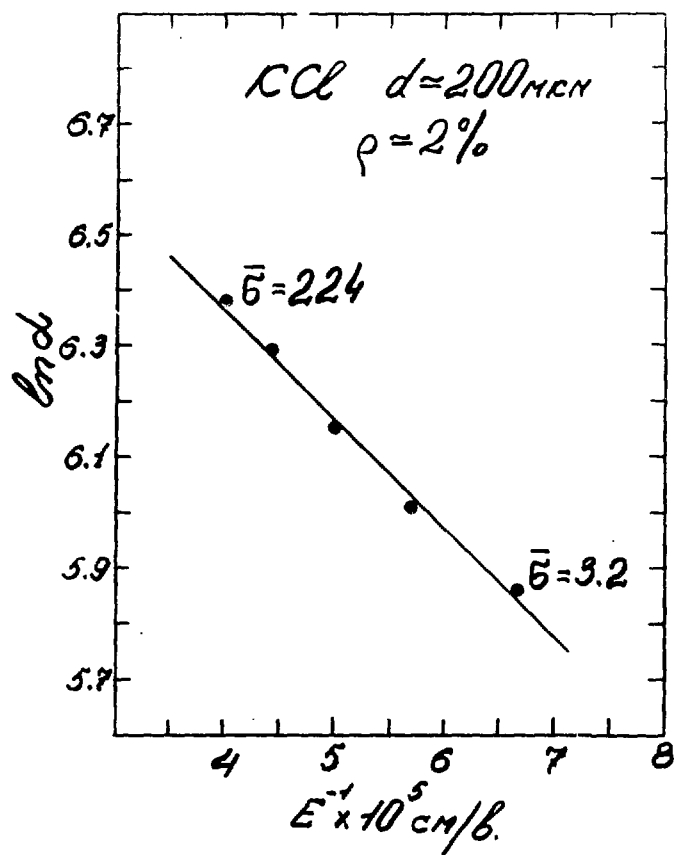


Рис. 11

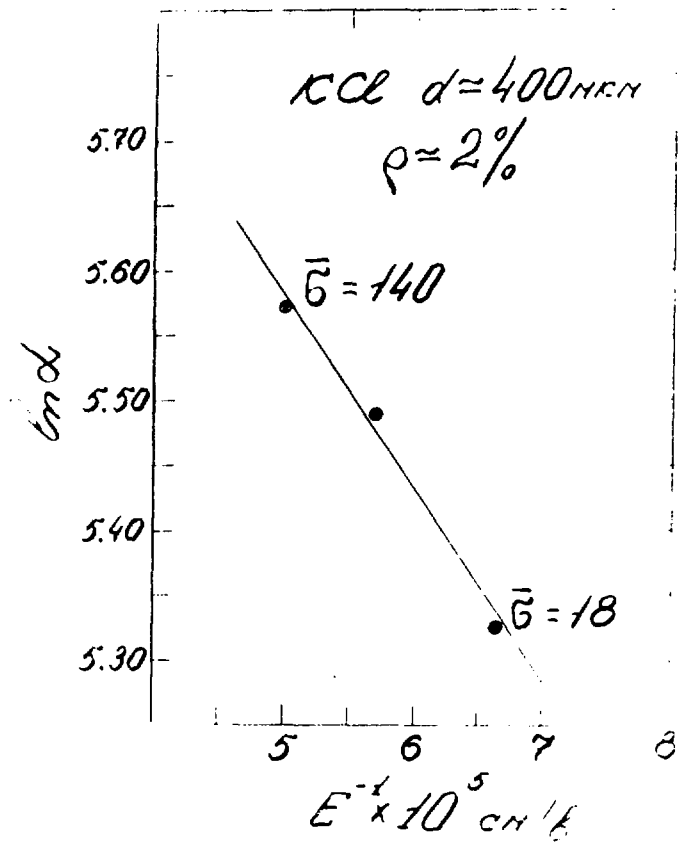


Рис. 12

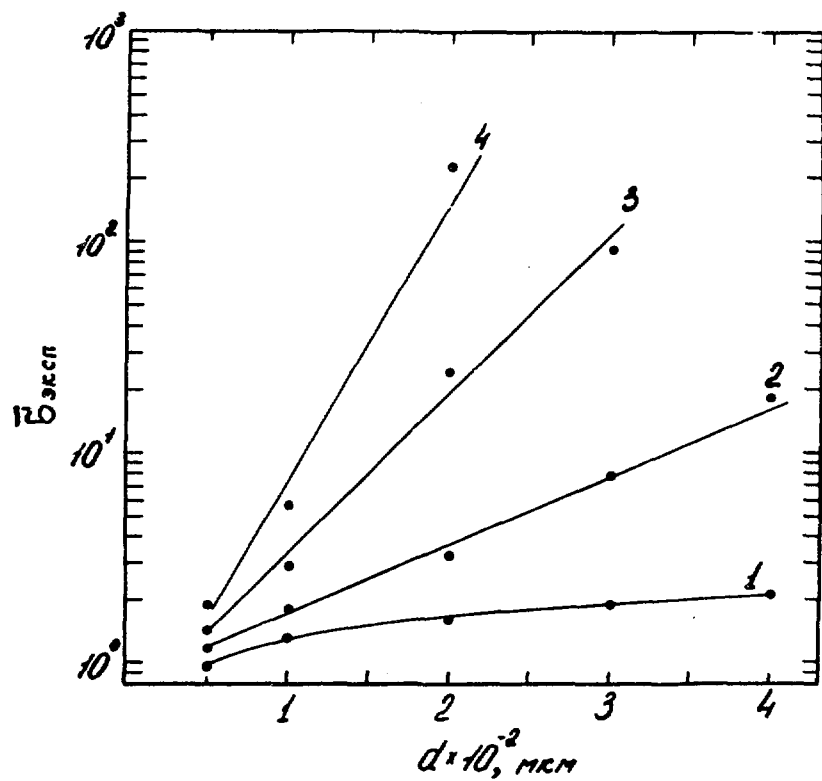


Рис. 13

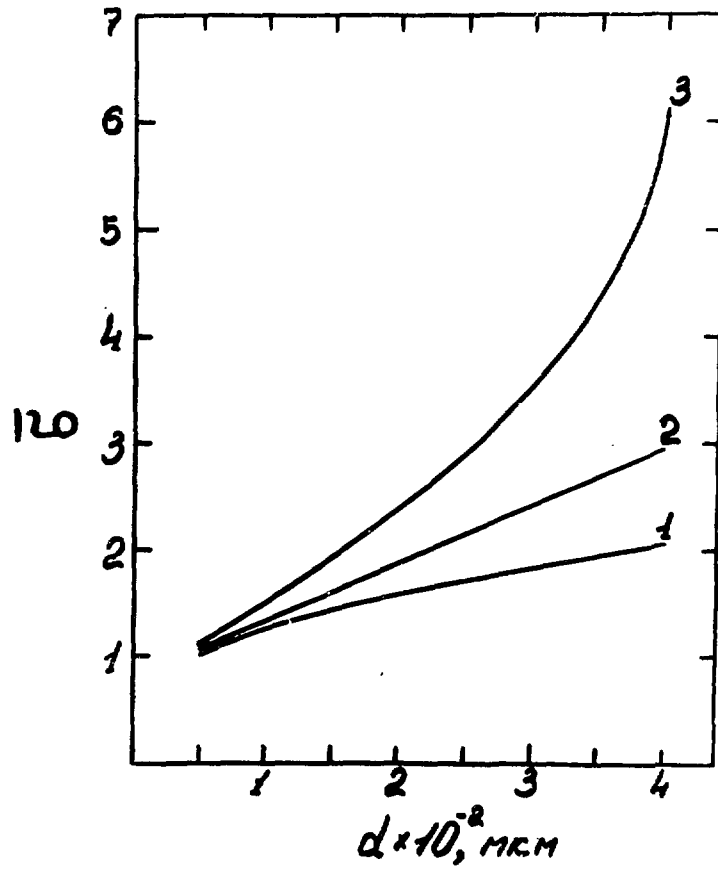


Рис. 14

Таблица

$d, \text{мм}$	$L_e, \text{мм}$
$50 \pm 5$	$7,4 \pm 0,7$
$100 \pm 5$	$9,9 \pm 0,5$
$200 \pm 5$	$8,4 \pm 0,3$
$400 \pm 5$	$11,0 \pm 1,5$

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Письма в ЖЭТФ 16, 6 320 (1972)
2. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Изв.АН Арм.ССР.физика, 8, 33, (1973)
3. Lorikian M.P., Kavalov R.L., Trofimtchuk N.N. NIM, 122/3, 377, (1974).
4. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук, В.Л.Серов. Изв. АН Арм ССР, физика, 7, 118, (1972).
5. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук, А.Н.Арванов. Научное сообщение ЕФИ-84 (1974)
6. H.Jacobs, G.Freely, Brand F. Phys.Rev. 88, 492 (1952).
7. В.И.Никаноров, А.Ф.Писарев, Г.И.Селиванов. ОИЯИ Р13-5780, Дубна, (1971)
8. G.Goetze, A.Boerio, M.Green. J.Appl.Phys. 35, 482, (1964).
9. Р.Л.Кавалов. Кандидатская диссертация, Ереван (1973).
10. J.Llacer, E.L.Garwin. J.Appl.Phys. 40, N.10, (1969)
11. E.L.Garwin, J.Llacer. J.Appl.Phys. 41, N4, (1970).
12. A.Ladage. Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY 65/16, (1965).
13. И.М.Бронштейн, Б.С.Фрайман. "Вторичная электронная эмиссия", Москва, (1966).
14. С.А.Фридрихов, В.Н.Иванов, Л.А.Серебров, А.А.Шевцов. ФТТ, 6, 236, (1964)
15. И.М.Бронштейн, А.Н.Проценко. Радиотехника и электроника 16, 2, 411, (1971).
16. J.Edgecumbe, E.L.Garwin. J.Appl.Phys. 37, 8, 3321, (1966)

17. Р.Л.Кавалов, М.П.Лорилян, Н.Н.Трофимчук. Изв.АН Арм.ССР, физика, 3, 63 (1968).
18. Г.Г.Бахшян, Г.М.Гарибян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 2, 415, (1967).
19. А.Ф.Писарев. ОИЯИ Р13-5623, Дубна, (1971)
20. М.П.Лорилян. Изв. АН Арм ССР, Физика, 3, 146, (1968).
21. М.П.Лорилян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Научное сообщение ЕФИ-40 (1973).

Рукопись поступила 19-го марта 1975г.



Редактор Л. П. Мукаян

Тех. редактор А. С. Абрамян

Заказ **282** ВФ- 03388 Тираж 299

Подписано к печати 30/УП-75г. Формат издания 30х40  
2 уч. изд. л. Ц. 14 к

---

Отпечатано на роталпринте  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Марка-  
ряна 2