

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿՏՈՐ ԲՆՍՏՐՏՈՒՄ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-248(41)-77

В.М. ХАРИТОНОВ

О ФЛУКТУАЦИЯХ ПРИ РАЗМНОЖЕНИИ
ЧАСТИЦ В ПОРИСТЫХ СЛОЯХ



В.М. ХАРИТОНОВ

О ФЛУКТУАЦИЯХ ПРИ РАЗМНОЖЕНИИ
ЧАСТИЦ В ПОРИСТЫХ СЛОЯХ

В статье в [1] и [2] было рассмотрено в координатах энергии и импульса, для которой записаны уравнения в виде системы уравнений в частных производных, описывающих процесс размножения частиц в пористых слоях.

Следует отметить, что в [1] и [2] рассматривались процессы размножения частиц в пористых слоях, обладающих определенными свойствами, характеризующими их структуру, геометрию и физические свойства.

Если бы мы рассматривали процесс размножения частиц в пористых слоях, обладающих определенными свойствами, то мы могли бы рассмотреть процесс размножения частиц в пористых слоях, обладающих определенными свойствами.

© Издательство Ереванского физического института, 1977

Ереван 1977

Гарвиным [1] было показано, что в пористом слое можно получить коэффициент выхода для релятивистских частиц порядка единицы. В последующих работах [2 - 4] достигнуты коэффициенты выхода для первичной релятивистской частицы до 200 и выше.

В отличие от [1] в [2 - 4] была предложена и использована новая методика, при которой электрическое поле в слое создается потенциалом, приложенным к подложке слоя и к специальной мелкоячеистой сетке, прижатой к слою с другой стороны, что существенно улучшает условия работы слоя.

Однако уже в [5] было отмечено, что возможность использования эмиссии из пористого слоя зависит от характера процессов, обуславливающих высокий выход вторичных частиц, и статистики выхода, зависящей от этих процессов.

Если бы весь выход вторичных частиц был обусловлен процессом образования вторичных частиц непосредственно первичной, то их число флуктуировало по Пуассону, а максимальная эффективность регистрации

$$\eta_{\max} = 1 - \exp(-\bar{n}), \quad (1)$$

где \bar{n} - среднее число вторичных частиц. При $\bar{n} > 4-5$

отличие η от единицы по формуле (1) несущественно.

В действительности большой выход вторичных частиц в пористом слое обусловлен не столько большим числом вторичных частиц, образуемых непосредственно первичной, сколько их последующим размножением в порах. В этом случае максимальная эффективность по-прежнему будет определяться выражением (1) лишь при условии, что под \bar{n} подразумевается число частиц, образованных непосредственно первичной частицей и вышедших из слоя тем или иным способом, с последующим размножением или без такового. Флуктуации же в числе вторичных частиц должны существенно отличаться от Пуассона.

По существу, задача о флуктуациях в числе вторичных частиц в рассматриваемом случае близка к задаче о флуктуациях коэффициента газового усиления в пропорциональном счетчике, рассмотренной полностью в [6]. (Там же ссылка на более раннюю работу М.И.Подгоречного).

Пусть $\alpha_1 dx$ - вероятность того, что в слое dx первичная быстрая частица образует одну вторичную частицу, $\alpha_2 dx$ - та же вероятность для любой вторичной частицы, а βdx - вероятность поглощения одной из вторичных частиц в слое dx . Тогда уравнения для вероятностей различного числа вторичных частиц на глубине x будут иметь вид:

$$\frac{dP_0}{dx} = -\alpha_1 P_0 + \beta P_1; \quad (2)$$

$$\frac{dP_n}{dx} = (n-1)\alpha_2 P_{n-1} - n\alpha_2 P_n + \alpha_1 P_{n-1} - \alpha_1 P_n + (n+1)\beta P_{n+1} - n\beta P_n; \quad (3)$$

$(n > 0),$

при начальных условиях

$$P_0(0) = 1; \quad P_n(0) = 0, \quad (n > 0), \quad (4)$$

где первый, третий и пятый члены в выражении (3) - увеличение P_n из-за изменения числа частиц вследствие, соответственно, размножения одной из вторичных частиц, образования вторичной частицы первичной или поглощения одной из вторичных частиц, а второй, четвертый и шестой члены - уменьшение вероятности по тем же причинам. Суммируя левые и правые части уравнений (2) - (3), легко убедиться в сохранении нормировки вероятностей.

$$\frac{d}{dx} \sum_{n=0}^{\infty} P_n = 0$$

В случае газового усиления в пропорциональном счетчике $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$; $\beta = 0$, и решение уравнений (2) - (3) при начальных условиях (4), полученное М.И.Подгоречким, имеет вид геометрической прогрессии:

$$P_n(x) = P_0(x) \cdot [1 - P_0(x)]^n, \quad (5)$$

$$P_0(x) = \exp \left[- \int_0^x \alpha(x) dx \right]. \quad (6)$$

Если вначале было N частиц, а не одна, то решение похоже на биномиальное (см. [6]).

Если считать, что вторичные частицы не размножаются и не поглощаются ($\alpha_2 = \beta = 0$), то получим распределение Пуассона, о котором говорилось выше. Оба распределения - и геометрическая прогрессия (5) и распределение Пуассона - зависят только от одного параметра. Общее же распределение при $\alpha_1 \neq \alpha_2 \neq 0$, $\beta \neq 0$ должно зависеть от всех трех параметров.

В случае плоско-параллельной геометрии, обычно используемой при работе с рыхлыми слоями, и при одно-

родном поле и однородном в среднем слое, величины α_1 , α_2 и β не зависят от x . Тогда решением уравнений (2) - (3) с нормировкой (4) будет *

$$P_0(x) = \left[1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_2 - \beta} (e^{(\alpha_2 - \beta)x} - 1) \right]^{-\alpha_1 / \alpha_2} \quad (7)$$

$$P_n(x) = \frac{1}{n!} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \dots \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + n - 1 \right) \left[\frac{\alpha_2}{\alpha_2 - \beta} (e^{(\alpha_2 - \beta)x} - 1) \right]^n$$

$$\begin{aligned} P_0 \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + n \right) &= \frac{1}{n!} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \dots \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + n - 1 \right) (1 - P_0^{\alpha_2 / \alpha_1})^n P_0 = \\ &= \frac{\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + n - 1}{n} (1 - P_0^{\alpha_2 / \alpha_1}) \cdot P_{n-1}(x). \end{aligned} \quad (8)$$

Легко убедиться, что при $\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta = 0$ соотношение (8) переходит в (5), а (7) - в $P_0(x) = \exp(-\alpha x)$, являющееся аналогом (6) для случая $\alpha(x)$ не зависящего от x . В (8), где $P_n(x)$ выражено через $P_0(x)$, параметр β в явном виде не входит.

Параметры α_1 , α_2 и β удобно искать по экспериментальным данным не с помощью формул (8), а по моментам распределения, уравнение для которых можно найти непосредственно из (3).

*) Решения (7), (8) найдены по просьбе автора Ю.М. Перельцвайгом.

Умножая каждое из уравнений (3) на соответствующее n^m и складывая, получим уравнение для m -го момента случайной величины n :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \sum_{n=0}^{\infty} n^m P_n &= \alpha_2 \left[\sum_{n=1}^{\infty} (n-1) n^m P_{n-1} - \sum_{n=1}^{\infty} n^{m+1} P_n \right] + \\ &+ \alpha_1 \left[\sum_{n=1}^{\infty} n^m P_{n-1} - \sum_{n=0}^{\infty} n^m P_n \right] + \\ &+ \beta \left[\sum_{n=1}^{\infty} (n+1)^m P_{n+1} - \sum_{n=1}^{\infty} n^{m+1} P_n \right] = \\ &= \alpha_2 \sum_{n=0}^{\infty} [n(n+1)^m - n^{m+1}] P_n + \\ &+ \alpha_1 \sum_{n=0}^{\infty} [(n+1)^m - n^m] P_n + \\ &+ \beta \sum_{n=1}^{\infty} [n(n-1)^m - n^{m+1}] P_n = \\ &= \alpha_2 \sum_{n=0}^{\infty} n [(n+1)^m - n^m] P_n + \\ &+ \alpha_1 \sum_{n=0}^{\infty} [(n+1)^m - n^m] P_n + \\ &+ \beta \sum_{n=0}^{\infty} n [(n-1)^m - n^m] P_n, \end{aligned}$$

(9)

откуда легко получить уравнения для \bar{n}^m при любом данном m . При $m = 1, 2, 3$ и 4 соответственно получим

$$\frac{d\bar{n}}{dx} = (\alpha_2 - \beta) \bar{n} + \alpha_1; \quad (10)$$

$$\frac{d\bar{n}^2}{dx} = 2(\alpha_2 - \beta) \bar{n}^2 + (\alpha_2 + 2\alpha_1 + \beta) \bar{n} + \alpha_1; \quad (11)$$

$$\frac{d\bar{n}^3}{dx} = 3(\alpha_2 - \beta) \bar{n}^3 + 3(\alpha_1 + \alpha_2 + \beta) \bar{n}^2 + (\alpha_2 + 3\alpha_1 - \beta) \bar{n} + \alpha_1; \quad (12)$$

$$\frac{d\bar{n}^4}{dx} = 4(\alpha_2 - \beta) \bar{n}^4 + 2(3\alpha_2 + 3\beta + 2\alpha_1) \bar{n}^3 + 2(2\alpha_1 - 2\beta + 3\alpha_2) \bar{n}^2 + (\alpha_2 + \beta + 4\alpha_1) \bar{n} + \alpha_1. \quad (13)$$

Решения этих уравнений будут ^{*}

$$\bar{n} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \beta} [e^{(\alpha_2 - \beta)x} - 1] = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} (P_0^{-\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} - 1); \quad (14)$$

^{*} В [7] при обработке экспериментальных данных использовалось выражение для \bar{n} аналогичное (14), но полученное в предположении отсутствия поглощения вторичных частиц. Если воспользоваться обычной формулой для коэффициента газового усиления $K = \exp(\alpha x)$ и учесть, что вторичные частицы первого поколения, размножающиеся в дальнейшем, образуются первичной частицей равномерно по глубине слоя с коэффициентом α_1 , то для величины коэффициента усиления получим

$$K = (\alpha_1 / \alpha_2) (\exp(\alpha x) - 1) \quad (14a)$$

Это выражение не позволяет воспользоваться для определения величины α методом, примененным в [7], где вместо (14a) написано $K = (\alpha_1 / \alpha_2) \exp(\alpha x) - 1$. Если же определять α в (14a) по показателю экспоненты, то фактически определится не α_2 , а $\alpha_2 - \beta$. По этой величине вычислять прямо средний свободный пробег нельзя.

$$\bar{n}^2 = \frac{\alpha_1 (2\alpha_1 + \alpha_2 + \beta)}{2(\alpha_2 - \beta)^2} [e^{(\alpha_2 - \beta)x} - 1]^2 +$$

$$+ \frac{\alpha_1}{2(\alpha_2 - \beta)} [e^{2(\alpha_2 - \beta)x} - 1] = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1} \bar{n}^2 + \bar{n};$$

$$\bar{n}^2 = \bar{n}^2 - \bar{n}^2 = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \bar{n}^2 + \bar{n}; \quad (15)$$

$$\bar{n}^3 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 + 2\alpha_2)}{\alpha_1^2} \bar{n}^3 + \frac{3(\alpha_1 + \alpha_2)}{\alpha_1} \bar{n}^2 + \bar{n}; \quad (16)$$

$$\bar{n}^4 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 + 2\alpha_2)(\alpha_1 + 3\alpha_2)}{\alpha_1^3} \bar{n}^4 +$$

$$+ \frac{6(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 + 2\alpha_2)}{\alpha_1^2} \bar{n}^3 + \frac{7(\alpha_1 + \alpha_2)}{\alpha_1} \bar{n}^2 + \bar{n}. \quad (17)$$

С помощью (14) выражения (7), (8), можно привести к следующему удобному виду:

$$P_0 = (1 + (\alpha_2 / \alpha_1) \bar{n})^{-\alpha_1 / \alpha_2}; \quad (18)$$

$$P_n = \frac{1}{n!} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right) \dots \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + n - 1\right) \left(\frac{\bar{n}}{(\alpha_1 / \alpha_2) + \bar{n}}\right)^n \left(1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \bar{n}\right)^{-\frac{\alpha_1}{\alpha_2}}. \quad (19)$$

При $\alpha_1 = \alpha_2$ (14) переходит в обычное выражение

$$\bar{n} = P_0^{-1} - 1 \quad (20)$$

(см. также [8] где было, видимо впервые, предложено рассматривать процесс размножения в диэлектрическом слое аналогично процессу газового усиления, но не учитывалось возможное поглощение вторичных частиц).

Из (18), (19) следует, что все моменты функции распределения, начиная со второго, могут быть выражены через отношение α_1/α_2 и \bar{n} , как это явно написано в выражениях (15)-(17) для 2-го, 3-го и 4-го моментов. При этом, согласно (15),

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{\bar{n}^2}{\bar{n}^2 - \bar{n}^2 - \bar{n}} = \frac{\bar{n}^2}{\sigma^2 - \bar{n}}, \quad (21)$$

так что все моменты, начиная с третьего, могут быть выражены через первые два. Таким образом, экспериментальные данные, полученные при одном каком-либо фиксированном значении x , позволяют по моментам распределения найти только отношение α_1/α_2 . Для того, чтобы найти значения всех параметров раздельно, в том числе и β , надо исследовать зависимость \bar{n} (а тем самым и P_0) от x .

Введем параметр

$$\Gamma = \alpha_2/\alpha_1 \quad (22)$$

Тогда, согласно (15),

$$\sigma^2 = \Gamma \bar{n}^2 + \bar{n}$$

и относительная дисперсия ("изменчивость")

$$\delta^2 \equiv \frac{\sigma^2}{\bar{n}^2} = \Gamma + \frac{1}{\bar{n}} \approx \Gamma; \quad \delta \approx \sqrt{\Gamma}. \quad (23)$$

Так как обычно $\Gamma > 1$, то пуассоновским членом $1/\bar{n}$ можно пренебречь (при отсутствии образования и поглощения вторичных частиц $\alpha_2 = \beta = 0$, $\Gamma = 0$

$$\sigma^2 = \bar{n}; \quad \delta^2 = 1/\bar{n}.$$

Таким образом, относительная дисперсия в выходе вторичных частиц в одном рыхлом слое всегда должна быть более 100%.

Эффективность регистрации частицы слоем определяется величиной P_0 :

$$\eta = 1 - P_0$$

и согласно (18)

$$\eta = 1 - (1 + (\alpha_2/\alpha_1)\bar{n})^{-\alpha_1/\alpha_2} = \quad (24)$$

$$\approx 1 - ((\alpha_2/\alpha_1)\bar{n})^{-\alpha_1/\alpha_2},$$

что существенно отличается от (1) - поскольку α_2/α_1 порядка нескольких единиц, то даже при $\bar{n} \approx 100-200$ $\eta \approx 0,9$.

В качестве примера оценки параметров распределения по экспериментальным данным рассмотрим приведенные в таблице 1 экспериментальные значения вероятностей, полученные в одном из измерений в работе [9].*)

*) Использованы данные, полученные для слоя в 90 мкм при $V_{p\alpha\delta} = 500$ в, любезно предоставленные мне авторами [9] до опубликования их работы.

С помощью этих вероятностей были вычислены экспериментальные значения первых четырех моментов функции распределения, приведенные в первой строке таблицы П. По \bar{n} и \bar{n}^2 по формуле (21) найдено

$$\Gamma \equiv \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\bar{n}^2 - \bar{n}^2 - \bar{n}}{\bar{n}^2} = 2,303 \quad (25)$$

и по формулам (16), и (17) по экспериментальным значениям \bar{n} и Γ вычислены значения \bar{n}^3 и \bar{n}^4 , показанные во второй строке таблицы П. Как видно, расчетные значения моментов согласуются с экспериментальными в пределах 10 - 16 %.

Из экспериментальных данных дисперсия

$$\sigma = 101,5; \quad \delta \equiv \sigma / \bar{n} = 153\% \quad (26)$$

Воспользовавшись формулой (14) и задавшись значением отношения β/α_2 можно найти величину $(\alpha_2 - \beta)x$:

$$(\alpha_2 - \beta)x = \ln[\bar{n}\Gamma(1 - \beta/\alpha_2) + 1] \quad (27)$$

и соответствующие величины $\alpha_1 x$, $\alpha_2 x$ и βx (табл.Ш., столбцы 2-5).

Как уже отмечалось выше, экспериментальные данные, полученные только при одном фиксированном значении x , не позволяют выбрать однозначно значения параметров α_1 , α_2 , β из числа возможных их комбинаций, определяемых величиной Γ . Сравнение экспериментальных данных, полученных для слоев различной толщины, может оказаться недостаточно право-

мерным - надо предварительно убедиться в воспроизводимости параметров. Из (14)

$$\ln \bar{n} \cong \ln[\alpha_1/(\alpha_2 - \beta)] + (\alpha_2 - \beta)x, \quad (28)$$

так как единицей в квадратных скобках в (14) можно пренебречь по сравнению с $\exp[(\alpha_2 - \beta)x]$ - при полученных в таблице Ш значениях $(\alpha_2 - \beta)x$ экспонента порядка 15-150.

Линейная зависимость $\ln \bar{n}$ от x может быть первым контролем сопоставимости экспериментальных данных, полученных при разных толщинах. Экстраполяция этой зависимости к $x = 0$ дает значение отношения $\alpha_1/(\alpha_2 - \beta)$ и, следовательно, независимое определение величины $\alpha_1 x$, которую можно будет сравнить с вычисленной по формуле (27). Это второй контроль.

Описанные измерения, повторенные для нескольких напряженностей электрического поля E в слое, дадут зависимость α_2 и β от E . При этом можно полагать, что при не слишком больших E величина α_1 не должна зависеть от E . Отсутствие такой зависимости будет третьим контролем совместимости экспериментальных данных.

Кривые зависимости \bar{n} от x при различных значениях E получены в работах [7, 10] (рис.13 и рис.7 этих работ соответственно). Результаты обсчета этих данных приведены в таблице IV. Нарисунке показана получающаяся зависимость величины $\ln(\alpha_2 - \beta)$ от $1/E$. Все четыре точки удивительно хорошо укладываются на прямую линию. В [7, 10] аналогичные графики для вычисленной там величины α (рис.9 - 10 и рис.6 соответственно) интерпретируются как подтверждение формулы (6) из [8]. Здесь же получается, что вели-

чина $\alpha_2 - \beta$ ведет себя в зависимости от E также как, согласно [8], должна вести себя величина α_2 . Это, однако, едва ли можно рассматривать как свидетельство малости величины β по сравнению с α_2 . Прямая на нашем рис.1 идет примерно в три раза круче, чем аналогичные прямые в [7, 10]. Соответственно средняя длина свободного пробега вторичного электрона определенная по формуле (6) из [8], $L_e = 3.4$ мкм, что в 2,5 раза меньше, чем в [7, 10]. Как отмечалось выше, величина α_1 не должна зависеть от E . Из таблицы 1У видно, что о такой независимости можно, по-видимому, говорить лишь для данных, полученных при $E \geq 2 \cdot 10^4$ в/см, если только совпадение значений α_1 при $E = 2 \cdot 10^4$ и $2,5 \cdot 10^4$ в/см не является случайным. Это, возможно, связано с тем, что при меньших значениях E величина n порядка 1 + 10 и формула (28) не приложима - надо пользоваться выражением (14).

Экспериментальные данные табл.1, из которой получена табл.Ш, соответствует, согласно [9], $E = 5,55 \cdot 10^4$ в/см. Если экстраполировать график рисунка к $E = 5,55 \cdot 10^4$ в/см, то получится $\alpha_2 - \beta = 900$ см⁻¹ или, при $X = 90$ мкм, $(\alpha_2 - \beta) \cdot x = 8,1$. Эта величина не соответствует диапазону возможных значений, приведенных в табл. Ш $((\alpha_2 - \beta) \cdot x < 5,04)$. Подобное расхождение объясняется, может быть, тем, что данные работ [9,10] были получены через один - два года после работы [9]. За это время могла претерпеть некоторые изменения технология изготовления слоев, так что переносить данные из одной работы на другую неправомерно. Всю совокупность измерений надо провести на одних и тех же слоях в единой серии измерений.

Формула (18) позволяет найти по измеренным значениям \bar{n} и Γ величину P_0 . При $\bar{n} = 66,7$ и $\Gamma = 2,303$

$$P_0 = 0,112 \quad (29)$$

После этого по формуле (8) можно найти расчетные значения всех P_n , приведенные в табл.1, столбец 4. Формулу (8) можно записать так:

$$P_n = \frac{(\alpha_1/\alpha_2) + n - 1}{n} \cdot (1 - P_0 \alpha_2/\alpha_1) P_{n-1} =$$

$$= \left(1 + \frac{(\alpha_1/\alpha_2) - 1}{n}\right) (1 - P_0 \alpha_2/\alpha_1) P_{n-1} \quad (30)$$

При больших n величиной $((\alpha_1/\alpha_2 - 1)/n)$ можно пренебречь по сравнению с единицей и

$$P_n \cong (1 - P_0 \alpha_2/\alpha_1) P_{n-1} \quad (31)$$

- отношение соседних вероятностей не зависит от n .

В таблице 1 экспериментальные данные объединены в группы по 40 каналов. Отношение сумм вероятностей для соседних групп по m каналов в каждой при больших n должно быть поэтому постоянным и равно

$$q = (1 - P_0 \alpha_2/\alpha_1)^{-m}, \quad (32)$$

При $P_0 = 0,112$, $\Gamma = \alpha_1/\alpha_2 = 2,303$ и $m = 40$, $q = 1,296$. Среднее значение этого отношения для данных табл. 1 начиная с 201-го канала равно 1,257, а начиная с 321-го канала - 1,206. Если воспользоваться этим значением q и из (32) найти соответствующую ему величину P_0 , то получим $P_0 = 0,096$, что достаточно близко к полученной ранее оценке (29).

Однако первые два расчетные значения P в табл.1 - P_0 и P_{1-40} - заметно отличаются от

экспериментальных: P_0 сильно "занижено", P_{1-40} - "завышено", причем сумма их расчетных значений почти совпадает с суммой их экспериментальных величин. Создается впечатление, что происходит "перекачка" событий с малой множественностью в события с нулевой множественностью.

Авторы работы [9] отмечают, что поверхность диэлектрического слоя была покрыта сеткой, занимавшей 26% поверхности слоя. По их мнению отличие "эффективности регистрации" $\eta = 1 - P_0$ от единицы обусловлено поглощением вторичных частиц в сетке, о чем свидетельствует совпадение экспериментального значения $\eta = 0,71$ и прозрачности сетки $\sim 0,7$. В действительности, если бы неэффективность обуславливалась только поглощением вторичных частиц в сетке в соответствии с геометрией, такого совпадения не было. Из рис.1 той же работы видно, что первичные частицы пересекали диэлектрический слой под углом $\sim 45^\circ$ и сетка "затеняла" как правило, лишь часть проекции следа первичной частицы на поверхность слоя. Это видно, например, и из работы [11] тех же авторов - при регистрации в такой же геометрии сильно ионизирующих α -частиц эффективность регистрации составляла 0,9 при прозрачности сетки 0,7. Кроме того, обязательно должна наблюдаться и неэффективность, связанная, в первую очередь, с флуктуациями в числе вторичных частиц первого поколения, образованного непосредственно первичными частицами. Совпадение величины η с геометрической прозрачностью сетки в случае электронов видимо случайно, хотя в [31] и отмечается, что при измерениях с управляющей сеткой с прозрачностью 88% эффективность η при больших E составляла при толщине слоев 300 и 400 мкм, $0,87 \pm 0,02$, а при толщине слоя в 50 мкм и прозрачности сетки 70%, она была не выше 0,59.

Величина P_0 , определяющая теоретическую неэффективность слоя, уменьшается с увеличением α_1 , α_2 и толщины слоя. Из (7) пренебрегая единицами:

$$P_0(x) \cong \left(1 - \frac{\beta}{\alpha_2}\right)^{\alpha_1/\alpha_2} \exp\left[-\alpha_1 \left(1 - \frac{\beta}{\alpha_2}\right)x\right], \quad (33)$$

Соответствие хода зависимости $\alpha_2 - \beta$ от E ожидаемому теоретическому ходу зависимости α_2 от E позволяет предположить, что отношение β / α_2 слабо зависит от E . α_1 от E по-видимому, не зависит.

В этих условиях P_0 будет слабо зависеть от E и сильно от x , так что наиболее удобный способ повышения эффективности в области справедливости соотношения (33) - увеличение толщины слоя x . Если отношение толщины двух слоев равно x , то отношение соответствующих значений P_0 составит:

$$\frac{P_0(x_2)}{P_0(x_1)} \cong \exp\left[-\alpha_1 x \left(1 - \frac{\beta}{\alpha_2}\right)(x_2 - 1)\right]. \quad (34)$$

Величина $\alpha_1 x \left(1 - \beta/\alpha_2\right)$ слабо зависит от ожидаемой величины β / α_2 (см. столбец 6, табл. III) и в рассматриваемом нами примере составляет ~ 2 при толщине слоя в 90 мкм. При этом $P_0 \cong 10\%$. Для того, чтобы в этих условиях уменьшить теоретическую величину P_0 в 10 раз, толщину слоя надо увеличить в $\sim 2,15$ раза, а чтобы P_0 уменьшить в 100 раз (теоретическая эффективность 99,9%), толщину слоя надо увеличить в 3,3 раза, т.е. взять слой в 300 мкм, что, возможно, объясняет результаты [3] по эффективности.

$\alpha_1 x$ есть число вторичных частиц первого поколения образованных в слое непосредственно первичной частицей.

Таблица 1

n	P_n Эксперимент.	P_n/P_{n+1} эксп.	P_n расчетн.
1	2	3	4
0	0,29		0,112
1-40	0,3156;		0,4741
41-80	0,140	2,25	0,1463
		1,84	
81-120	0,076		0,0875
		1,81	
121-160	0,048		
161-200	0,0344	1,38	
201-240	0,0244	1,41	
		1,42	
241-280	0,0172		
		1,23	
281-320	0,0140		
		1,46	
321-360	0,0096		
		1,20	
361-400	0,0080		
		1,25	
401-440	0,0064		
		1,23	
441-480	0,0052		
		1,18	
481-520	0,0044		
		1,20	
521-560	0,00368	1,18	
561-600	0,00312		

1,00000

Таблица II

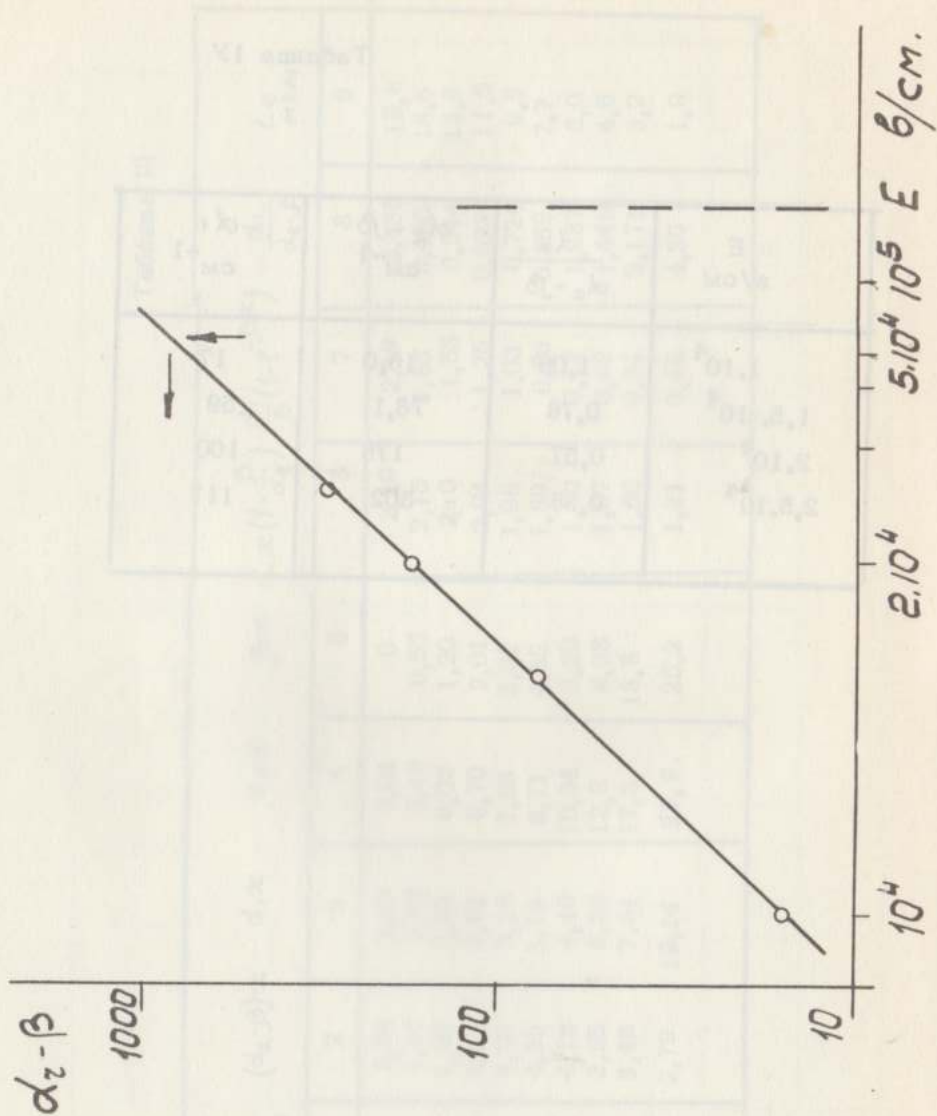
	\bar{n}	\bar{n}^2	\bar{n}^3	\bar{n}^4
Эксперимент	66,7	$1,476 \cdot 10^4$	$4,917 \cdot 10^6$	$1,981 \cdot 10^9$
Расчет	-	-	$5,679 \cdot 10^6$	$2,190 \cdot 10^9$
Отношение рас- четного значе- ния к экспери- ментальному	-	-	1,16	1,10
			$\Gamma = 2,303$	

Таблица III

β/d_2	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	5,04	2,19	5,04	0	2,19	2,19	2,19	0,435	19,8
0,1	4,94	2,38	5,48	0,55	2,15	2,15	1,83	0,485	16,6
0,2	4,82	2,62	6,02	1,20	2,10	2,10	1,53	0,544	13,9
0,3	4,67	2,91	6,70	2,01	2,04	2,04	1,25	0,623	11,5
0,4	4,53	3,28	7,56	3,02	1,98	1,98	1,03	0,724	9,5
0,5	4,35	3,78	8,71	4,35	1,89	1,89	0,86	0,869	7,7
0,6	4,13	4,49	10,34	6,20	1,80	1,80	0,72	1,087	6,0
0,7	3,85	5,58	12,8	8,93	1,57	1,57	0,62	1,449	4,6
0,8	3,46	7,51	17,3	13,8	1,50	1,50	0,54	2,171	3,2
0,9	2,79	12,14	27,9	25,2	1,21	1,21	0,48	4,35	1,9

Таблица IV

E в/см	$\frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \beta}$	$\alpha_2 - \beta$ см ⁻¹	α_1 см ⁻¹
$1 \cdot 10^4$	1,06	16,0	17
$1,5 \cdot 10^4$	0,76	78,1	59
$2 \cdot 10^4$	0,57	176	100
$2,5 \cdot 10^4$	0,36	302	117



ЛИТЕРАТУРА

1. E.L.Garwin, F.Edgecumbe, *Advances in Electronics and Electron Physics*, 22, 1966 SLAC-PUB-156(1965)
2. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Препринт ЕФИ-19(1973)
3. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук, А.Н.Арванов. Научное сообщение ЕФИ-84(1974).
4. М.Р.Lorikian, R.L.Kavalov, N.N.Trofimtchuk, *NIM*, 122, 377 (1974)
5. E.L.Garwin, T.Llacer, *J.Appl.Phys.*, 41, N.4, (1970).
6. В.М.Харитонов. ИТЭ, 3, 45, 1956.
7. Н.Н.Трофимчук, М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, А.Н.Арванов, В.Г.Гавалян. ЖЭТФ, 69, 639, 1975; *Sov.Phys.JETP* 42, 324, 1976.
8. H.Jacobs, *Phys.Rev.*, 84, 877 (1951)
9. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Научное сообщение ЕФИ-40 (1973).
10. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук, А.Н.Арванов, В.Г.Гавалян. Научное сообщение ЕФИ-131(75),
11. М.Р.Lorikian, N.N.Trofimchuk, *NIM*, 140, 505 (1977).

Рукопись поступила 20-го июля 1977г.