

А. Р. ШУЛЬМАН и Е. И. МЯКИНИН

ПОРОГ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ НИКЕЛЯ И МОЛИБДЕНА

(Представлено академиком П. И. Лукирским 15 VI 1953)

При облучении металлов электронами имеют место несколько различных процессов. Это находит выражение в том, что вторичные электроны имеют характерный спектр энергии, в котором можно выделить три основных участка, соответствующих упруго отраженным, неупруго отраженным и вторичным медленным электронам. Будем называть порогом вторичной электронной эмиссии наименьшее значение энергии первичных электронов V_p^* , при котором число медленных вторичных электронов отлично от нуля.

До сих пор нет надлежащей ясности в вопросе о наличии порога вторичной электронной эмиссии металлов. Неясен также физический смысл этой величины. Имеющиеся в литературе данные немногочисленны и подчас противоречивы. Такое положение отчасти вызвано тем, что до сих пор, как правило, изучались отдельные стороны явления, в то время как для решения вопроса необходимо одновременное исследование, по крайней мере, двух характеристик вторичной эмиссии — зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от V_p и закона распределения вторичных электронов по скоростям.

Учитывая это обстоятельство, нами было предпринято исследование вторичной электронной эмиссии никеля и молибдена при малых скоростях первичных электронов.

В работе был использован метод сферического конденсатора с обычной для подобных измерений электрической схемой. Основной экспериментальной трудностью оказалось конструирование и постройка электронной пушки для электронов малых скоростей. Было уделено много внимания контролю фокусировки электронного пучка, который производился двумя способами: измерением тока первичных электронов на мишень при передвижении ее в направлении пучка и наблюдением границ светящегося пятна при замене измерительной мишени флуоресцирующей. В последнем случае мишень была окружена металлическим экраном и растровой сеткой со стороны пучка. На сетку попадали первичные электроны, которые ускорялись в пространстве между сеткой и мишенью разностью потенциалов от 180 до 500 в. Провисания ускоряющего поля через растровую сетку замечено не было. Потенциал сетки по отношению к катоду менялся в пределах от 0 до 10 в. Кроме того, изменялся потенциал коллектора для выяснения влияния ускоряющего и задерживающего вторичные электроны потенциала коллектора на первичный пучок. Контрольные опыты

показали, что, начиная с значения V_p , равного 1,5 в, пятно имеет резко выраженные границы, не зависящие от потенциала сетки и коллектора, и число рассеянных электронов незначительно. Таким образом, достаточно достоверными следует считать лишь данные, полученные при значениях V_p , больших 1,5 в.

Были измерены и учтены контактные разности потенциалов поверхностей катод — мишень и, катод — коллектор. Некоторая неопределенность в измерениях создавалась за счет немонокинетичности пучка первичных электронов вследствие падения напряжения на катоде и распределения этих электронов по тепловым скоростям. Особое внимание было обращено на создание достаточно совершенного вакуума. Несмотря на то, что в приборе имелись шлифы, рядом специальных мер удалось добиться, что при измерениях вакуум был всегда не хуже, чем $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. при измерениях ионизационным манометром.

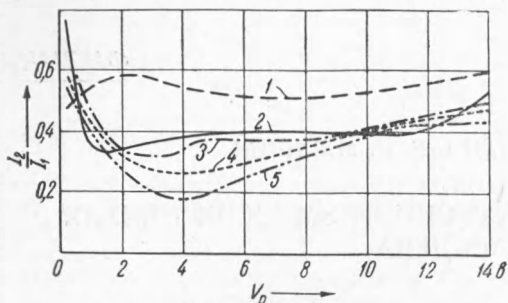


Рис. 1. Зависимость I_2/I_1 от V_p для молибдена. 1 — мишень не обезгаживалась; 2 — мишень прокаливалась несколько минут; 3 — мишень прокаливалась 3 часа при $T = 1500^\circ \text{K}$; 4 — мишень прокаливалась 7 дней при $T = 2500^\circ \text{K}$; 5 — мишень прокаливалась 10 дней при $T = 2500^\circ \text{K}$.

мишени играет решающую роль при проводившихся нами измерениях. Обычные методы обезгаживания — прогрев мишени в высоком вакууме в течение нескольких часов — оказались недостаточными. Для того чтобы получить достоверные результаты, потребовалась 10-дневная прокалка мишени в высоком вакууме. На рис. 1 приведены данные о ходе $I_2/I_1 = f(V_p)$ при различных степенях обезгаживания молибденовой мишени. Подобные результаты были получены и с никелевых мишеней. Можно указать, что в зависимости от степени очистки мишени можно получить разнообразные кривые $I_2/I_1 = f(V_p)$, в том числе и такие, которые были получены в некоторых предыдущих работах. Это наводит на мысль, что разнообразие в виде кривых $I_2/I_1 = f(V_p)$ полученных различными исследователями, возможно, связано с недостаточным обезгаживанием мишени.

Приводимые нами в дальнейшем данные относятся к тщательно обезгаженным мишеням, причем измерения в каждой точке производились сразу же после выключения накала мишени, пока она не успевала охладиться.

На рис. 1, 5 и рис. 2 приведены зависимости $I_2/I_1 = f(V_p)$ для никеля и молибдена при малых скоростях первичных электронов. Кривые имеют ясно выраженный минимум. Физический смысл этого минимума выявляется при сопоставлении кривых $I_2/I_1 = f(V_p)$ с кривыми задержки. Кривые задержки снимались во всем интервале применявшихся V_p . Данные измерений показывают, что при V_p меньших, чем значения, соответствующие минимуму кривых $I_2/I_1 = f(V_p)$ кривые задержки имеют одинаковый характер, именно, они параллельны оси абсцисс и на небольшом участке круто спадают. Это соответствует

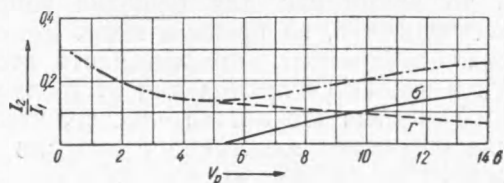


Рис. 2. Зависимость I_2/I_1 от V_p для хорошо обезгаженной никелевой мишени. Кривая r — ход коэффициента отражения, кривая σ — ход коэффициента вторичной электронной эмиссии.

тому, что все вторичные электроны являются упруго отраженными электронами, скорость их в пределах точности эксперимента равна V_p .

Начиная со значений V_p , превышающих значения, соответствующие минимуму кривой $I_2/I_1 = f(V_p)$, наблюдается изменение в ходе кривых задержки. Появляется искривление кривых, означающее появление группы медленных электронов. Это видно на рис. 3. Если продифференцировать кривые задержки и из кривых распределения электронов по скоростям рассчитать по площадям соответствующих участков кривых относительное число упруго отраженных и вторичных электронов, как это впервые было сделано П. И. Лукирским и Н. Н. Семеновым ⁽¹⁾, то возможно представить кривые $I_2/I_1 = f(V_p)$ как результаты суммирования двух кривых. Результаты подобного расчета нанесены на рис. 2. Из этих кривых видно, что число отраженных электронов быстро падает в области малых значений V_p , а затем меняется незначительно. В недавно появившейся работе Майерса ⁽²⁾ указывается, что кривая зависимости коэффициента отражения электронов от пленок меди и серебра от V_p при значениях $V_p > 10$ в, вероятно, имеет максимум. Мы не исследовали подробно ход коэффициента отражения и поэтому не можем утверждать, что наблюдавшийся нами ход этого коэффициента противоречит данным Майерса.

Число медленных вторичных электронов является монотонной функцией V_p , имеющей нулевое значение при некотором значении V_p^* . Это значение V_p^* и представляет собой порог вторичной эмиссии. Таким образом, минимум кривой $I_2/I_1 = f(V_p)$ в области малых энергий первичных электронов связан с появлением вторичных электронов. Измеренная величина порога вторичной эмиссии несколько превышает работу выхода данного металла. У никеля работа выхода равна 5,05 эв, порог эмиссии 5,2 эв, у молибдена 4,16 и 4,3 эв, соответственно.

Если учесть погрешности эксперимента, в частности немонокинетичность пучка первичных электронов, то согласие можно считать хорошим. Эмитированные вторичные электроны, вероятно, являются как истинно вторичными, так и неупруго отраженными первичными электронами. На опыте эти две группы электронов не различаются.

Если рассматривать эмиссию электронов при малых значениях энергии первичного электрона как результат акта одиночного взаимодействия первичного электрона с электроном металла, то из простых модельных соображений следует, что истинная вторичная эмиссия становится возможной лишь тогда, когда первичный электрон передает какому-либо электрону металла энергию, по крайней мере, равную работе выхода этого металла. Таким образом, для истинно вторичных электронов существует порог эмиссии $eV_p^* = e\phi$, являющийся аналогом красной границы фотоэффекта.

Наряду с этим, казалось бы, что при $0 < e\phi < eV^*$ должны наблюдаться неупруго отраженные первичные электроны с потерями энергии меньшими, чем $e\phi$. Однако опыт показывает, что при малых V_p вторичная эмиссия не имеет места и, следовательно, неупругое отражение электронов при $eV_p < e\phi$ практически отсутствует. Возможно, что это объясняется тем, что при малых энергиях первичных электронов наиболее часто будут встречаться электроны (первичные и



Рис. 3. Кривые задержки для никеля при различных значениях V_p . 1—2,8 в; 2—4,5 в; 3—5,0 в; 4—5,5 в; 5—8,8 в

вторичные), энергия которых после взаимодействия будет равна сумме их энергий до столкновения

$$eV_i = \frac{eV_p + W_a + W_i}{2}, \quad (1)$$

т. е. что при малых скоростях первичных электронов наиболее вероятно, что вторичные электроны появятся в заметном количестве, когда

$$eV_i \geq W_a; \quad (2)$$

это соответствует условию

$$eV_p^* \geq e\varphi. \quad (3)$$

Далее, в интервале $20 \text{ в} < V_p < 50 \text{ в}$, исследованном нами, на кривой распределения вторичных электронов по скоростям появляется отчетливо выраженная группа неупруго отраженных электронов. Эта группа наблюдается при различных V_p , при этом величина потери энергии $V_p - V_s$ незначительно зависит от V_p . На рис. 4 приведены соответствующие данные для никеля при двух значениях V_p . Хотя применявшийся метод дифференцирования кривых задержек не является достаточно точным, из этого рисунка можно сделать вывод о том, что неупругое отражение электронов становится заметным при $V_p - V_s > \varphi$. Из кривых распределения (рис. 4 а) видно, что максимальному числу вторичных электронов, обладающих малыми скоростями, соответствует пик неупругоотраженных электронов на этой же кривой, причем

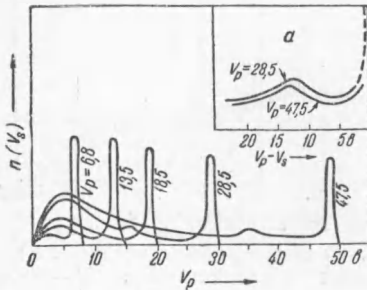


Рис. 4. а — зависимость относительного числа вторичных электронов от величины потерь для различных значений V_p ; б — распределение вторичных электронов по скоростям при различных значениях V_p

оба максимума связаны соотношением

$$V_p - V_s = V_{sm} + \varphi, \quad (4)$$

где V_{sm} — энергия, соответствующая максимуму медленных вторичных электронов. Наблюдаемая на опыте величина неупругих потерь $V_p - V_s$ несколько превышает $V_{sm} + \varphi$. При увеличении V_p наблюдается небольшое смещение максимума медленных электронов V_{sm} ; этому соответствует смещение пика неупругих потерь $V_p - V_s$ согласно (4) (рис. 4).

Наличие порога вторичной эмиссии, близкого к работе выхода металла, означает, что, во всяком случае при малых скоростях первичных электронов, вторичные электроны идут из зоны проводимости.

Настоящая работа выполнена в лаборатории акад. П. И. Лукирского, которому авторы считают своим долгом выразить благодарность за постоянное внимание и интерес к работе и ценные советы.

Поступило
2 IV 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ П. И. Лукирский, Н. Н. Семенов, ЖРФХО, 55, 107 (1923). ² Н. Myers, Proc. Roy. Soc., 215, 329 (1952).