

Д О К Л А Д Ы

АКАДЕМИИ НАУК СССР

1974

т. 214, № 3

Л. П. СМЕРНОВА, Н. М. ШЮТТЕ

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ КАНАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ОТ ХАРАКТЕРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РАЗЛИЧНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ ЭМИТТЕРА

(Представлено академиком А. Л. Минцем 11 V 1973)

Имеющиеся в настоящее время данные об абсолютной эффективности ϵ_{abs} канальных электронных умножителей (к.э.у.) (1, 2) показывают, что для электронов максимум ϵ_{abs} соответствует области энергии 0,5–1,5 Кэв, а для протонов — 2–3 Кэв; в среднем ϵ_{abs} для протонов оказывается в 5–6 раз ниже, чем для электронов. Эффективность регистрации ультрафиолетового излучения составляет примерно 10% от эффективности регистрации электронов. Каковы физические причины такого различия величин ϵ_{abs} , пока неясно. Поскольку эти данные получены различными авторами на различных образцах к.э.у., отличающихся как формой, так и технологией изготовления, материалом и состоянием эмиттирующей поверхности, их анализ не позволит сделать какие-либо выводы относительно влияния природы первичного излучения на ϵ_{abs} . Целью настоящей работы является рассмотрение возможных причин такого влияния.

Многообразие факторов, влияющих на абсолютную величину эффективности (например, интенсивность и энергия первичного потока частиц, конфигурация входного окна и канала к.э.у.), делает затруднительным возможность сравнения эффективности к.э.у. к различного рода излучениям, требует применения единой методики измерения и анализа данных, полученных на одних и тех же образцах.

Для сопоставления эффективности к.э.у. к электронам, протонам и ультрафиолетовому излучению измерения проводились при одинаковых значениях интенсивности всех трех видов излучений. Энергия частиц выбиралась равной 5 Кэв. В качестве источника ультрафиолетового излучения использовалась водородная лампа, входное окно которой было изготовлено из LiF, а максимум спектральной характеристики излучения соответствовал длине волны $\lambda = 1261 \text{ \AA}$.

На рис. 1 приводятся зависимости ϵ_{abs} от напряжения питания к.э.у. U_d для перечисленных видов излучения. Разброс величин ϵ_{abs} учитывает ошибку определения величины входного потока частиц, а также статистическую флуктуацию скорости счета и разброс показаний от образца к образцу. Во всех трех случаях зависимости $\epsilon_{abs} = f(U_d)$ имеют при меньших значениях U_d линейный участок, а при больших — плато. Ограничение роста эффективности с увеличением U_d связано с особенностью процесса умножения вторичных электронов в канале умножителя, приводящей к ограничению усиления за счет действия пространственного и поверхност-

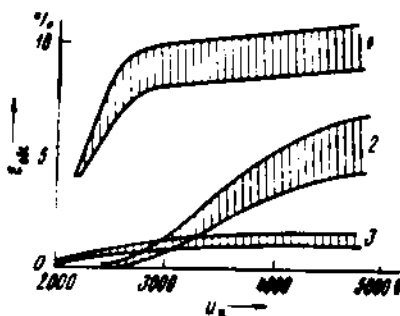


Рис. 1. Зависимость абсолютной эффективности к.э.у. от напряжения питания при облучении электронами (1), протонами (2) и ультрафиолетом (3)

ного зарядов. Оказалось, что при заданной величине интенсивности падающего излучения 10^4 частиц·см⁻²·сек⁻¹ ($3,5 \cdot 10^4$ частиц/сек на всю поверхность входного окна) максимальная величина $\epsilon_{\text{экс}}$ для электронов вдвое выше, чем для протонов и в десять раз выше, чем для ультрафиолетового излучения. При этом в случае облучения электронами $\epsilon_{\text{экс}}$ изменяется более резко с ростом U_{λ} , достигая своего максимального значения при сравнительно малых $U_{\lambda} = 2600$ в. По-видимому, эти особенности связаны с различным характером взаимодействия исследуемых видов излучений с эмиттирующей поверхностью стенок.

Действительно, реакция материала эмиттера на вид излучения может проявиться, во-первых, в абсолютной величине коэффициента преобразования, во-вторых, в форме функции распределения по скоростям электронов, выбитых в первом акте взаимодействия излучения с материалом стенок (*).

На основании представленных экспериментальных данных рассмотрим возможное влияние этих факторов на величину абсолютной эффективности к.э.у. Так, коэффициенты преобразования излучения на поверхности свинцовосиликатных стекол для электронов и ионов Ag^+ с энергией 5 Кэв при ультрафиолетовом излучении ($\lambda = 1200 \text{ \AA}$) соответственно равны $\sigma = 1,5 - 2$ (*), $\delta = 3 - 3,5$ * и $\gamma = 0,01 - 0,04$ (*). Исходя из приведенных величин σ , δ и γ и данных рис. 1, можно сделать вывод, что эффективность процесса умножения зависит не только от абсолютной величины коэффициента преобразования, так как в этом случае эффективность регистрации протонов должна быть во всяком случае не меньше, чем для электронов, а ультрафиолетового излучения примерно в 100 раз меньше, чем для электронов. Можно предположить, что в данном случае большую роль в процессе умножения играет функция распределения вторичных электронов по скоростям, полученных в результате фото-, электронно-электронной и ионно-электронной эмиссии.

При облучении свинцовосиликатных стекол электронами с энергиями от сотен вольт до десятка киловольт спектр вторичных электронов простирается до максимальной энергии $W_{\text{м}} = 80 - 100$ эв и имеет наиболее вероятную энергию $W_{\text{в}}$ в пределах от 0 до 15 эв (*, *). В то же время весь энергетический спектр вторичных электронов, выбиваемых с поверхности большинства полупроводниковых материалов ионами с энергиями 5-8 Кэв, простирается всего лишь до 10-20 эв и имеет максимум в области энергий 2-3 эв (*).

Насколько нам известно, для свинцовосиликатных стекол данных об энергетическом распределении фотоэлектронов в литературе не имеется. Однако сходство вторичноэмиссионных характеристик для металлов и восстановленных стекол, а также близость значений квантового выхода для этих материалов позволяет продолжить аналогию с металлами и на спектральный состав фотоэлектронов. Поэтому можно принять, что для восстановленных стекол для излучения $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ максимальная энергия фотоэлектронов не превышает 3-3,5 эв, а максимум спектральной характеристики соответствует энергии 1-1,5 эв (*).

Сопоставляя представленные на рис. 1 зависимости и приведенные выше экспериментальные данные, видим, что существует вполне определенная корреляция между соотношениями абсолютных величин эффективности этих трех видов излучений и соотношениями величин, характеризующих относительное количество эмиттированных электронов, энергия которых лежит в пределах $W_{\text{в}} < W < W_{\text{м}}$. Это означает, что интенсивность нарастания плотности потока вторичных электронов в канале существенно зависит не только от числа, но и от энергетического распределения электронов, эмиттированных в первом акте взаимодействия излучения с поверхностью. Поскольку статистический вес электронов с энергией, соответ-

* На основании общих соображений относительно зависимости коэффициента преобразования от массы иона, можно считать, что для протонов δ , по крайней мере, не меньше, чем для Ag^+ .

ствующей высокоэнергичной части спектра, при электронно-электронной эмиссии выше, чем при других видах эмиссии, то и относительное число эмиттированных электронов, способных обеспечить дальнейшее развитие лавины, в этом случае существенно больше. Действительно, данные рис. 1 показывают, что наибольшая эффективность наблюдается для того вида излучения, для которого величины W_1 и W_2 наибольшие.

Более того, поскольку продуктом взаимодействия электронов с энергией $\ll 20$ эв с поверхностью являются в основном упруго и неупруго отраженные электроны (*), то энергию, необходимым для дальнейшего эффективного взаимодействия с поверхностью стенок, такие электроны должны получить в результате нескольких соударений. Поэтому в случае регистрации ионов и ультрафиолетового излучения основная масса электронов лавины на входном участке к.э.у. набирает достаточную для выбивания вторичных электронов энергию на протяжении значительно большего числа соударений со стенками, чем это имеет место в случае облучения к.э.у. электронами. Уменьшение числа эффективных соударений приводит к уменьшению плотности электронного облака на выходе к.э.у., т. е. к уменьшению коэффициента усиления.

Действительно, эффективность к.э.у. определяется коэффициентом усиления K , который в случае максвелловского распределения эмиттированных электронов можно представить следующим образом:

$$K(E, W, x) = \left[(AES) \int_0^{x_1} \int_0^{x_2} \int_0^{x_3} \exp\left(\frac{1}{2kT}\right) W_+ (E \cdot S) dW_+ \sin \theta d\theta d\varphi \right]^n,$$

где E — напряженность ускоряющего поля, $S = (d^2 + x^2)^{-1/2}$ — длина пути эмиттированного электрона между двумя последовательными соударениями, d — диаметр канала, x — координата вдоль оси канала, W_+ и W_- — энергия первичной частицы и эмиттированного электрона, соответственно, θ и φ — углы в пространстве, характеризующие положение вторичного электрона относительно элемента поверхности к.э.у., n — число соударений со стенками, T — температура электронного газа; здесь интегрирование производится по всем возможным энергиям эмиттированных электронов.

Поскольку коэффициент K является степенной функцией, то число эффективных соударений является величиной, наиболее критично влияющей на величину коэффициента усиления. Кроме того, коэффициент усиления должен возрастать с ростом энергии вторичного электрона.

Для рассмотрения степени влияния энергетического спектра на процесс умножения удобнее представить зависимости $\epsilon_{\text{эфф}} = f(U_n)$ в нормированном виде. Так, на рис. 2а для одного образца к.э.у. показана эффективность, отнесенная к максимальной величине эффективности, характерной для каждого из трех исследуемых видов излучений. Относительная эффективность представлена как функция величины Ed , характеризующей ускоряющий потенциал в сечении канала. Кривые можно аппроксимировать двумя отрезками прямых, пересекающихся в точках A , B , B , один из которых соответствует линейному участку, другой — насыщению. На основании сказанного выше можно полагать, что при значениях поля E , соответствующих точкам A , B , B , почти все электроны получают энергию, достаточную для вторичного эффективного взаимодействия со стенкой.

Продифференцировав эти зависимости, можно оценить характер изменения эффективности при изменении ускоряющего напряжения (рис. 2б); по мере увеличения ускоряющего потенциала приращение эффективности $\Delta\epsilon/\epsilon$, увеличивается, достигая некоторого максимального значения, затем начинает уменьшаться. Начиная с некоторого значения поля, эффективность уже не изменяется при дальнейшем его увеличении. При облучении электронами величина ускоряющего потенциала, при которой достигается

максимальная скорость изменения эффективности, — наименьшая, при облучении ультрафиолетом — наибольшая. Если просуммировать величину энергии, определяемой этим потенциалом, с наиболее вероятной энергией эмиттированных электронов при каждом виде взаимодействия, то для всех трех случаев получается одна и та же энергия, равная 50–60 эв, характеризующая наиболее вероятную энергию электронов лавины, достаточную для реализации оптимальных условий для последующего умножения. Очередность участия вторичных электронов в процессе умножения при увеличении градиента потенциала определяется величиной начальной энергии,

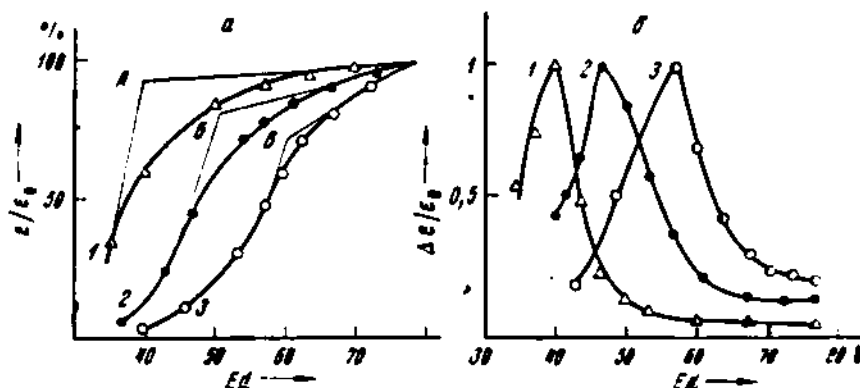


Рис. 2. а — зависимость относительной эффективности к.э.у. от ускоряющего потенциала в сечении канала при облучении электронами (1), протонами (2) и ультрафиолетовым излучением (3); б — результат дифференцирования зависимости $\epsilon/\epsilon_0 = f(Ed)$

с которой эмиттируется электрон с поверхности. Наиболее интенсивное изменение эффективности имеет место, когда в умножении начинает участвовать основная масса вторичных электронов, соответствующая максимуму спектральной характеристики. Таким образом, представленные на рис. 26 зависимости по существу качественно адекватны функции $f(W_0)$.

На основании проведенных измерений можно сделать следующие выводы:

- 1) эффективность к.э.у. существенным образом зависит от коэффициента преобразования излучения на поверхности эмиттирующих стенок;
- 2) абсолютная величина эффективности регистрации того или иного вида излучения определяется характером энергетического спектра электронов, эмиттируемых с облучаемой поверхности;
- 3) абсолютная эффективность регистрации к.э.у. возрастает при увеличении относительного числа эмиттируемых электронов с большими энергиями.

Институт космических исследований
Академии наук СССР
Москва

Поступило
4 V 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ G. Paschmann, E. G. Shelley et al., Rev. Suisse Impr., № 12, 10 (1970).
² R. J. Archuleta, S. E. Deforest, ibid., № 1, 90 (1971). ³ И. М. Брошштейн, В. С. Фрайман, Вторичная электронная эмиссия, «Наука», 1969. ⁴ Г. А. Чуйко, А. М. Якобсон, Радиотехника и электроника, 11, 9, 1684 (1966). ⁵ Ж. Х. Хачатрян, А. Е. Меламид и др., Электр. техн., сер. 14, Материалы, 1, 143 (1971). ⁶ У. А. Арифов, Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела, Ташкент, 1961. ⁷ Л. Мартини, Н. М. Шютте и др., Космические исслед., 10, 2, 255 (1972).