

П. В. ТИМОФЕЕВ

О МЕХАНИЗМЕ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ  
СО СЛОЖНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 3 VIII 1939)

Теория вторичной эмиссии из металлов была дана в работах Фрелиха (1) и Кадышевича (2). Последний очень наглядно объяснил все процессы, происходящие при бомбардировке поверхности металла электронным пучком.

В отношении вторичной эмиссии из сложных поверхностей типа кислородно-цезиевого эмиттора в настоящее время не существует даже определенных качественных представлений о происходящих в этом случае процессах. Ряд авторов (3,4,5) объясняет большие значения коэффициента вторичной эмиссии для этих эмитторов в основном относительно малой концентрацией электронов проводимости в промежуточном слое у данных эмитторов. В кристаллической решетке полупроводника, где концентрация электронов проводимости мала, длина свободного пробега электронов, по их мнению, будет значительно больше длины свободного пробега вторичных электронов в металле. Уменьшение длины свободного пробега вторичных электронов с увеличением концентрации электронов проводимости происходит вследствие увеличения рассеяния энергии вторичных электронов, обусловленного кулоновским взаимодействием вторичных электронов с электронами проводимости. В полупроводниках вместо электронов проводимости содержатся (приблизительно в той же концентрации, с какой электроны проводимости заполняют металл) связанные электроны с малой энергией связи.

Сделанная на основании представлений об ударной ионизации Н. Д. Моргулисом (3) оценка потерь энергии вторичного электрона при движении в промежуточном слое кислородно-цезиевого эмиттора (вследствие взаимодействия его с электронами, имеющими малую энергию связи) явно неверна. При взаимодействии вторичного электрона со связанным потеря энергии

$$-\Delta W_2 = \frac{Q + E'_0}{\lambda},$$

где:  $Q$ —энергия связи,  $E'_0$ —начальная энергия третичного электрона, возникающего в результате взаимодействия вторичного электрона со связанным;  $\lambda$ —длина пробега ионизирующего соударения.

Моргулис для кислородно-цезиевого катода полагает  $Q$  равным 2—3 электроно-вольтам, что неверно, так как из сопоставления спектральных

характеристик и кривых распределения фотоэлектронов по энергиям <sup>(6)</sup> путем элементарных вычислений для  $Q$  получается значение меньше одного электроно-вольта. При этих условиях, как нетрудно видеть, рассеяние энергии вторичного электрона внутри промежуточного слоя кислородно-цезиевого эмиттора будет мало отличаться от рассеяния энергии вторичного электрона при движении его внутри металла.

Вообще, по всей вероятности, в полупроводниках рассеяние энергии вторичных электронов слабо связанными электронами будет по порядку величины совпадать с рассеянием энергии вторичных электронов, вызываемым электронами проводимости в металлах, и следовательно длина свободного пробега вторичных электронов в обоих случаях будет одного и того же порядка.

В полупроводниках величина вторичной эмиссии может быть больше по сравнению со вторичной эмиссией из металлов также вследствие того, что в полупроводниках в отличие от металлов при нормальном падении первичного луча электронов часть вторичных электронов в момент возникновения может получить приращение импульса в направлении к поверхности. Величина и направление скорости вторичного электрона зависят от условий, в которых находился электрон в момент получения энергии от первичного электрона.

В полупроводниках и изоляторах при взаимодействии первичного электрона со связанным электроном, имеющим относительно большую энергию связи по сравнению с энергией связи электронов проводимости, угол между направлениями первичного и вторичного электронов заметно отличается от  $90^\circ$ , и следовательно при перпендикулярном падении первичного пучка к поверхности эмиттора в полупроводниках и изоляторах возникает часть вторичных электронов с большой составляющей скорости в направлении к поверхности эмиттора.

Однако у интересующих нас полупроводников, например кислородно-цезиевых и других эмитторов, имеющих, как указывалось выше, большую концентрацию электронов с малой энергией связи, распределение по направлениям скоростей вторичных электронов будет мало отличаться от распределения по направлениям скоростей вторичных электронов в металлах и, таким образом, это обстоятельство тоже не может служить причиной, вызывающей большую вторичную эмиссию из сложных поверхностей.

Хорошим подтверждением высказанных нами предположений являются результаты измерений вторичной эмиссии с полупроводников, имеющих малую концентрацию электронов проводимости, например закись меди. Величина вторичной эмиссии из закиси меди меньше, чем из меди <sup>(7)</sup>. Ряд приведенных ниже экспериментальных фактов подтверждает тоже наши предположения.

Известно, что увеличение вторичной эмиссии из сложных эмитторов, по сравнению со вторичной эмиссией из металлов, получается за счет вторичных электронов с малыми начальными энергиями, т. е. кривые распределения электронов по энергиям у металлов и сложных эмитторов имеют совершенно различную форму.

Если бы механизм эмиссии вторичных электронов из сложных эмитторов и металлов, как полагают Моргулис, Бруинит и др., был одинаков, т. е. величина вторичной эмиссии в обоих случаях определялась бы только коэффициентом поглощения вторичных электронов, получивших достаточную скорость для преодоления потенциального барьера при выходе электронов из эмиттора, тогда, как нетрудно видеть, кривые, характеризующие распределение вторичных электронов по энергиям, должны были бы иметь одинаковую форму. Экспериментально это подтверждается тем,

что кривые распределения по энергиям вторичных электронов у закиси меди и меди имеют одинаковую форму.

Далее, при одинаковом механизме эмиссии вторичных электронов из проводников и сложных эмитторов и при указанном выше распределении вторичных электронов по энергиям у сложных эмитторов увеличение работы выхода у этого эмиттора должно было бы приводить к значительному уменьшению вторичной эмиссии электронов, чего в действительности не наблюдается. Например, окисление кислородно-цезиевого эмиттора, приводящее к полной потере им фотоэлектрической чувствительности, и следовательно к большому увеличению работы выхода, уменьшает вторичную эмиссию всего лишь на 10—20%.

На основании ряда других исследований вторичной эмиссии со сложных поверхностей мы также пришли к заключению, что механизм вторичной эмиссии из сложных поверхностей существенно отличается от механизма вторичной эмиссии из металлов.

По нашему мнению, большая вторичная эмиссия из сложных поверхностей возникает вследствие вытаскивания электронов положительными зарядами, образующимися на поверхности сложного эмиттора при бомбардировке его пучком первичных электронов, т. е. по существу эффектом Мальтера<sup>(8)</sup>. Отсутствие заметной инерции у вторичной эмиссии со сложных эмитторов, например кислородно-цезиевого эмиттора, не противоречит нашему предположению. Действительно, инерция вторичной эмиссии в данном случае определяется временем рекомбинации положительных зарядов, которое может быть меньше  $10^{-9}$  сек. и все же при этом каждый положительный заряд может вытащить из эмиттора за время своего существования большое количество электронов, так как время, необходимое для вытаскивания электрона из эмиттора, будет не больше  $10^{-14}$  сек. Время вытаскивания электрона из эмиттора мы определяем весьма приблизительно как время, которое необходимо для прохождения электроном пути  $10^{-7}$  см со средней скоростью в 1 вольт.

Положительный заряд, образующийся на поверхности эмиттора при малой плотности первичного тока  $I_n$  будет пропорционален его величине и вероятности  $W$  ионизации атомов или молекул, составляющих поверхность эмиттора. Вероятность ионизации атомов или молекул, как известно, зависит от скорости первичных электронов  $W = f(V_{пер})$ . Если предположить, что каждый ионизированный атом или молекула освобождает из эмиттора в среднем  $K$  электронов и вероятность ионизации их выражается той же эмпирической формулой, которая была предложена Комптоном для подсчета ионизации в газах, т. е.

$$W = C_1 (V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{C_2}}$$

(где  $C_1$  и  $C_2$ —постоянные, а  $V$  и  $V_i$ —соответственно скорость первичного электрона и ионизационный потенциал), тогда для тока  $I(ем)$  вторичной эмиссии получим следующую формулу:

$$i_{ем} = k i_n C_1 (V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{C_2}} \quad (1)$$

Полагая  $K C_1 = A$ ,  $C_2 = \mu$  и пренебрегая величиной  $V_i$  по сравнению с  $V$ , приходим к эмпирической формуле Лукьянова<sup>(10)</sup>

$$i_{ем} = A i_n V e^{-\mu V}, \quad (2)$$

которая хорошо совпадает с экспериментальными данными.

Для малых скоростей первичных электронов, как известно,  $W = C(V - V_i)$  и следовательно

$$i_{b_1} = A i_n (V - V_i), \quad (3)$$

что тоже хорошо совпадает с опытом, так как при малых скоростях первичных электронов величина вторичной эмиссии пропорциональна скорости первичных электронов.

На первый взгляд казалось бы, что скорость первичных электронов, при которой наступает максимум вторичной эмиссии, должна совпадать со скоростью электронов, соответствующей максимуму ионизации атомов или молекул, расположенных на поверхности эмиттора.

Однако, принимая во внимание, что ионизация атомов или молекул на поверхности эмиттора будет производиться также неупругоотраженными и вторичными электронами, обладающими достаточной для этого скоростью, можно представить себе, что значение скорости первичных электронов, соответствующей максимуму вторичной эмиссии, будет значительно отличаться от скорости электронов, соответствующей наибольшей вероятности ионизации данных атомов или молекул. Таким образом, большие значения скоростей первичных электронов  $V = 400$  V, при которых получается максимум вторичной эмиссии из сложных поверхностей, не могут быть возражением против нашего предположения о механизме вторичной эмиссии электронов.

Следует отметить, что при фотоэффекте с кислородно-цезиевых эмитторов, по всей вероятности, существует также эффект вытаскивания электронов ионами цезия, образующимися на поверхности эмиттора в результате ионизации абсорбированных атомов цезия. Это вытекает из следующих экспериментальных данных.

При освещении поверхности кислородно-цезиевого эмиттора инфракрасным светом вольт-амперная кривая становится параллельной оси напряжений при большей положительной разности потенциалов между эмиттором и коллектором фотоэлектронов, чем при освещении эмиттора короткой длиной волны (<sup>9</sup>). Другими словами, ток насыщения при освещении длинноволновым светом эмиттора наступает при большей разности потенциалов между эмиттором и коллектором, чем при освещении эмиттора светом с короткой длиной волны.

Данный факт можно объяснить тем, что ионы цезия, возникающие при освещении кислородно-цезиевого эмиттора длинноволновым светом, в поверхностной пленке цезия вырывают электроны из этого эмиттора. Действительно, для того чтобы вырванные положительными ионами электроны могли попасть на коллектор, необходимо создать некоторый градиент внешнего электрического поля у катода, нейтрализующего действие положительных ионов на эти электроны.

Эффектом вырывания электронов положительными ионами из кислородно-цезиевого катода, очевидно, и объясняется большая фотоэлектронная эмиссия с него при длинноволновом свете.

Таким образом, становится понятным, почему несмотря на малое поглощение света в одномолекулярной поверхностной пленке цезия, возникает большой фотоэффект. Данное предположение является дополнением к теории Де-Бура.

Явление взаимодействия электронов с положительными ионами, образующимися на поверхности эмиттора, становится еще более заметным при вторичной эмиссии электронов, когда в отсутствии влияния пространственного заряда для получения тока насыщения приходится доводить разность потенциалов между эмиттором и коллектором до 15—20 V (<sup>6</sup>).

Увеличение в данном случае разности потенциалов обуславливается тем, что при бомбардировке первичным электронным пучком на поверхности кислородно-цезиевого эмиттора возникают не только ионы цезия, но также и ионы соединений цезия с кислородом.

В сложных эмитторах (типа кислородно-цезиевого) в промежуточном слое между коллоидными частицами существуют трещины, и следовательно потенциальные барьеры, хорошо отражающие медленные вторичные электроны. При малой работе выхода электронов с поверхности сложного эмиттора отражение электронов от этих барьеров может способствовать большой вторичной эмиссии, чем, вероятно, и объясняется тот факт, что окисление поверхности кислородно-цезиевого эмиттора, приводящего к полной потере им фоточувствительности, уменьшает коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$  на 2—3 единицы.

Предполагая, что большая вторичная эмиссия со сложных токов возникает в основном вследствие вытаскивания электронов из эмиттора положительными зарядами, образующимися на его поверхности во время бомбардировки ее пучком электронов, приходим к следующим выводам.

Величина вторичной эмиссии со сложных эмитторов в основном определяется временем  $\tau$  рекомбинации положительных зарядов и величиной  $K$ , характеризующей среднее количество электронов, вытаскиваемых единичным зарядом в единицу времени.

Величины  $K$  и  $\tau$ , совершенно очевидно, определяются электропроводностью промежуточного слоя. Отсюда непосредственно вытекает, что вторичная эмиссия со сложных эмитторов зависит как от природы, так и от относительных количеств частиц металлов и их соединений, входящих в состав промежуточного слоя.

На эти факты мы неоднократно указывали в предыдущих работах.

Электровакuumная лаборатория  
ВЭИ

Поступило  
5 VII 1939

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Frölich, Ann. d. Phys., 13, 229 (1932). <sup>2</sup> Кадышевич, (в печати).  
<sup>3</sup> Моргулис, Журн. техн. физ., т. IX, 858 (1939). <sup>4</sup> Хлебников, Успехи физ. наук, 11, 301 (1939). <sup>5</sup> H. Bruining, Philips Techn. Rev., 3, 80 (1938).  
<sup>6</sup> Пятницкий, Журн. техн. физ. VIII, 1014 (1938). <sup>7</sup> Фример, Вторичная эмиссия из закиси меди и закиси меди, обработанной парами цезия (печат. в Журн. техн. физ.). <sup>8</sup> Malter, Phys. Rev. 50, 48 (1936). <sup>9</sup> Пятницкий и Тимофеев, Журн. техн. физ., VI, 461 (1936); Phys. Zeit. d. Sowjet. 9, 187 (1936).  
<sup>10</sup> Лукьянов, Журн. техн. физ. VI, 1256 (1936).