

ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ИХ БОМБАРДИРОВКЕ ЭЛЕКТРОНАМИ

Н. Д. Моргулис, Киев

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, при бомбардировке металлической поверхности пучком быстрых первичных электронов наблюдается выбивание из нее вторичных электронов, число которых может при некоторых условиях превзойти число первичных¹. Это давно известное явление вторичной электронной эмиссии металлов было уже многократно исследовано, в результате чего и были установлены некоторые общие закономерности, которые, однако, в своих отдельных деталях часто весьма плохо согласовывались друг с другом. Даже исследования последних лет, когда применялись совершенно исключительные меры, в первую очередь вакуумтехнического характера, для того, чтобы поставить эксперимент в возможно более чистом виде, и те не внесли еще ясности в целый ряд вопросов, касающихся этого явления. В равной степени недостаточно разработана еще и теория этого вопроса, которая фактически ограничена сейчас одной только работой Фрелиха², рассматривающей приближенно лишь эмиссию чистых металлов. Между тем явление вторичной эмиссии представляет значительный интерес не только с точки зрения выяснения физических процессов, происходящих при этом, но и с точки зрения ее роли для техники электровакуумных приборов. С этим явлением — динатронным эффектом, уже давно столкнулись при работе электронных ламп, где с ним, как фактором, вредно влияющим на нормальную работу лампы, боролись и старались его устранить. Попытка же сконструировать электронную лампу с использованием этого явления — динатрон Хелла — не привела все же к практически существенным результатам³. Однако в течение последних, примерно двух лет, мы наблюдали громадный прогресс в направлении практического использования вторичной электронной эмиссии для целей усиления слабых первичных токов, прогресс, который привел к конструированию, совершенно новых по типу и исключительных по своим данным электровакуумных приборов и, в первую очередь, к так называемым фотодинатронам⁴. Достаточно указать, что в современном многокаскадном фотодинатроне оказывается возможным получить усиление слабого, первичного фототока в самой же лампе в мил-

лионы раз. Подобное развитие техники ламп с вторично-электронным усилением дает в свою очередь новый толчок исследованиям этого явления. Очень существенным теперь является уже не столько исследование эмиссии чистых металлов, как металлов, покрытых различными пленками, соответственно влияющими на интересующее нас явление. К сожалению, исследований, посвященных вторичной эмиссии покрытых пленками металлов, мы в настоящее время имеем очень ограниченное количество, и, несомненно, в ближайшее время следует ожидать весьма сильного оживления на фронте этих исследований. Поэтому задачей данного обзора является дать сводку имеющихся в настоящее время данных по вторичной эмиссии, в первую очередь металлов, покрытых пленками. Что касается вторичной эмиссии чистых металлов, то мы ограничимся здесь весьма сжатой сводкой этих работ ввиду того, что этот вопрос уже неоднократно освещался в прошлом¹.

2. Вторичная эмиссия чистых металлов

Как уже указывалось выше, несмотря на многочисленные исследования вторично-электронной эмиссии металлов, мы все же в настоящее время не всегда получаем целиком однозначные результаты исследований. Одна из основных причин этого заключается в том, что поверхность изучаемого металла должна быть очень хорошо очищена от загрязнений, что в частности требует исключительной тщательности его обезгаживания. В современных работах обращают серьезное внимание на этот момент, и неудивительно, что мы здесь сплошь и рядом встречаем указания на то, что, скажем, откачка и обезгаживание лампы с объектом исследования продолжались подряд несколько дней или даже еще больше.

При ударе быстрых первичных электронов о поверхность металла мы наблюдаем вылет из нее электронов, которые, грубо говоря, можно назвать вторичными. Фактически дело обстоит, конечно, значительно сложнее, и пучок вылетающих электронов состоит примерно из трех групп разной природы, а именно: 1) упруго рассеянных первичных электронов, сохранивших при этом почти всю свою первичную кинетическую энергию V_p , 2) неупруго рассеянных первичных электронов, потерявших при рассеянии в металле часть своей первичной кинетической энергии V_p , и 3) фактических вторичных электронов, т. е. электронов металла, выбитых из него ударом первичных электронов. Простейшим доказательством того, что среди вылетающих электронов действительно имеются эти вторичные электроны, может служить то обстоятельство, что сила тока вторичных электронов I_s может порой превосходить силу тока первичных электронов I_p , т. е. при этом $\sigma = \frac{I_s}{I_p} > 1$. С другой стороны, доказательством наличия упруго рассеянных первичных электронов может быть наличие в спектре распределения скоростей вылетающих электронов такой группы, скорости которой соответствуют скоростям первичных электронов. В даль-

нейшем, говоря о вторичной эмиссии, мы почти всегда будем понимать под этим суммарный эффект всех указанных трех групп.

На рис. 1 изображено распределение потенциала на поверхности и внутри металла. При этом W_a есть общий скачок потенциала на поверхности металла, W_i — максимальная кинетическая энергия электронов в полосе проводимости внутри металла при 0°K . Кроме электронов проводимости, плотно населяющих все уровни энергии в металле (при 0°K), для энергии которых имеем

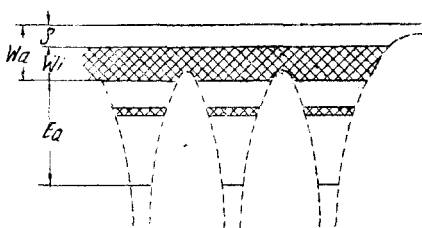


Рис. 1.

$$0 < \epsilon < W_i = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}},$$

в металле существуют еще связанные атомные электроны, находящиеся, как показано на рис. 1, на дискретных или слегка уширенных (для близких к полосе проводимости) уровнях энергии.

Первичный электрон, имеющий кинетическую энергию V_p , войдя в металл, будет иметь там энергию $V_p + W_a$. Эту энергию, или часть ее ΔV , он может отдавать электронам металла, причем тут следует различать следующие два случая (допуская, что металл находится при 0°K):

1. Энергия ΔV передается электрону проводимости, и если ϵ — начальная энергия электрона проводимости, то необходимо только, чтобы уровень $\epsilon + \Delta V$ был свободен, т. е. при 0°K $\epsilon + \Delta V > W_i$. Для вылета же этого первичного электрона проводимости сразу за пределы металла необходимо, чтобы $\epsilon + \Delta V > W_a$ или $\Delta V > W_a - \epsilon$.

2. Энергия ΔV передается связанному на дискретном уровне атомному электрону — в этом случае эта энергия может иметь не любое, а дискретное значение, или, точнее, полосу значений, т. е. тут $\Delta V > \epsilon_a + W_i$, где ϵ_a — энергия „возбуждения“ данного атомного электрона, величина которой определяется так, как это показано графически на рис. 1. Для непосредственного вылета этого атомного электрона из металла, естественно, необходимо условие $\Delta V > \epsilon_a + W_a$. Однако, если $\epsilon_a + W_i < \Delta V < \epsilon_a + W_a$, мы все же можем наблюдать эмиссию вторичных электронов благодаря следующему процессу: атомный электрон будет сначала возбужден, т. е. переведен на один из уровней полосы проводимости; однако, сейчас же произойдет перераспределение электронов, и освободившийся уровень будет немедленно занят одним из электронов, переходящим сюда из полосы проводимости. При этом выделяется квант мягкого рентгеновского излучения, который может быть поглощен одним из электронов проводимости, что может привести к фотоэлектрическому эффекту, т. е. к вылету этого электрона из металла, если только энергия кванта будет больше, нежели $W_a - \epsilon$. Таким образом в этом случае эмиссия вторичных электронов осуществляется уже более сложным путем, устанавливающим связь

между этим явлением и явлением поглощения мягких рентгеновских лучей в металле.⁵ На эту связь обратили внимание ряд авторов,⁶ и в современных экспериментальных исследованиях ей уделено значительное внимание.

Затем, из всего сказанного ясно, что повышение температуры должно было бы привести к росту и вторичной эмиссии; однако, если вспомнить, как относительно мало меняется распределение энергии электронов в металле при повышении температуры примерно до 1000—1500°K, то отсюда видно, что и вторичная эмиссия должна при этом измениться в весьма ничтожной, практически незаметной степени, что вполне подтверждается и данными опыта.

Экспериментальное исследование вторичной эмиссии чистых металлов осуществляется обычно в лампах, мало по своему принципу отличающихся друг от друга. На рис. 2 представлена типичная для этого случая лампа со своей схемой, которую применял Варнеке⁷ для исследования вторичной эмиссии тантала. Электроны из

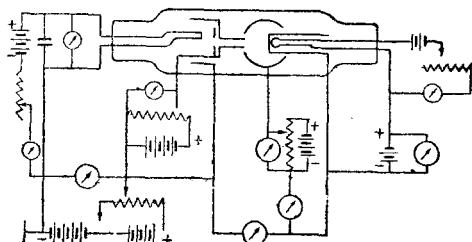


Рис. 2.

пушки проходят внутрь шарообразного электрода и ударяются о поверхность исследуемого металла. Эта поверхность может обезгаживаться и подогреваться во время исследования до нужной температуры при помощи помещенной за ней накаленной спирали. Общий ток на исследуемую поверхность и шар есть ток первичных электронов I_p , а ток на один шар есть ток вторичных электронов I_s , в указанном выше упрощенном смысле, т. е. фактически ток всех вылетающих из поверхности электронов. С другой стороны, осуществляемая в данном случае система сферического конденсатора позволяет измерять не только коэффициент отдачи вторичной эмиссии $\sigma = \frac{I_s}{I_p}$ для различных условий опыта, но и распределение скоростей вторичных электронов; иногда же для этого пользуются отклонением в магнитном поле.

Перейдем теперь кратко к наиболее существенным результатам, полученным при экспериментальных исследованиях вторичной эмиссии чистых металлов.

Раньше всего обратимся к вопросу о том, как зависит вторичная эмиссия от энергии электронов в первичном пучке — от V_p . Этот вопрос многократно исследовался для разных металлов, причем здесь были получены примерно однозначные результаты, а именно: зависимость силы тока вторичных электронов I_s , или коэффициента отдачи $\sigma = \frac{I_s}{I_p}$, от величины V_p имеет для всех металлов характер, представленный графически на рис. 3 для молибдена в необезгаженном (А) и обезгаженном (В) состояниях⁸. Вторичная эмиссия

(рис. 3) появляется вообще при V_p , немного большем нуля, затем быстро растет до максимума и, наконец, начинает постепенно спадать. Для большинства чистых металлов максимальное значение величины σ соответствует примерно 1,2—1,5; этот максимум лежит при значениях $V_p = 300-600$ В, и наконец, $\sigma = 1$, или $I_s = I_p$ при $V_p = 150-200$ В. Необезгаженная поверхность, как видно из рис. 3, может дать значительно измененные данные, и в частности величина σ бывает при этом обычно большей, нежели у совершенно чистого металла с хорошо обезгаженной поверхностью.

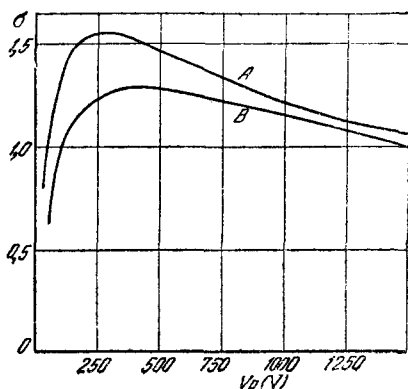


Рис. 3.

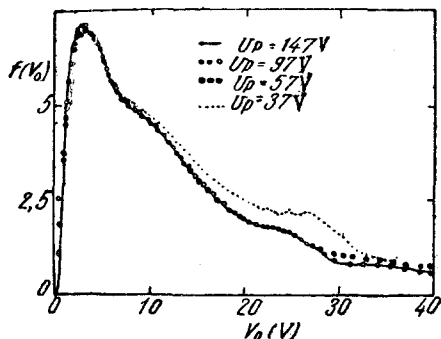


Рис. 4.

Типичная кривая распределения начальных энергий V_0 вторичных (т. е. в понимании всех вылетающих из металла) электронов представлена на рис. 4 и 5 для молибдена⁹, для областей малых и больших значений величины V_0 . Основные ее характерные особенности заключаются в следующем: среди вылетающих электронов почти нет таких, которые имели бы скорости, достаточно близкие к нулю; затем эта кривая дает широкий максимум в области относительно небольших значений V_0 , соответствующий большой группе медленных вторичных (в действительном смысле этого слова) электронов (рис. 4); после этого кривая медленно спадает, но все же затягивается до значений, соответствующих скоростям первичных электронов, указывая тем самым на наличие среди вылетающих из металла упруго рассеянных первичных электронов (рис. 5).

На рис. 3, 4 и 5 на общем фоне плавно идущих кривых мы наблюдаем иногда своеобразные аномалии, повидимому, одинаковой природы. Кривые типа рис. 3 часто обнаруживают наличие „тонкой структуры“, т. е., иными словами, очень небольших местных максимумов и минимумов, не видных на рис. 3. С другой стороны, кривая распределения скоростей дает обычно на общем непрерывном фоне ряд достаточно заметных максимумов. Эти оба явления принято в настоящее время связывать с имеющим дискретный характер

явлением возбуждения мягких рентгеновских лучей при возбуждении связанного атомного электрона ударом быстрого первичного, с последующим испусканием вторичного электрона при поглощении в металле кванта этого излучения — этот процесс был уже нами проанализирован выше⁶. Следует отметить, что в этом отношении дело ограничивается пока только качественного характера сопоставлениями, так как результаты экспериментальных исследований количественно дают еще часто довольно значительные противоречия — в частности в этом случае чрезвычайно большую роль играет очень хорошее обезгаживание металла. Как пример можно привести исследование вто-

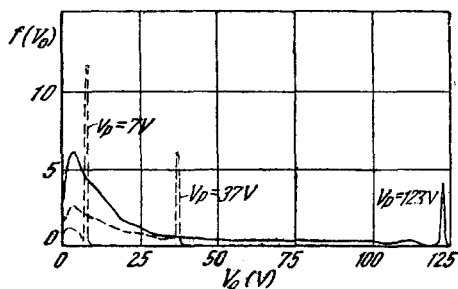


Рис. 5.

ричной эмиссии вольфрама, т. е. металла, относительно легко обезгаживаемого, где сначала Креффт¹⁰ указал на наличие большого количества местных максимумов в кривой $\sigma = f(V_p)$, в области $V_p < 600$ В, в то время как впоследствии Ахерн¹¹ нашел примерно в этой же области у вольфрама только 4 местных максимума, которые к тому же частично исчезали при дальнейшем обезгаживании вольфрама. Поэтому следует, очевидно, думать, что, хотя количество и относительные величины подобных аномалий в кривых рис. 3, 4 и 5 и могут вызывать у нас в том или ином конкретном случае некоторые сомнения, но все же, учитывая их очевидную, указанную выше природу, существование этого явления следует, повидимому, считать в достаточной степени естественным.

Общий характер получаемой нами и представленной на рис. 3 кривой зависимости $\sigma = f(V_p)$ может быть легко объяснен с точки зрения самых общих представлений следующим образом: по мере роста энергии первичных электронов V_p все большее количество электронов металла может быть возбуждено за счет удара первичных и при надлежащих условиях выйти наружу, создавая тем самым ток вторичных электронов I_s . Однако наряду с этим постепенно начинает играть все более и более важную роль и другой фактор, заключающийся в том, что, как известно еще из работ Ленарда, по мере роста величины V_p быстрые первичные электроны, все меньше рассеиваясь, будут все глубже проникать внутрь металла, и, следовательно, большинство вторичных электронов, создаваемых ими, будет возникать на все большей глубине под поверхностью и обладать при этом немного меньшими начальными скоростями. Благодаря своим относительно небольшим начальным скоростям, вторичные электроны будут сильно рассеиваться при своем движении от места своего возникновения по направлению к поверхности. Их рассеяние будет увеличиваться с ростом их пути в металле, т. е., иными

словами, с ростом величины V_p . Из всего сказанного следует, что в левой ветви кривой рис. 3 преобладающую роль будет играть первый указанный процесс, а в правой — второй. Некоторым доказательством правильности подобного толкования хода кривой рис. 3 может служить хотя бы то, что, как показал Коплэнд¹², для правой спадающей ветви кривой $\sigma = f(V_p)$ рис. 3 величина $k = \frac{\Delta\sigma}{\Delta V_p \sigma}$, характеризующая относительное уменьшение σ при увеличении V_p на некоторую постоянную величину, скажем, на 1 вольт, для разных металлов линейно растет с увеличением их плотности. Кстати, по тем же причинам ясно, что если пускать первичные электроны под острым углом к поверхности металла, то вторичная эмиссия при этом увеличится.

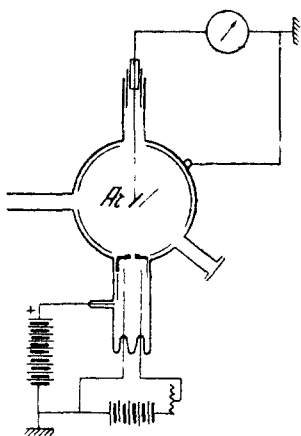


Рис. 6.

Мы опустим сейчас целый ряд других установленных для вторичной эмиссии фактов, как например ее изменение в момент, когда при изменении температуры мы проходим через точку Кюри¹³ (хотя обычно вторичная эмиссия практически от температур не зависит) и т. п., и остановимся немного на довольно старой, но все же представляющей для нас большой интерес работе Дембера¹⁴ относительно влияния, оказываемого обстрелом поверхности алюминия пучком первичных электронов на его фотоэлектрический эффект. Примененная им лампа изображена на рис. 6. Электроны из накаленной нити ускорялись диафрагмой — анодом и бомбардировали поверхность находящейся в центре алюминиевой пластинки. С другой

стороны, эта же пластинка могла быть освещена через кварцевое окно излучением ртутной дуги. Сначала измерялся отдельно чистый фототок на сетку I_1 , затем чистый вторичный ток при отсутствии освещения I_2 . Если теперь поверхность Al будет одновременно и освещаться и обстреливаться электронами, то оказывается, что, при всех прочих равных условиях, получаемый теперь результирующий ток I_3 будет больше, нежели сумма двух предыдущих $I_1 + I_2$. Разность $I_4 = I_3 - (I_1 + I_2)$, так называемый дополнительный фототок, оказывается величиной, во много раз превышающей силу чистого фототока I_1 и зависящей от силы вторичного тока I_2 следующим образом. При непрерывном росте вторичного тока I_2 при неизменном фототоке I_1 дополнительный фототок I_4 растет сначала быстро, потом все медленнее, проходит через максимум и затем начинает уменьшаться; его максимальное значение примерно в 148 раз превышает силу чистого фототока I_1 . Наличие подобного максимума показывает, что, несмотря на бомбардирующее действие электронного пучка, освещением определен-

ной силой света мы в состоянии все же вырывать из металла только определенное число электронов. С другой стороны, зависимость силы дополнительного фототока I_4 от силы света, при неизменной силе тока бомбардирующих электронов I_2 , дает характерную кривую с „насыщением“. Это, очевидно, указывает на то, что бомбардирующие электроны в состоянии „возбудить“ только определенное, хотя и очень большое, число дополнительных фотоэлектронов. Наконец, Дембер установил еще, что подобная бомбардировка сильно смещает граничную частоту фотоэффекта A_1 далеко в сторону красных длин волн, что и сказывается соответственно на величине I_4 . Совершенно несомненно, что статья Дембера представляет для нас большой интерес, хотя истолкование полученных им результатов представляется еще затруднительным ввиду отсутствия достаточно подробных экспериментальных данных по этому вопросу. Наиболее естественным кажется истолкование этого процесса, как происходящего при ударах первичных электронов дополнительного возбуждения электронов металла на более высокие уровни энергии, откуда они уже легче срываются при одновременно происходящем фотоэффекте, — подобная трактовка будет по своей идее весьма близка к объяснению влияния повышения температуры на фотоэлектрический эффект, согласно теории Фаулера¹⁵.

В заключение этой главы остановимся коротко на современных теоретических исследованиях вопроса об эмиссии вторичных электронов из чистых металлов. В этом направлении мы имеем пока единственную работу Фрелиха², ограничивающуюся только выбиванием электронов из полосы проводимости и не рассматривающую неупругих ударов первичных электронов о решетку с непосредственной эмиссией вторичных или с возбуждением мягких рентгеновских лучей. Для получения вылета электронов проводимости наружу необходимо учесть их связь с потенциальным полем металлической решетки; вообще же наше явление оказывается весьма похожим на явление эмиссии электронов из металла при абсорбции в нем мягких рентгеновских лучей⁵. Фрелих рассматривает взаимодействие первичных и вторичных электронов, вводя при этом в уравнение Шредингера кулоновский потенциал возмущения $V = \frac{e^2}{R-r}$. Решение этого уравнения с учетом того, что вылетать из металла могут лишь те вторичные электроны, общая энергия которых $\epsilon + \Delta\varphi$ в результате подобного взаимодействия станет больше величины W_a , приводит к выводам, которые можно кратко резюмировать следующим образом:

1. Нижняя граница эмиссии вторичных электронов получается на основании того, что для металла при 0° К все уровни с энергиями $\epsilon \leq W_i$ заняты. В таком случае первичный электрон может отдать максимум энергии $V_p + W_a - W_i$, и, следовательно, получаемая вторичным электроном энергия ΔV должна удовлетворять неравенству

$$V_p + W_a - W_i > \Delta V > W_a - \epsilon, \quad (1)$$

откуда при $\epsilon = 0$ мы получаем $V_p > W_i$, т. е. нижнюю границу эмиссии. Остающийся при этом свободным уровень вылетевшего электрона будет немедленно занят другим, и распределение электронов вернется к исходному.

2. Распределение скоростей вторичных электронов V_0 не зависит в первом приближении от энергии первичных электронов V_p . Например, для серебра оно удовлетворяет неравенству $V_0 \leq 25$ V. Во втором приближении, при росте величины V_p , кривая распределения V_0 сдвигается немного в сторону больших скоростей.

3. Зависимость коэффициента отдачи σ от энергии первичных электронов V_p имеет следующий характер. При малых значениях V_p , близких к граничной энергии,

$$\sigma \sim V_p^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

т. е. растет с V_p . С другой стороны, при больших значениях V_p получается, что

$$\sigma \sim \frac{\ln \frac{V_p}{W_a}}{V_p^2}, \quad (3)$$

т. е. σ уменьшается с ростом V_p . Общий ход этой зависимости, в которой даже еще не учитывается рассмотренное выше влияние поглощения и рассеяния первичных и вторичных электронов на разных глубинах, совпадает по своему характеру с наблюдаемым экспериментально (рис. 3).

4. Наконец, сравнение получаемых теоретически абсолютных значений величины σ с получаемыми экспериментально было проверено для случая обычных металлов при $V_p = 100$ V. В качественном согласии с данными опыта тут получается, что $\sigma \sim 1$; вообще же это значение величины σ зависит от условий на поверхности.

Резюмируя теперь данные работы Фрелиха, можно сказать, что, несмотря на ряд имеющихся в ней дефектов, связанных в частности с учетом вторичной эмиссии за счет неупругих ударов первичных электронов об атомы металла и т. д., она все же представляет собой первый и немаловажный шаг вперед в направлении анализа части процессов, происходящих при эмиссии вторичных электронов из чистых металлов.

Что касается потерь энергии при неупругом соударении первичного электрона с атомами металла с непосредственной эмиссией вторичного электрона или возбуждением кванта излучения, то здесь можно воспользоваться соответствующими данными, известными для свободных атомов¹⁶. При этом эффективное сечение подобного

взаимодействия оказывается равным

$$\Phi = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_i Z_i \lg \frac{V_p}{A_i}, \quad (4)$$

где λ — длина волны первичного электрона, Z_i — число электронов в i -том слое атома, A_i — средний потенциал возбуждения. Для обычных металлов при $V_p = 100$ V для величины Φ получаем значение порядка 10 Å^2 . Учитывая величину коэффициента абсорбции, можно получить, что в слое толщиной в 1 атом примерно половина проходящих первичных электронов испытывает соударение. Это, может быть, и преувеличенное значение должно, конечно, привести к заметной роли вторичной эмиссии, возбужденной подобным путем.

3. Вторичная эмиссия металлов, покрытых пленками

Перейдем теперь к нашему центральному вопросу о выбивании вторичных электронов из металлов, поверхность которых покрыта пленками или соответствующим образом обработана, ибо путь повышения вторичной эмиссии лежит именно в этом направлении. Однако, как показали немногие исследования, которые мы подробно анализируем ниже, характер процессов, получаемых в этом случае, существенно отличается от характера процессов, связанных с повышенной эмиссией термо- и фотоэлектронов из металлов, покрытых активными пленками.

Первое, довольно обстоятельное исследование вопроса о влиянии покрытия поверхности активной многоатомной пленкой на эмиссию вторичных электронов, пленкой, которая в очень большой степени влияет на термоэлектронную эмиссию металла, было проведено Сикстусом¹⁷. Автор исследовал вторичную эмиссию, получаемую при бомбардировке первичными электронами нити из торированного вольфрама, при различных условиях ее активации. Сконструированная им лампа изображена на рис. 7. Внутри баллона помещены две системы электродов, состоящих из танталовых анодов, по оси которых натянута нить: A — из чистого вольфрама, B — из торированного. Анод нити A и средний (рабочий) анод нити B имеет щели, помещенные друг против друга. Лампа очень тщательно эвакуировалась и обезгаживалась, затем в ней расплылся магниевый геттер, и на время измерений она погружалась в жидкий воздух. Известным образом¹⁸ можно было легко активировать торированную нить до любой нужной степени, когда работа выхода электрона могла меняться от значения 4,52 V, соответствующего чистому вольфраму ($\theta = 0$), до значения 2,63 V, соответствующего вольфраму, покрытому полной моноатомной пленкой тория ($\theta = 1$). При таком активировании термоэлектронная эмиссия этой

нити при 1655°K увеличивалась в 10^5 раз. Степень активирования торированной нити определялась обычными методами и, в первую

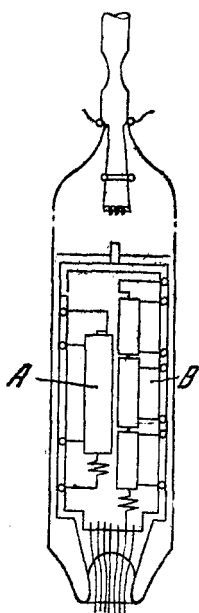


Рис. 7.

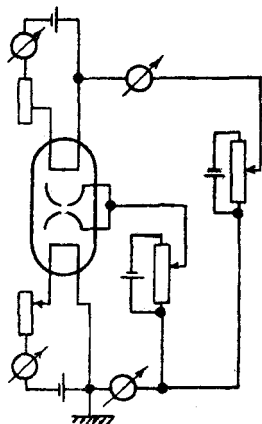


Рис. 8.

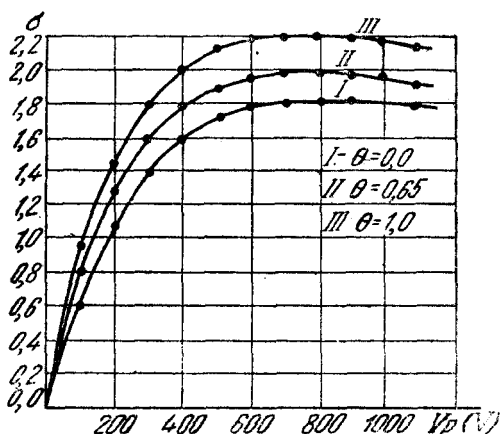


Рис. 9.

очередь, из известного лэнгмюровского соотношения $\theta = f(\Phi_0)$, или $\theta = F(\lg I_0)$. Схема измерений, примененная Сикстусом, приведена на рис. 8, которая не требует дополнительных пояснений. Весьма серьезным затруднением в этом случае было следующее обстоятельство. При достаточно больших значениях потенциала, задававшего скорость первичным электронам, значительное большинство из них проскакивало мимо тонкой торированной нити, диаметр которой был 50 μ , и попадало на ее анод; поэтому измерение тока представляло в этом случае значительные затруднения. Автор пытался обойти это затруднение косвенным путем, введя при этом аналогию с вопросом о соотношении между сеточным и анодным током в триоде, с использованием при этом данного Ланге¹⁹ выражения для этого соотношения. Применение подобного метода нельзя, конечно, считать в достаточной мере обоснованным, в результате чего полученные автором данные следует

рассматривать как имеющие лишь качественный характер. Осложняющим обстоятельством служит в этом случае также и то, что первичные электроны попадали на поверхность торированной нити под разными углами к ней. Несмотря на все это, работу Сикстуса

следует считать очень ценной, как относящуюся к случаю, когда работу выхода обстреливаемой поверхности можно легко изменять в значительных пределах, легко контролируя ее абсолютное значение и параллельно проводя сравнение с термоэлектронной эмиссией того же катода.

На рис. 9 представлен полученный в этом случае график соотношения между коэффициентом отдачи вторичной эмиссии $\sigma = \frac{I_s}{I_p}$ и энергией первичных электронов V_p . Мы видим, что для $\theta = 0$, т. е. для совершенно дезактивированного катода, максимум величины σ равен 1,81 и лежит при 850 V, в то время как при $\theta = 1$, т. е. для полностью активированного катода, получаем $\sigma_{\max} = 2,21$ при $V_p = 750$ V. Таким образом мы приходим к основному выводу, что в этом случае величина $\sigma_{\max}$ увеличивается примерно лишь на 20%, хотя при этом работа выхода уменьшилась на 1,9 V, а термоэлектронная эмиссия увеличилась в 10^5 раз.

Автор пытается объяснить это следующим образом. В очень грубом приближении он считает, что вылетающие вторичные электроны имеют максвелловское распределение скоростей, и поэтому для тока вторичных электронов он пишет следующее выражение, аналогичное Ричардсоновскому для термоэлектронов

$$I_s = \frac{Nc}{2\sqrt{\pi}} V \sqrt{2 \frac{e}{m} V_0} e^{-\frac{\phi}{V_0}}, \quad (5)$$

где V_0 — начальная энергия электронов; ϕ — работа выхода электрона, Nc — число электронов в 1 см^3 металла, возбуждаемых при ударе первичными электронами. Если допустить, что величины Nc и V_0 зависят только от энергии первичных электронов V_p , то из (5) получаем

$$V_0 = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\ln \frac{I_2}{I_1}}, \quad (6)$$

т. е. при $V_p = \text{const}$ зависимость $\lg I_s = f(\phi)$ должна давать прямую линию. При проверке этого оказывается, что действительно при $\theta \leq 0,6$ при этом получаются прямые линии, угловые коэффициенты которых дают нам значения V_0 , приведенные в табл. 1, которые по своему порядку совпадают с даваемыми другими методами. Пользуясь далее этим соотношением (5), мы можем пояснить результаты исследования торированного вольфрама следующим образом. При полном активировании этого катода величина ϕ изменяется на $\Delta\phi$, примерно на 2 V. Если речь идет о термоэлектронах, начальные скорости которых порядка 0,2 V, то при подобном активировании $\ln \frac{I_1}{I_0} \approx \frac{\Delta\phi}{V_0} = 10$, т. е. $I_1 = I_0 e^{10}$. Если же речь идет о вторичных электронах, имеющих относительно большие начальные скорости порядка, скажем, $V_0 \sim 10$ V, то в этом случае $\ln \frac{I_1}{I_0} \approx \frac{\Delta\phi}{V_0} = 0,2$,

т. е. $I_1' = I_0' e^{0,2}$. Таким образом благодаря гораздо большим начальным скоростям вторичная эмиссия при активировании катода увеличивается в значительно меньшей степени, нежели термоэлектронная, ибо для нее изменение φ на 2 В играет гораздо меньшую

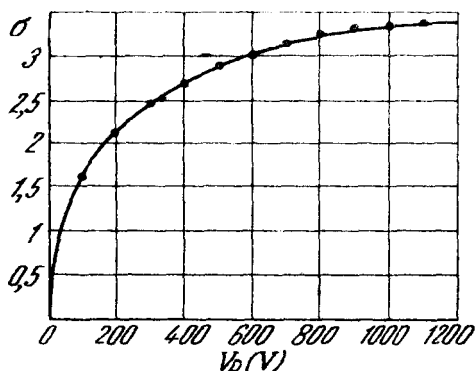


Рис. 10.

ТАБЛИЦА 1

V_p (V)	V_0 (V)
200	6,8
300	8,1
400	11,2
600	12,6
800	14,4

роль, чем для термоэлектронной эмиссии. Наконец, последний отмеченный Сикстусом факт заключается в практической независимости вторичной эмиссии от температуры торированного катода в интервале 300—1000° К. Таким образом, как мы видим, эта довольно старая работа Сикстуса дает нам сразу некоторый ответ на целый ряд очень интересующих нас теперь вопросов.

Затем Сикстус пытался подобным же путем определить вторичную эмиссию и технических оксидных катодов. Здесь, однако, он встретился дополнительно еще со следующими затруднениями. Примененный им подогревный катод, после его перемонтирования из технической электронной лампы в исследуемую, непрерывно газил, и его активирование могло быть доведено лишь до такого предела, когда работа выхода ϕ равнялась 2,56—2,28 В; эта цифра, по сравнению с $\phi \leq 1$ В для хорошо активированных оксидных катодов, указывает на весьма несовершенное активированное состояние. Искажающим образом влияло также и большое поперечное сопротивление оксидного слоя, если он не был в накаливаемом состоянии. Поэтому результаты, полученные Сикстусом с оксидным катодом, были ненадежны и плохо воспроизводимы. На рис. 10 все же приведена кривая и для этого случая ($\phi = 2,28$ В), дающая при 1100 В значение σ , равное 3,4; σ в этом случае еще не достигла своего максимума.

Некоторое дальнейшее развитие этого направления исследования мы находим в небольшой заметке Трелора²⁰. Этот автор, обрабатывая данные Хаурса⁹, по вторичной эмиссии чистого молибдена установил, что закон распределения энергии, приходящейся на нормальные к поверхности составляющие скоростей вторичных электронов ε_n , при $\varepsilon_n < 5$ В, соответствует, примерно, максвелловскому.

Таким образом число вылетающих электронов N_s , для которых $\epsilon_n > U$, дается формулой типа

$$\lg N_s = A - bU, \quad (7)$$

где A и b постоянные, причем в этом случае (чистый Mo) $b=0,070$, если U выражено в вольтах. По мысли Трелора эта формула (7), показывающая, какое число электронов пройдет через потенциальный барьер высотой U вольт должна, следовательно, описать также и аналогичное этому изменение величины N_s с работой выхода ϕ , т. е. примерно аналогично тому, что мы имеем в случае термоэлектронов. Для проверки этого Трелор измерял вторичную эмиссию молибдена, постепенно покрываемого активной пленкой бария, при неизменной энергии первичных электронов $V_p = 300$ V. Изменение работы выхода молибдена, благодаря осаждению на нем Ba, определялось из контактной разности потенциалов по отношению к чистому вольфраму. Полученные при этом экспериментальные данные указывают на то, что зависимость $\lg N_s = f(\phi_0)$ дает, действительно, прямую линию, угловой коэффициент которой оказался равным 0,067, т. е. совпадал с теоретическим, показывая тем самым, что вторичные электроны выходят из молибденового ядра. Как указывает автор, подобное же получается и в случае поверхности вольфрама, покрытого адсорбированной пленкой кислорода, когда $\phi > \phi_0$ и где вторичная эмиссия оказалась меньшей, нежели у чистого вольфрама. Все эти соотношения имеют место лишь для пленок не толще монокристаллической, т. е. при $\theta < 1$; в случае же $\theta > 1$ получаются отступления, связанные с тем, что вторичные электроны возникают частично уже в самой пленке, в то время как вышеуказанный расчет сводит роль пленки только к соответствующему изменению потенциального барьера на поверхности. В этом месте следует отметить, что хотя вторичная эмиссия поверхности Ba—Mo и растет экспоненциально с понижением работы выхода ϕ , однако этот рост (аналогично данным Сикстуса) идет очень медленно. Из вышеприведенной формулы Трелора следует, что $\frac{\Delta N_s}{N_s} = -0,16 U$, т. е. при изменении работы выхода на 1 V вторичная эмиссия меняется лишь на 16%.

Еще меньше данных, нежели для сравнения с термоэлектронной эмиссией, мы имеем на сегодняшний день для сравнения вторичной эмиссии с фотоэлектронной, хотя этот вопрос имеет первостепенное значение именно для техники фотодинамических ламп. В этом направлении теперь имеются лишь некоторые ориентировочного характера указания. Так например, Грошев²¹ произвел сравнение вторичной эмиссии и общей фотоэлектронной эмиссии, получаемой у чистого и активированного — гидрированного калия. При этом он установил, что в то время как подобное активирование калиевой поверхности приводит к увеличению ее фотоэлектронной эмиссии примерно в 15 раз, на вторичной эмиссии подобный процесс практически не сказывается. В дальнейшем подобное же поведение фотоактивированных поверхностей было установлено и в работе

Пеннинга и Круитгофа²², в случае цезиевого катода типа $\text{Ag} - \text{Cs}_2\text{O} - \text{Cs}$. Эти авторы указывают, что они не смогли при этом установить какой-либо связи между вторичной эмиссией и фоточувствительностью. У них бывали случаи, когда фоточувствительность сильно уменьшалась (примерно в 30 раз), в то время как вторичная эмиссия оставалась при этом неизменной. Они, кстати, ссылаются также и на неопубликованную работу Брюнинга, который тоже не смог установить какой-либо закономерной связи между

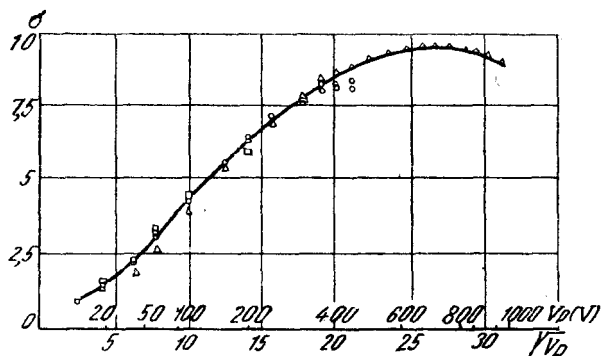


Рис. 11.

вторичной и термоэлектронной эмиссией. Полученная затем этими авторами в случае их цезиевого катода зависимость $\sigma = f(V_p)$ представлена на рис. 11, откуда видно, что при $V_p = 800$ В получается максимальное значение σ , равное примерно девяти. Этими незначительными данными и исчерпывается все, что мы теперь знаем о связи вторичной и фотоэлектронной эмиссии, не говоря уже о том, что в последнем случае при активировании фотокатода следует различать эффект, даваемый смещением красной границы в сторону больших длин волн и появлением селективного максимума.

Наконец, отметим еще, что Зворыкин²³ произвел исследование вторичной эмиссии целого ряда поверхностей, имевших в качестве керна: Ag, Be, Ta, Ni, Al, Zr, Ca, W, Cr и др. и покрытых пленками Na, K, Rb, Cs. При этом наибольшая вторичная эмиссия оказалась у поверхностей из окиси Ag, Be или Zr, покрытых пленкой Cs. В этом случае оказалось, что при $V_p = 400 - 600$ В величина $\sigma_{\max} = 8 - 10$.

Значительный интерес представляет также и работа Коплэнда²⁴ относительно вторичной эмиссии металлов, покрытых разными пленками, однако настолько значительной толщины, что работа выхода практически соответствует сплошному материалу пленки. Расположение электродов в его лампе представлено на рис. 12, где A — бомбардируемая поверхность, F_1 , F_2 — нити из металла, который мог при их накале испаряться и оседать на поверхности A. На рис. 13 представлены данные для поверхности алюминия, по-

крытого слоем Pt разной толщины; кривая 1 соответствует чистому Al, кривые 2, 3 и т. д.—покрытию платиной все более толстым слоем. Мы видим, что сначала величина $\sigma = \frac{I_s}{I_p}$ уменьшается во

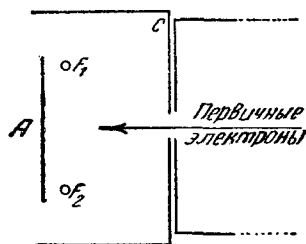


Рис. 12.

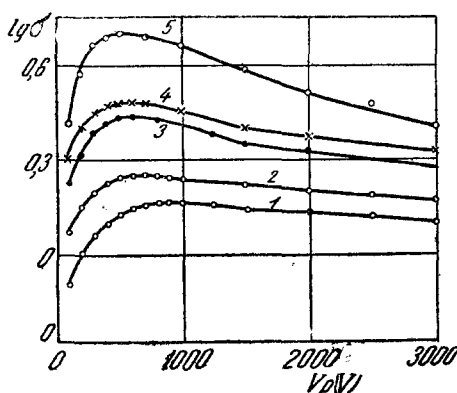


Рис. 14.

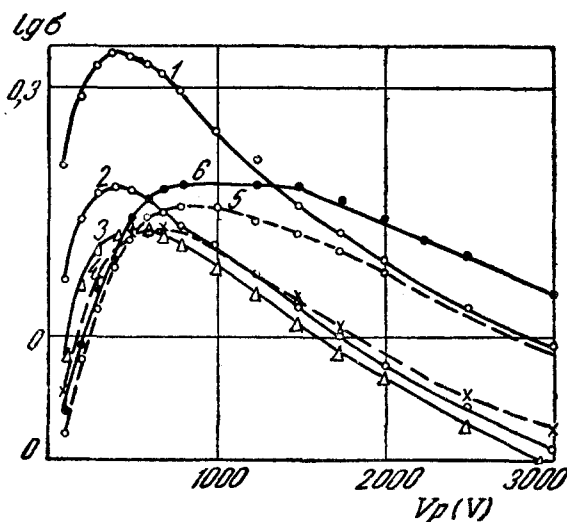


Рис. 13.

всей области измерений, но в дальнейшем, по мере увеличения толщины слоя Pt, по мнению автора, можно как будто установить следующее. При малых значениях V_p вторичная эмиссия по своему характеру соответствует Pt в пленке, а при больших значениях V_p —соответствует Al керну. Такое утверждение не является, однако, вполне очевидным, так как в этом случае следовало бы ожидать обратного расположения кривых рис. 13. Что касается

толщины слоя Pt, то автор лишь указывает, что для кривой б она соответствовала $7,5 \cdot 10^{-6}$ см. Несколько другое получил автор для пленки кальция на золоте. В этом случае, по мере роста толщины слоя Са, вторичная эмиссия (рис. 14) непрерывно растет, но только кривые $\sigma = f(V_p)$ дают при этом более резкий рост в левой части и спадание в правой; немного как будто при этом передвигается и максимум кривой в сторону меньших V_p . Подобные же по характеру результаты получены автором и для Li на Ta и Ge на Au. Вообще же говоря, можно сказать, что для сложных поверхностей значение σ отличается как от значения, соответствующего керну, так и от значения, соответствующего пленке.

Очень большой интерес представляет для нас недавно появившаяся заметка Мальтера²⁵ о полученной им аномально большой вторичной эмиссии. Объектом исследования был электролитически окисленный алюминий, поверхность которого была соответствующе обработана цезием. При этом оказалось, что вторичный электронный ток с этой поверхности на специальный коллектор мог в некоторых случаях быть в несколько тысяч раз больше первичного тока на поверхность. Однако этот вторичный ток имел ряд странных особенностей, не свойственных тому, что мы обычно имели в случае других поверхностей, а именно: после выключения первичного пучка вторичный ток на коллектор (I_s) медленно спадал и в некоторых случаях мог быть обнаружен даже через 24 часа. Белый свет вольфрамовой нити вызывал значительное уменьшение I_s , а также и более быстрое изменение в характеристиках спадания и возрастания тока. Автор пытается объяснить природу наблюдаемого им эффекта следующим образом: при обработке и активировании на оксидной пленке с большим сопротивлением образуется поверхность, имеющая высокий коэффициент эмиссии вторичных электронов. Так как при бомбардировке $I_s > I_p$, то поверхность заряжается положительно, что вызывает появление большого градиента потенциала на этой оксидной пленке, благодаря чему получается большая вторичная эмиссия. Вне зависимости от того, что в этой работе мы имеем еще слишком мало данных для характеристики происходящих здесь процессов, она представляет большой интерес.

Этими немногочисленными работами и исчерпывается все то, что мы имеем на сегодняшний день в направлении исследования вторичной эмиссии разного типа активных катодов.

Что касается теоретических исследований, посвященных этому вопросу, то, к сожалению, в этом направлении мы пока еще не имеем ничего. Правда, в случае покрытия металла монокристаллической пленкой, роль которой сводится практически лишь к соответствующему изменению потенциального барьера на поверхности и которая мало влияет на главный процесс, связанный с возникновением вторичных электронов глубоко под ней, можно попытаться воспользоваться данными теории Фрелиха². Если при этом роль пленки свести только к соответствующему изменению величины скачка потенциала на поверхности (W_a), то из данных теории Фрелиха можно получить, что при уменьшении работы выхода элек-

трона (φ) или величины W_a примерно на 2—3 В при средних энергиях первичных электронов в несколько сот вольт, вторичная эмиссия увеличивается лишь в незначительной степени. Все это находится в согласии с изложенными выше данными опыта.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Какие выводы мы можем сделать из имеющихся в настоящее время исследований, посвященных вторичной эмиссии, и в частности под углом зрения проблем интересующих технику электровакуумных приборов с вторично-электронным усилением? Эти выводы можно попытаться резюмировать следующим образом.

Несмотря на ряд недостатков, которые имеют работы Сикстуса¹⁷ и Трелора²⁰, можно считать как будто установленным, что покрытие поверхности металла активной монокристаллической пленкой в весьма небольшой степени сказывается на ее вторичной эмиссии, хотя на термоэлектронной или фотоэлектронной эмиссии подобное же покрытие сказалось бы очень сильно. В данном случае можно, очевидно, согласиться с Сикстусом, что причиной этого в частности могут быть относительно большие начальные скорости вторичных электронов по сравнению с фото- и термоэлектронами, когда изменение работы выхода на 1—2 эВ не будет играть существенной роли, тем более, что вторичные электроны возникают довольно глубоко под поверхностью; правда, далеко не обоснованным следует пока считать количественное применение формулы максвелловского типа (5) или (7). Поэтому, если дальнейшие исследования подтвердят те данные, которые были получены этим автором, то станет очевидным, что путь получения поверхностей с большими коэффициентами отдачи σ лежит в ином направлении. О характере этого направления можно попытаться судить, если, скажем, обратим внимание на то, что наиболее характерным представителем хорошо эмитирующих вторичные электроны поверхностей является фотоактивная цезиевая поверхность типа $\text{Ag} - \text{Cs}_2\text{O} - \text{Cs}$ ²². Такого рода поверхность можно трактовать, как состоящую из металлического ядра (Ag), на котором находится довольно толстый слой из Cs_2O — вещества, представляющего собой, вероятно, электронный полупроводник²⁶ (с возможным вкраплением в него атомов металлического цезия) и, наконец, с пленкой атомарного цезия на поверхности. В этом случае бомбардирующие поверхность первичные электроны будут выбивать вторичные электроны не из металлического ядра, а из полупроводника Cs_2O , и в этом, очевидно, заключается главное различие в величине и поведении вторичной эмиссии. В то время как в случае металла вторичная эмиссия в большой степени происходит за счет электронов проводимости, имеющих здесь в очень большом количестве, в случае электронного полупроводника наличие в полосе проводимости лишь небольшого числа свободных электронов должно было бы привести к еще меньшей вторичной эмиссии, нежели в случае металлов. То, что опыт дает нам как раз обратный результат, заставляет нас главную роль в эмиссии вторичных электронов приписать не

свободным, а связанным электронам, желательно, конечно, с возможно меньшей энергией связи. В этом случае электронного полупроводника для перевода электрона из полосы, где он находится в связанном состоянии, в полосу проводимости, требуется обычно довольно небольшая энергия, но все же основное, очевидно, заключается не в этом, а в специфике самого энергетического обмена между быстрым первичным и группой связанных электронов. Благодаря этому энергия первичного электрона V_p может быть, в конечном счете, лучше использована для возбуждения возможно большего количества связанных электронов полупроводника, приводя тем самым и к большему выходу вторичных электронов. Следует, кстати, обратить внимание также на то, что, как установил Сикстус, вторичная эмиссия даже его плохо активированного оксидного катода (рис. 9), представляющего собой электронный полупроводник²⁷, была значительно больше, чем, скажем полностью активированного торированного катода. Что касается возможной связи между вторичной эмиссией и фотоэлектрическим эффектом, то контуры ее проступают пока еще очень неясно. Дело в том, что каждое из этих явлений имеет свои, неодинаковые в каждом случае, специфические особенности. Например, большая фотоэлектронная эмиссия цезиевых катодов, связанная как со значительным сдвигом красной границы в сторону длинных волн, так и с наличием селективного максимума, причина которых — определенные оптические условия на поверхности катода и внутри его, возможная фотоионизация поверхностных атомов цезия и т. д.²⁸ — может, очевидно, и не иметь прямой связи с причинами, вызывающими большую эмиссию вторичных электронов.

Д О Б А В Л Е Н И Е

Со времени сдачи этой статьи в печать появился еще целый ряд работ, посвященных вторичной эмиссии; некоторые из них мы тут кратко и отметим:

1. В новой статье Мальтера (L. Malter. Phys. Rev. 50, - 48, 1936) приводятся подробные данные, характеризующие найденный им эффект повышенной вторичной эмиссии с цезированной окиси алюминия, уже отмеченный выше. Ряд своеобразных, наблюдаемых здесь явлений, в основном уже отмеченных выше, объясняется по мнению автора тем, что благодаря значительному выбиванию вторичных электронов из образованной на поверхности окиси алюминия активной цезированной пленки ($\delta > 1$), наружная поверхность окиси алюминия, являющегося хорошим изолятором, заряжается при этом положительно. Это приводит к образованию здесь значительного градиента потенциала, дающего значительную автоэлектронную эмиссию, которая и воспринимается нами как повышенная вторичная эмиссия. Кроме окиси алюминия, были исследованы затем еще целый ряд окисей других металлов, но положительные результаты были получены лишь с цезированной окисью бериллия и оксидным катодом. По мнению автора, с точки зрения развития им здесь представления, необходимым условием для наличия

эффекта являются большое сопротивление окиси металла и невозможность ее разложения впускаемым при активировании металлическим цезием. Следует отметить, что в работе имеется все же целый ряд неясных мест, требующих, несомненно, дальнейшей разработки.

2. В работе Шмакова (П. Шмаков, Ж. Т. Ф. 6, 1261, 1936) исследованы процессы, связанные с одновременным освещением и обстрелом обычного цезиевого катода фото- и термоэлектронами. При этом обнаружено (в согласии с цитированной выше работой Дембера), что простое суммирование фотоэффекта и динаatronного эффекта не только не имеет места, но при этом наблюдается ряд новых интересных явлений, напр.: если сбалансировать ток первичных и вторичных электронов на исследуемый цезиевый эмиттер так, чтобы результирующий ток в его цепи был равен нулю, то добавочное освещение этого эмиттера может вызвать при этом появление дополнительного тока обоих направлений, в зависимости от условий во внешней цепи. Далее, при некоторых условиях бомбардировки поверхности катода-эмиттера, когда ток вторичных электронов превышает ток первичных, добавочное его освещение вызывает не увеличение, а уменьшение эмиссии, причем порой в весьма значительной степени. Объяснение этого интересного явления требует дальнейшего накопления экспериментального материала, что представляется весьма желательным, не говоря уже о возможности его практического использования.

3. В работе Лукьянова (С. Лукьянов, Ж. Т. Ф. 6, 1256, 1936) делается попытка вычисления зависимости $\delta = f(V_p)$, а затем и коэффициента усиления многокаскадного умножителя. Выводы автора базируются на эмпирическом использовании следующих двух неочевидных допущений о том, что как число получаемых внутри металла вторичных электронов, так и средняя глубина места их возникновения будут пропорциональны первой степени энергии первичных электронов. Используя затем для вероятности выхода наружу вторичных электронов выражение $De^{-\beta x}$, автор получает что

$$\sigma = AV_p e^{-\mu V_p}$$

Сопоставление этого выражения с данными опыта, при предварительном определении эмпирических постоянных A и μ , показывает, что оно достаточно удовлетворительно передает общий вид экспериментальной зависимости $\sigma = f(V_p)$, представленной на рис. 11. Отсюда автор получает затем и выражения, характеризующие коэффициент усиления многокаскадного умножителя и оптимальные условия его работы; см. также: V. Zworykin, G. Morton and L. Malter. Proc. Inst. Radio Eng. 24, 351, 1936.

4. В связи с изложенным выше следует отметить, что еще в старой экспериментальной работе Мак Аллистера (L. Mc Allister. Phys. Rev. 21, 122, 1923) было качественно показано, что вторичная эмиссия с поверхности скиси меди больше чем с чистой меди.

5. В работе Рудберга (E. Rudberg, Phys. Rev. 50, 138, 1936) исследовалось распределение энергии неупруго-рассеянных электронов методом магнитного анализа, при $V_p = 50-400$ V. При этом металлы Cu, Ag и Au дают кривые распределения, весьма похожие по своему характеру друг на друга и практически независимые от V_p . На этих кривых получаются два максимума при $V < 10$ V, которые качественно соответствуют областям большой оптической абсорбции, указывая тем самым на родственность этих явлений. Затем, из исследования кривых распределения, получаемых с пленками Ca, Ba, CaO и BaO разной толщины на Ag-керна, автор пытается оценить глубину проникновения внутрь эмиттера рассеиваемых электронов. При этом оказывается, что по мере увеличения толщины пленки, характерные для ее материала максимумы в кривой распределения, указывающие что приходящие электроны уже начинают рассеиваться здесь, а не в керне, появляются при толщинах порядка нескольких атомных слоев. Например в случае CaO—Ag максимумы, характеризующие CaO-пленку, уже появляются при $\vartheta < 0,5$, а максимумы Ag-керна исчезают при $\Theta \sim 5$. Таким образом эта работа дает нам указания относительно глубины проникновения первичных электронов в металл и местоположение той зоны, откуда возникает неупруго-рассеянные и вероятно также в значительной степени и вторичные электроны.

6. Наконец, в работе Рудберга и Слетера (E. Rudberg a. J. Slater, Phys. Rev. 50, 150, 1936), исследуются теоретически условия возбуждения электронов в кристалле при его бомбардировке внешними электронами; в случае когда энергия возбуждения V_a мала по сравнению с V_p , вероятность этого процесса соответствует вероятности возбуждения при поглощении радиации. Применяя, затем, данные этой теории к случаю, меди при условии, что начальное состояние электрона в кристалле соответствует дискретному атомарному уровню, а конечное — свободным электронам в полосе проводимости, автор вычисляет кривую распределения неупруго-рассеянных электронов; при этом оказывается, что в случае малых V_a она находится в соответствии с экспериментальными данными предыдущей работы Рудберга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Обзоры по вопросу о вторичной эмиссии см. K. Compton and I. Langmuir, Rev. Mod. Physics, 2, 171, 1930. O. Klemperer, Einführung in die Elektronik 1933, стр. 165. A. Becker, Die Physik, 2, 2, 1934. W. Bothe. Handb. d. Physik XXII/2, 1933.
2. H. Fröhlich, Ann. Physik, 13, 229, 1932.
3. A. Hull, Proc. Inst. Radio Eng., 6, 5, 1918.
4. P. Farnsworth, J. Frankl. Inst., 218, 411, 1934. H. Jams and B. Salzberg, Proc. Inst. Radio Eng., 23, 55, 1935. И. Шмаков. ЖТФ 5, 1220, 1935. F. Penning und A. Kruthof, Physica 2, 793, 1935. P. Görlich. Z. Physik, 96, 588, 1935. Л. Кубецкий. Автоматика и телемеханика, № 1, стр. 17, 1936. V. Zworykin, G. Morton a. L. Malter. Proc. Inst. Radio Eng. 24, 351, 1936.

5. R. Kronig and W. Penney, Proc. Roy. Soc., A 133, 255, 1931.
A. Sommerfeld und H. Bethe, Handbuch der Physik, XXIV/2, стр. 461, 1933.
 6. См. напр. O. Richardson, Proc. Roy. Soc., A 119, 531, 1928.
 7. R. Warnecke, J. de phys. et de rad., 5, 267, 1934.
 8. R. Petry, Phys. Rev., 26, 346, 1925.
 9. L. Haworth, Phys. Rev., 48, 88, 1935.
 10. H. Krefft, Phys. Rev., 31, 199, 1928.
 11. A. Ahearn, Phys. Rev., 38, 1858, 1931.
 12. P. Copeland, Phys. Rev., 40, 122, 1932.
 13. P. Tartakowsky und W. Kudrjawzewa, Z. Physik, 75, 137, 1932.
 14. H. Dember, Z. Physik, 33, 529, 1925. См. также I. Langmuir, Science, 58, 398, 1923.
 15. R. Fowler, Phys. Rev., 38, 45, 1931. L. du Bridge, Phys. Rev., 39, 108, 1932.
 16. A. Sommerfeld und H. Bethe, Handbuch der Physik, XXIV/2, стр. 499, 1933.
 17. K. Sixtus, Ann. d. Physik, 3, 1017, 1929.
 18. См. напр. S. Dushman, Rev. Mod. Physics, 2, 398, 1930.
 19. H. Lange, Z. Hochfrequenztechn., 31, 105, 133, 191, 1928.
 20. L. Treloar, Nature, 137, 579, 1936.
 21. Л. Грошев, ЖТФ, 4, 363, 1934.
 22. F. Penning und A. Kruithof, Physica, 2, 793, 1935.
 23. В. Зворыкин, Американская техника и промышленность, 13, 96, 1936.
 24. P. Copeland, Phys. Rev., 48, 96, 1935.
 25. L. Maiter, Phys. Rev., 49, 478, 1936.
 26. J. de Boer und M. Teves, Z. Physik, 74, 604, 1932 83, 521, 1933.
 27. См. напр. A. Reumann, Thermionic emission, стр. 188, 1934.
 28. См. напр. R. Suhrmann, Erg. d. exakt. Naturwiss., 13, 148, 1934.
-