

Н. Д. МОРГУЛИС и Н. Г. НАХОДКИН

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЛУБИНА ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

(Представлено академиком А. А. Лебедевым 19 XII 1953)

Исследование эффективной глубины вторичной электронной эмиссии имеет большое значение для понимания природы этого важного явления, так как при этом возможно проявление факторов, связанных с ролью кинетики движения возбужденных электронов в среде эмиттера (1). В 1948 г. у нас было выполнено исследование в этом направлении для сурьмяно-цезиевого катода (2), в котором была с успехом применена разработанная нами методика клина (3), широко применяемая в последние годы для изучения фотоэффекта (4). В настоящей работе исследование этого важного вопроса распространено на большое количество металлов и полупроводников с целью расширения накопленных результатов с тем, чтобы получить возможность сделать некоторые выводы обобщающего характера.

В наших опытах мы использовали экспериментальную лампу сферической формы, представленную схематически на рис. 1, в боковом отростке которой можно было напылить на узкую стеклянную полоску с двумя боковыми контактными дорожками клин исследуемого вещества. Распределение толщины слоя z вдоль клина определялось по начальному весу шарика испаряемого вещества и выведенной нами (3) формуле распределения. В трех случаях: Cr, Ge и Sn — Cs толщина слоя могла быть дополнительно проконтролирована и определена по положению интерференционных полос; это дало достаточно хорошее соответствие с результатами, полученными предыдущим методом. Агрегация же слоя в тонкой области клина для некоторых из наших веществ (5) не должна оказать существенного влияния на характер изложенных ниже результатов, тем более, что хорошо известно, что, например, слои Cr, Ge, Sn — Cs и т. п., результаты по которым не отличаются от других результатов в интересующей нас области толщин $z < z_{эф}$, имеют совершенно однородную структуру. Наконец, проверка с сурьмой показала также на независимость результатов от материала подложки (стекло, алюминий).

После напыления клин в самой лампе с вакуумом микрометрически перемещался к центру сферы, где он в разных своих местах пробегался узким ($< 0,5$ мм) пучком первичных электронов с энергией V_p в интервале $200 \div 3000$ в. Лампа находилась на непрерывной откачке со скоростью у ее устья > 10 л/сек; давление в ней во время работы, определенное при помощи ионизационного вакуумметра, было $\approx 10^{-6}$ мм. После нанесения клина производилось контрольное определение зависимости коэффициента вторичной эмиссии δ от V_p в толстом его месте с определением $\delta_{макс}$; полученные кривые хорошо совпадали с известными в литературе. Определение эффективной глубины вторичной эмиссии $z_{эф}$ производилось, как и раньше (2),

путем определения зависимости величины δ от толщины клина z при разных значениях V_p и определения той величины $z_{эф}$, где коэффициент вторичной эмиссии делается постоянным. Затем производилось также определение вольтамперных характеристик вторичной эмиссии в тормозящем электрическом поле, при $V_p = \text{const}$ в разных местах клина, характеризующих распределение вторичных электронов по энергиям.

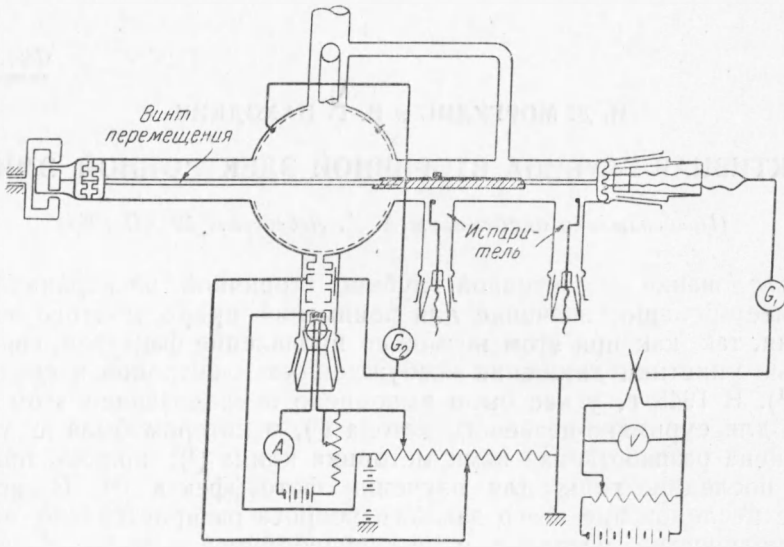


Рис. 1

Типичный пример получаемых подобным путем результатов измерения $\delta = f(z)$ приведен на рис. 2 для случая клина из быстро напыленного серебра при $V_p = 200 \div 3000$ в; в предельном случае $z = 0$ величина $\delta = 1$, так как подложка (стекло) является диэлектриком. Мы видим, что эффективная глубина равна здесь $z_{эф} = 9$ мк и что она не зависит от величины V_p во всем этом широком интервале.

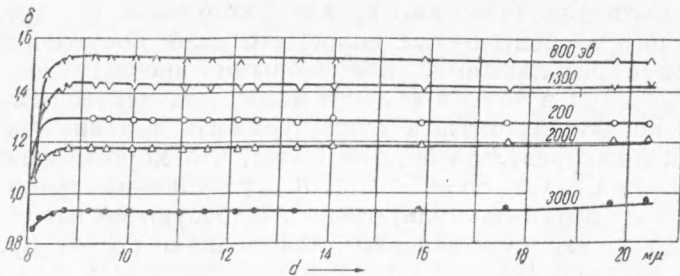


Рис. 2

Независимость величины $z_{эф}$ от V_p , полученная нами для всех без исключения веществ (см. ниже), не подтверждает результатов другой работы (6), где величина $z_{эф}$ для Ag, измеренная по нашему методу, оказалась линейной функцией V_p . Только в случае некоторых веществ (Ag, Cu, W) в области $V_p > 1500$ и наблюдался второй подъем зависимости $\delta = f(z)$ с насыщением при $z'_{эф} \approx 50$ мк и растущим с величиной V_p , природа которого нам еще неясна.

На рис. 3 приведены для сравнения зависимости $\delta = f(z)$ для целого ряда веществ разной природы при $V_p = \text{const}$. Наконец, харак-

теристики в тормозящем поле показывают здесь прогрессивный рост доли быстрых вторичных электронов по мере уменьшения толщины слоя в области малых ее значений, как это имело место и в работе (2).

Полученные результаты сведены в табл. 1*.

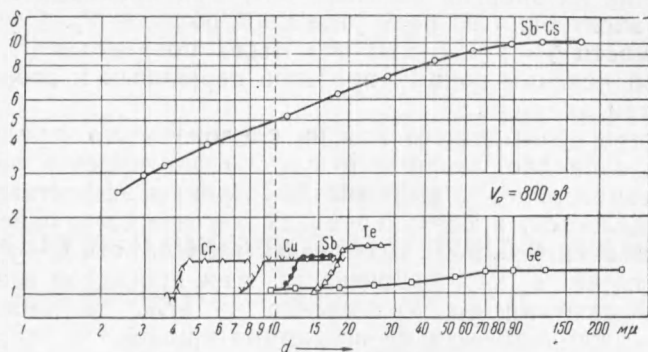


Рис. 3

Рассмотрение этой таблицы позволяет сделать следующие заключения.

1. Эффективная глубина вторичной эмиссии у металлов в общем, даже при учете некоторых исключений неизвестного происхождения, все же меньше, чем для полупроводников; таким образом, существует, очевидно, заметное торможение выходящих вторичных электронов электронами проводимости металла.

Таблица 1

Вещество	Ag	Cu	Cr	Sb	Bi	Tl	Pb	In	Te	Ge
$Z_{эф}$ в мμ ~	9	10	5	13	10	19	50	>100	20	70
$\delta_{макс}$	1,5	1,4	1,3	1,5	1,5	1,4	1,4	1,3	1,5	1,2

(продолжение)

Вещество	Cu	Pb	In	Sn — Cs	Sb — Cs
	после пребывания в форвакууме				
$Z_{эф}$ в мμ ~	12	60	>100	>90	100
$\delta_{макс}$	2,2	1,7	1,5	1,4	10

2. Не существует прямой связи вторичной электронной эффективности катода с глубиной выхода вторичных электронов, т. е. она лишь в малой степени определяется кинетикой движения последних внутри вещества эмиттера. С другой стороны, возможность существования весьма разных значений величины $z_{эф}$ при примерно одинаковом δ дает указание на то, что природа энергетических потерь у первичных и вторичных электронов имеет сходный характер.

* Данные для Sb — Cs в табл. 1 и 2 на рис. 3 заимствованы для сравнения из (2), а данные для $\delta_{макс}$ (Sn — Cs) — из (7); величины $z_{эф}$ (Sn — Cs) получены нами отдельно при помощи методики, аналогичной той, которая была применена в (2).

3. Независимость $z_{\text{эф}}$ от V_p во всей исследованной области 200—3000 в, т. е. до и после максимума кривой $\delta = f(V_p)$, дает указание на то, что для каждого катода существует своя определенная и постоянная зона выхода вторичных электронов (так как начальное распределение их энергий не зависит от V_p), пронизываемая пучком первичных электронов во всей указанной области V_p . Следовательно, ход зависимости $\delta = f(V_p)$, как это было показано в (8), не определяется игрой величин полных пробегов первичных и вторичных электронов внутри эмиттера.

4. Из всего предыдущего можно, следовательно, придти к заключению, что, очевидно, аналогично случаю фотоэффекта катодов типа сурьмяно-цезиевого (4, 9), вторичная электронная эффективность катода также определяется, в первую очередь, характером процессов возбуждения в нем электронов (1), а основная зависимость $\delta = f(V_p)$ отображает усредненный ход вероятности этих процессов в зоне выхода вторичных электронов $z_{\text{эф}}$. Увеличение же угла падения первичных электронов, даже в области до максимума кривой $\delta = f(V_p)$, приводит к росту их пути внутри этой зоны $z_{\text{эф}}$, т. е. к росту величины δ .

5. Сведение величины δ для различных веществ (рис. 3) к слою одной и той же толщины z (вертикальный пунктир) показывает, что интенсивность процессов возбуждения внутри обычных полупроводников (Ge) может весьма сильно уступать не только эффективным полупроводникам (Sb—Cs), но также и некоторым обычным металлам (Cr) с той же примерно работой выхода. Таким образом, характер этого основного для вторичной эмиссии явления весьма сложно определяется веществом исследуемого эмиттера.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило
14 XII 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. Моргулис, ЖТФ, 9, 853 (1939); 10, 1710 (1940); И. Дикман, ЖТФ, 18, 1426 (1948). ² Б. Дятловицкая, ДАН, 63, 641 (1948). ³ Н. Моргулис, Допов. січнев. сесії АН УРСР, в. 2, 215 (1942). ⁴ Н. Моргулис, П. Борзяк, Б. Дятловицкая, Изв. АН СССР, сер. физ., 12, 126 (1948); П. Борзяк, Н. Моргулис, ДАН, 61, 625 (1948); Н. Карханина, Н. Моргулис, ЖТФ, 20, 345 (1950); П. Борзяк, Тр. ИФ АН УССР, в. 4, 11 (1953); в. 2, 3 и 19 (1952); Б. Дятловицкая, ЖТФ, 22, 84 (1952). ⁵ П. Морозов, М. Бутолов, ЖТФ, 16, 857 (1946); Н. Рапп, Тр. физ. отд. ХГУ, 2, 105 (1950); R. Picard, O. Duffenduck, J. Appl. Phys., 14, 291 (1943); H. König, Reichsber. f. Phys., 1, 7 (1944); H. Levinstein, J. Appl. Phys., 20, 306 (1949); R. Sennet, G. Scott, JOSA, 40, 203 (1950). ⁶ М. Будынский, ДАН, 82, 705 (1952). ⁷ П. Борзяк, Фіз. зап. АН УРСР, 9, 176 (1941). ⁸ Н. Находкин, Тр. физ. фак. КГУ, в. 7 (1953). ⁹ П. Борзяк, Тр. ИФ АН УССР, в. 2, 3 (1952).