

ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КАТОДОВ

Н. Д. Моргулис, Киев

I. ВВЕДЕНИЕ

Развитие электронной оптики и основанного на ней электронного микроскопа, так плодотворно начавшееся примерно в 1932 г., привело к получению целого ряда новых, очень интересных данных в области физики процессов, происходящих при работе катодов, и в первую очередь термоэлектронных катодов разного типа.

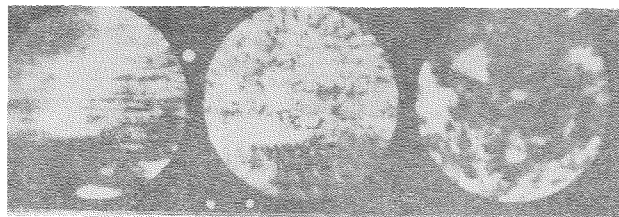
Электроннооптический метод исследования в тех случаях, когда он может быть применен, имеет большое значение, как дающий возможность непосредственно наблюдать за ходом процессов, протекающих на поверхности, в отличие от применявшегося обычно до сих пор интегрального метода исследования общего характера электронной эмиссии. Развивающаяся же за последнее время методика одновременного электроннооптического и электронно-эмиссионного анализа обещает дать нам возможность пройти еще гораздо дальше в направлении исследования эмиссионных процессов на катодах разных типов. К сожалению, однако, результаты этих исследований почему-то совершенно замалчиваются в современных монографиях по электронной эмиссии, как, например, Реймманна ¹, де-Бура ², и лишь слегка упоминаются у Беккера ³, что совершенно неправильно, учитывая их значительную ценность. Лишь в непереведенной на русский язык специальной монографии по электронной оптике Брюхе и Шерцера ⁴ имеется обзор этих работ, выполненных главным образом в 1932 — 1933 гг., между тем как в течение последних двух—трех лет (1934 — 1936 гг.) появилось еще много интересных работ, произведенных с более усовершенствованной методикой. Поэтому задачей настоящей статьи и является дать обзор результатов, полученных в работах в этой области, выполненных до 1937 г., совершенно не касаясь конструкций электронных микроскопов и методики исследования, что в данном случае завело бы нас слишком далеко в сторону. Интересующимся этим вопросом следует обратиться к монографиям Брюхе и Шерцера ⁴, к статье Брюхе и Геннеберга ⁵, а также непосредственно к оригинальным работам. Наконец, мы остановимся

кратко также и на результатах электроннооптических исследований фотоэлектронных и вторично-электронных катодов, которые хотя и стоят немного в стороне от общей темы данной статьи, но значение их в настоящее время является весьма большим. При всем этом на вопросах, связанных с самой электронной эмиссией разных катодов, мы в дальнейшем будем останавливаться очень кратко, отсылая при этом интересующихся ею к соответствующей для удобства цитирования почти только монографической литературе.

II. Катоды из чистых металлов

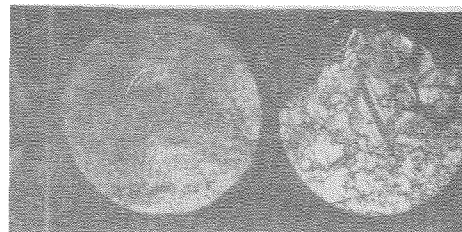
Одним из первых объектов исследования при помощи электронного микроскопа был катод из чистого вольфрама; три последовательных изображения вольфрамовой ленточки, полученных Брюхе и Иоганнсоном ⁶ при повышении температуры, представлены на рис. 1 при увеличении $v=75$. Из этих фотографий ясно видно, как при таком постепенном повышении температуры чистого тянутого вольфрама происходит его рекристаллизация, т. е. образование крупных кристаллов, что особенно ясно видно на рис. 1, *с*, показывающем его состояние перед перегоранием. Для сравнения на рис. 2 представлены две его обыкновенные оптические микрофотографии, соответствующие состояниям 1, *б* и 1, *с*. Следует все же признать, что качество получаемых в этом случае (особенно для нитевидных катодов ^{7,8}) при помощи электронного микроскопа изображений не особенно хорошее, особенно при сравнении с изображениями катодов других типов (см. ниже), и это было в частности причиной перехода к другой методике исследования структуры поверхностей чистых катодов, к которой мы и обращаемся.

Однако остановимся предварительно на следующем очень важном для нас факте. Несмотря на то, что, как это казалось бы, эмиссионные свойства чистых поверхностей должны были бы иметь наиболее простой однородный характер, дело, к сожалению, обстоит не так. Это видно хотя бы уже из приведенного выше рис. 1, *с*, представляющего характер электронной эмиссии обычного рекристаллизовавшегося вольфрамового катода, из которого видно, что вопреки ожиданиям его эмиссия оказывается совсем не однородной по поверхности, но имеет различные значения на разных его кристаллических поверхностях. Таким образом, мы приходим к выводу, что благодаря кристаллической структуре поверхности чистого катода, изменяющейся к тому же при его термической обработке, не только фактическая поверхность катода оказывается больше геометрической, но и контактные свойства разно ориентированных поверхностей кристалла оказываются тоже неодинаковыми. Этот последний вывод оказывается в полном согласии с данными экспериментальных исследований фотоэффекта с разно ориентированных поверхностей монокристаллов цинка и меди ⁹, которые непосредственно показали, что возможная при этом разность в величинах работы выхода может составлять несколько десятых вольта. Из этого же следует также, что, строго говоря,



a б c

Рис. 1.



б c

Рис. 2.



Рис. 3.

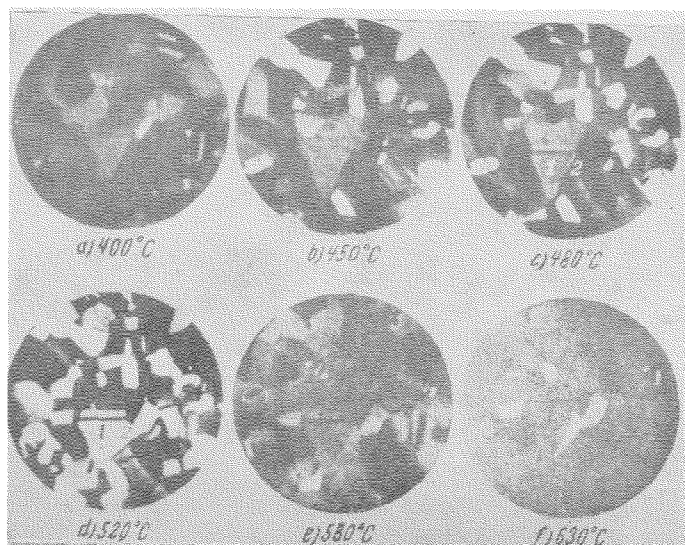


Рис. 4.

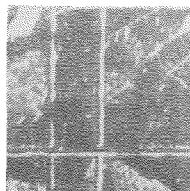


Рис. 5.

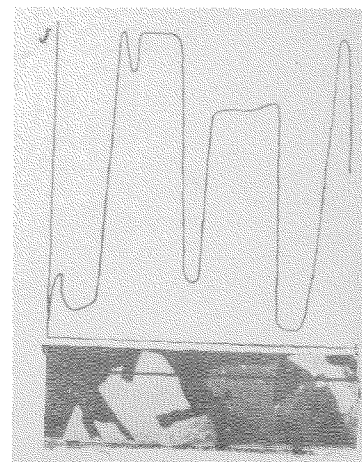


Рис. 6.

даже и для катода из чистого, но поликристаллического металла, эмиссионную формулу следует писать уже в более сложном виде, а именно

$$I = \frac{\sum I_n f_n}{\sum f_n} = T^2 \sum A_n f_n e^{-\frac{e \varphi_n}{kT}},$$

где индексы n относятся к разным по своим эмиссионным свойствам кристаллическим поверхностям. Применение этого уравнения, вместо обычного простого, вносит целый ряд дополнительных усложнений, на которых мы сейчас останавливаться не будем¹⁰. В равной степени на основании этого факта подлаются объяснению те отступления от теории Шоттки, которые были получены для катодов с неоднородной поверхностной структурой¹¹.

Вернемся теперь к нашему вопросу об электроннооптическом исследовании структуры катодов. Ряд неудобств, связанных с применением при этом чистых образцов (нечеткость изображений, необходимость экспонирования при накале до большой температуры и т. п.), привел к тому, что методика этих исследований несколько изменилась, а именно: при исследовании Брюхе и Иоганнсоном барий-азидных катодов на никелевом керне (см. ниже) оказалось¹², что в результате определенной термической обработки исследуемого образца, когда излишний барий испаряется, а на керне остается лишь тонкая пленка, кристаллическая структура никелевого керна выступает особенно четко, как это видно из рис. 3 (увеличение $\varphi = 30$) и сравнения его с обычной микрографией после протравливания (рис. 4). При этом оказывается, что тонкая пленка бария на неоднородной кристаллической поверхности керна, понижая работу выхода в неодинаковой степени вследствие его контактной неоднородности, дает возможность производить исследование в гораздо более благоприятных условиях, сильно повышая при этом качество получаемых изображений. При этом структура поверхности как бы проступает сквозь эту пленку, и ее изображение оказывается очень четким и воспроизводимым. В дальнейшем оказалось, что для подобного „проявления“ поверхностной структуры металлического катода можно идти разными путями:

1. Покрывать керн слоем оксидной пасты, подвергая его потом соответствующей термической обработке¹³.

2. Покрывать поверхность керна барием из атомного пучка¹⁴, или, что еще проще, испарением с находящегося вблизи оксидного катода¹⁵.

3. Покрывать поверхность слоем цезия¹⁷, образованного напылением или осаждением при равновесии с его парами.

4. Осаждая на поверхности тонкий слой тория¹⁸ (для вольфрамового и молибденового кернов), и т. д.

Обобщая все это, можно сказать, что для получения картины керна его нужно покрыть тонким, повидимому, порядка моноатомного, слоем электроположительного элемента, как это

указывалось выше. Даже пленка загрязнения, имеющаяся обычно на необезгаженном катоде и состоящая частично из щелочных металлов, может быть здесь использована¹⁹. При этом оказывается что при начальном повышении температуры зерна (платина-родий) кристаллическая структура начинает появляться и уже хорошо видна при относительно небольшой температуре (890°С); если же температуру повышать дальше, то изображение исчезнет и не появится больше даже при понижении температуры до прежнего значения. Конечно, качество изображения может быть неодинаковым при разных материалах пленки; так например, с цезиевой пленкой детали структуры передаются лучше, чем с бариевой. Очень интересен также и характер изображения никелевого зерна при покрытии пленкой цезия, при постепенном повышении его температуры, как это представлено на рис. 5 для $T = 400 - 630^\circ\text{C}$. Мы видим, что сначала яркость и четкость изображения растет, достигая максимума, примерно, при 520°С, а затем начинает спадать. Подобный характер этих изображений делается вполне понятным, если вспомнить, что, как известно из соответствующих экспериментальных исследований, при температуре выше, примерно, 500°С и обычных упругостях паров цезиевая пленка на поверхности зерна делается неустойчивой и начинает постепенно испаряться²⁰.

Принятое выше для объяснения полученных с тонкими электроположительными пленками изображений структуры зерна предположение о том, что наличие подобной пленки оставляет неизменной контактную неоднородность кристаллической поверхности зерна, получило свое непосредственное подтверждение в экспериментальной работе Шенка²¹. Благодаря этой неоднородности электронная эмиссия поверхностей разных кристалликов, видимых на изображении неодинаково ярко, должна быть тоже неодинаковой. Для проверки этого на экране было сделано маленькое отверстие в 1 мм, за которым помещался цилиндр Фарадея, на который и можно было измерять электронную эмиссию данного маленького участка. Продвигая получаемое изображение никелевого зерна, покрытого пленкой бария, вдоль этого отверстия, при помощи дополнительного магнитного поля можно было снять при этом кривую распределения эмиссии при одновременном фотографировании получаемого изображения. Это представлено на рис. 6, откуда видно, что при $T = 1235^\circ\text{K}$ максимальная неоднородность соответствует отношению эмиссий примерно в 1:20. Если затем воспользоваться формулой Ричардсона

$$I = AT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}},$$

считая, приближенно, величину A постоянной, то

$$\ln \frac{I_1}{I_2} = 1,16 \cdot 10^4 \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{T}$$

и, подставляя сюда $T = 1235^\circ \text{K}$ и $\frac{I_1}{I_2} = 20$, получим, что

$$(\varphi_2 - \varphi_1) = 0,22 \text{ V.}$$

Подобная, получаемая непосредственно из опытов, величина для разности работ выхода разно ориентированных поверхностей кристаллического никеля вполне совпадает по своему порядку с указанными выше данными, получаемыми при непосредственном применении к этому исследованию фотоэффекта⁹. Интересно еще отметить, что абсолютное значение плотности электронного тока, получившегося при этом (при 1235°K), соответствовало, примерно, 10^{-5} A/cm^2 , что во много раз меньше получаемого при моноатомном покрытии керна барием. Это указывает на другой характер данного покрытия. Можно думать, что в данном случае мы имеем дело с неполным моноатомным покрытием²², причем его степень может быть разной у разных поверхностей. Отметим еще, что Доссе и Кноль²³, пользуясь методом, приблизительно аналогичным методу Шенка²¹, измерили распределение электронного тока на поверхности антикатада рентгеновской трубки, которое оказалось при этом своеобразной кольцеподобной формы.

Из написанного выше уравнения можно сделать еще один интересный вывод относительно условий получения контрастных изображений кристаллической структуры исследуемого образца. Будем считать, что яркость изображения в данном месте флуоресцирующего экрана пропорциональна попадающей сюда силе эмиссионного тока, что непосредственно доказано для малых плотностей тока. В таком случае, для отношения яркостей изображения двух кристаллических поверхностей, у которых разность работ выхода есть величина постоянная, мы получим

$$\left(\frac{I_1}{I_2}\right)^T = \text{const.}$$

Отсюда видно, что контрастность изображения на экране будет расти с понижением температуры катода; например, если в вышеуказанном примере при $T = 1200^\circ \text{K}$ мы имеем $\frac{I_1}{I_2} = 20$, то при 2400°K мы бы получили 4,5, а при 600°K — 400. Этим соображением и оправдывается в частности переход к исследованиям структуры металлических катодов в область достаточно низких температур, для чего и необходимо, чтобы получить вообще эмиссию, покрывать их очень тонкой пленкой электроположительного металла.

На этом мы и закончим изложение основных факторов, связанных с изучением поверхностной структуры металлических катодов, оставляя в стороне ряд других вопросов, как, например, вопрос о так называемой „тонкой структуре“ поверхности отдельных кристалликов²⁴, о явлениях на границе между отдельными кристалликами²⁵ и т. д.

Описанное выше свойство тонких активных пленок — как бы проявлять при наблюдении в электронный микроскоп кристаллическую структуру лежащего под ним металлического керна — нашло себе интересное применение при исследовании поверхностной структуры железа в его разных фазах и условий их взаимных превращений. Как известно, при переходе железа из α -фазы в γ -фазу, который происходит, примерно, при $898\text{--}906^\circ\text{C}$, происходит изменение структуры его кристаллической решетки из кубической с центрированными гранями в центрированно-кубическую, что сопровождается одновременно скачкообразным изменением и других его свойств. Поэтому был поставлен вопрос относительно возможности наблюдения подобной перекристаллизации при помощи электронного микроскопа, с достаточно хорошей видимостью и воспроизводимостью, не ухудшающейся вследствие возможной нестабильности проявляющей пленки. Однако оказалось, что все в этом отношении обстоит вполне благополучно. Для наблюдения исследуемый образец железа покрывался тонкой пленкой бария, наносимой испарением из оксидного катода, и его кристаллическая структура наблюдалась при накале, примерно, до 1000°C . Первые удачные опыты были осуществлены Брюхе и Кнехтом²⁶ с железом, имевшим примесь углерода. На фотографиях были очень ясно видны происходящие при этом превращения. Затем, удачные опыты были произведены с чистым электролитическим железом, и из представленных 12 фотографий, произведенных после его прокаливания при разных температурах, видно, что температура превращения лежит, примерно, при 898°C , что вполне совпадает с известными данными. Ввиду того что превращение α -железа в γ -железо происходит при 900°C , когда эмиссия образца очень мала, Брюхе и Кнехт у не удалось сфотографировать самую динамику перехода, и пришлось ограничиться только визуальными наблюдениями. Это, однако, удалось выполнить Бургерсу и Плоосван-Амстелю²⁷, которые даже засняли динамику перехода на кинопленку. На рис. 7 представлены 6 отдельных фотографий, на которых ясно виден рост α -кристалла (начинающийся слева) в начальной γ -фазе. Не подлежит, очевидно, сомнению, что эти интересные, даваемые электронной оптикой возможности относительно изучения кристаллических структур будут с успехом использованы и в целом ряде других направлений. На другом способе изучения кристаллической структуры металлов при помощи излучения радиоактивных препаратов²⁸ мы здесь останавливаться не будем.

В заключение остановимся еще на результате исследования и автоэлектронной эмиссии при помощи электронного микроскопа. Как известно, при создании из поверхности катода сильного электрического поля E , поверхностный потенциальный барьер изменяет свою форму таким образом, что даже находящиеся на низких энергетических уровнях электроны могут пройти сквозь этот потенциальный барьер и выйти наружу. Получаемый таким образом автоэлектронный ток может быть определен из следующего соот-

К статье Н. Моргулиса

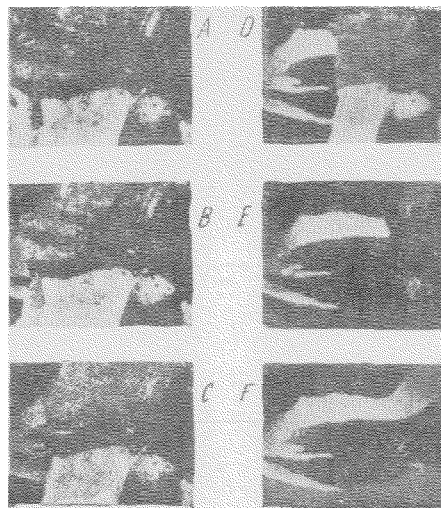


Рис. 7.

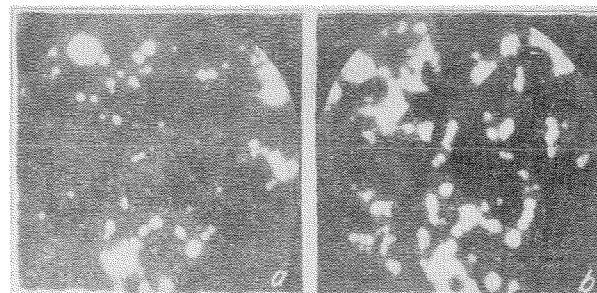


Рис. 9а.

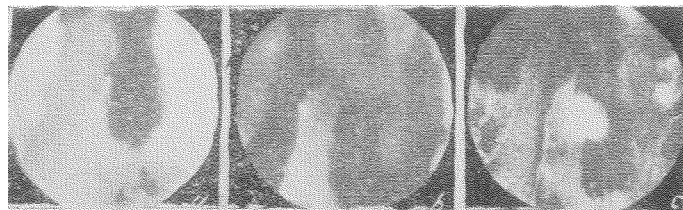


Рис. 10.

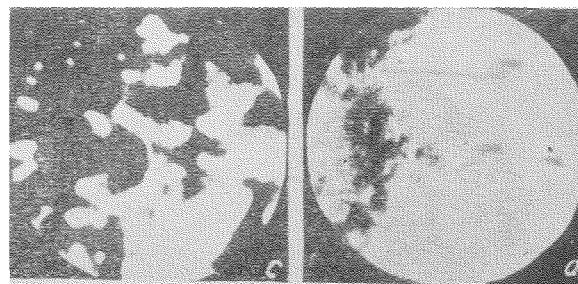


Рис. 9в.

ношения, данного Фаулером и Нордгеймом:

$$I = A \frac{E^2}{\varphi} e^{-\frac{B \varphi^{3/2}}{E} f\left(\frac{V_c E}{\varphi}\right)}.$$

Многочисленные экспериментальные исследования²⁹ подтверждают в общем характер этой зависимости, указывая, однако, на наличие следующих дополнительных факторов: 1. Фактическое напряжение электрического поля на поверхности E_e значительно больше, нежели определенное из макроскопических расчетов, т. е. $E_e = \beta E$, где $\beta \gg 1$. 2. Эффективная эмиссионная поверхность S'_e значительно меньше геометрической и имеет порядок $10^{-10} - 10^{-9}$ см². Смысл обоих этих факторов делается вполне понятным, если учесть, что благодаря кристаллической шероховатости поверхности эмиссия будет происходить, главным образом, с активных ее пиков. Однако нужно признать, что этот вполне естественный вывод делается лишь на основании косвенных в данном случае измерений автоэлектронной эмиссии; поэтому в работе Венельта и Шиллинга³⁰ и была сделана попытка проверить это при помощи электронного микроскопа. Эмитирующая поверхность катода представляла собой сошлифованное лезвие с углом раствора $2\theta \cong 10-15^\circ$, находившееся на расстоянии 0,5 мм от анода, в качестве же материала катода применялись Ta, Mo, W, Pt, Ni, Fe, Cu, Ag и C. Принимая сечение лезвия катода гиперболическим, можно было вычислить соотношение между разностью потенциалов между электродами V_a и напряжением поля у катода, которое соответствовало условию $E = 620 V_a$ В/см. Затем, для получения удовлетворительных воспроизводимых изображений эмиссионной картины на экране, естественно, требовалось тщательное обезгаживание электродов и поддержание хороших вакуумных условий. Несмотря на все принятые меры, было установлено, что, спустя 10—30 мин. работы трубки, картина, бывшая ранее стабильной, начинала сильно изменяться, что авторы приписывали началу заметного выделения газа из катода вследствие сильного его разогрева в эмиссионных центрах. Затем параллельно с наблюдениями изображения эмиссионной картины на экране производились измерения силы автоэлектронного тока. Далее составляется график формулы Фаулера — Нордгейма, откладывая на оси абсцисс значение $\beta = \frac{E_e}{E}$, а на оси ординат $s_e = \frac{i}{I}$, при заданных из опыта средних

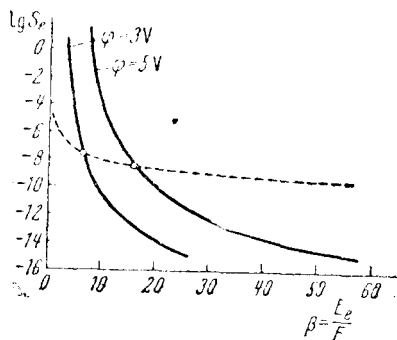


Рис. 8.

значениях E и i и при двух значениях работы выхода φ , равной 3 и 5 В, — этот график представлен на рис. 8. Ввиду того что фактические значения β и s'_e будут лежать между этими кривыми, для уточнения задачи необходимо еще дополнительное условие, которое Шиллинг пробует ввести как соотношение между величинами E , E_e , s' и s'_e и которое для $E = 3 \cdot 10^6$ В/см и $s = 10^{-3}$ см² (для $2\theta = 12^\circ$) представлено на рис. 8 в виде пунктирной кривой. Точки пересечения этой кривой с двумя предыдущими и дадут интересные нас значения, которые приведены в табл. 1. Из рассмотрения

ТАБЛИЦА 1

φ (В)	s'_e (см ²)	β	I (А/см ²)	E_e (В/см)
3	$4 \cdot 10^{-8}$	6	125	$1,8 \cdot 10^7$
5	$5 \cdot 10^{-9}$	16	1000	$4,8 \cdot 10^7$

этой таблицы мы можем прийти к заключению, что эти данные электроннооптического анализа приводят к таким значениям s'_e и β , которые раньше были лишь косвенно оценены по своему порядку из данных измерений автоэлектронной эмиссии и которые по своему характеру являются вполне естественными.

III. Тори́рованный и карбидный катоды

Одним из первых, практически очень ценных типов активных катодов, был катод из торированного вольфрама. Явления, происходящие при работе подобного катода, казавшиеся сначала на основании первой теории Лэнгмюра³¹ относительно простыми, оказались при дальнейших исследованиях³² гораздо более сложными и до настоящего времени еще далеко не выясненными. Наряду с катодами из торированного вольфрама, значительный интерес приобрели также и ему отчасти родственные катоды из торированного молибдена³³ и из карбидированного торированного вольфрама³⁴. Вся эта группа катодов явилась объектом весьма интересных электроннооптических исследований, к изложению которых мы и переходим.

Уже в одной из первых работ Брюхе и Иоганнсона⁶ была сделана попытка обследовать процессы в торированных катодах при помощи электронного микроскопа. К сожалению, эти опыты были технически недостаточно совершенны, и потому пока, не касаясь их, мы перейдем непосредственно к наиболее важным работам в этой области, выполненным Брюхе и Малем³⁵.

На рис. 9 представлены изображения полосы из торированного вольфрама по Брюхе и Малю при 25-кратном увеличении после ее редукции при 2900° К в течение $\frac{1}{2}$ мин. (а) и

при дальнейшей активации при 2000°K в течение 60 мин. (в). Рассмотрение этих фотографий наряду с другими, которые были здесь получены, сразу же приводит нас к следующим важным выводам. Диффузия тория изнутри на поверхность зерна происходит не равномерно по всей поверхности через кристаллическую решетку, как это лежит в основе старой теории Лэнгмюра, а лишь в некоторых дискретных местах, местоположение которых может меняться, скажем, в результате перекала катода при разложении ThO_2 . Лишь после этого он распространяется по всей поверхности благодаря миграции; однако о характере подобной миграции, на основании этих электроннооптических исследований, мы пока ничего сказать не можем. Далее оказывается, что скорость активации катода быстро растет с повышением его температуры, если при этом, конечно, мы не попали еще в область температурного испарения. Очень жаль, что в этой работе не производилось параллельно с электроннооптическим исследованием и измерение электронной эмиссии катода, как это было, например, сделано в работе Гейнце и Вагенера³⁶ с оксидным катодом (см. ниже), что могло бы дать нам еще ряд интересных данных.

На рис. 10 представлены фотографии процесса дезактивации катода при его перекале при 2600°K в течение 10 мин., на которых уже хорошо проступает кристаллическая структура вольфрамового зерна. При этом создается впечатление, что испарение Th с поверхности происходит тоже неравномерно, и что на некоторых кристаллических поверхностях пленка тория держится особенно крепко. Получив такое хорошее изображение структуры зерна, Брюхе и Маль ставят вопрос о том, находятся ли места выхода тория на поверхности именно на границе этих отдельных кристалликов. При этом из опытов оказывается, что места выхода тория на поверхность, будучи вполне дискретными, не ограничены границами кристаллов, а находятся также и внутри их. Повидимому, все же от такого вывода следует пока воздержаться, ибо наш электронный микроскоп, показывая крупнокристаллическую структуру зерна, может и не показывать наличия в нем мелких трещинок, через которые возможна диффузия тория на поверхность. В противном случае делается совершенно непонятным наличие подобных дискретных предпочтительных мест диффузии тория; во всяком случае этот вопрос остается пока еще открытым и требует дальнейшего исследования. Дополнительно отметим, что доказательство дискретности мест, где торий выступает на поверхность вольфрама, было также получено и в работах Ахерна и Беккера³⁷, а также Джонсона и Шокли³⁸.

Интересно также отметить, что по Брюхе и Малю количество центров, откуда торий выступает на поверхность вольфрама, бывает порядка $1-100$ на 1 м.м.^2 , т. е. во много раз меньше, чем число источников тория под поверхностью, что, повидимому, можно объяснить необходимостью наличия пор для диффузии тория наружу. Нельзя также не отметить, что наблюдаемое при всех этих исследованиях изображение торированного

катода сильно напоминает ту „шахматную“ структуру, которая была раньше введена рядом авторов для объяснения аномального характера эффекта Шоттки¹¹, полученного в этом случае.

В работе Брюхе и Иоганнсона⁶ были получены интересные фотографии, показывающие характер эмиссии частично активированного торированного катода при постепенном понижении его температуры. При этом эмитирующая пленка как бы разрывается на более мелкие, а потом все вообще стягивается в маленькие отдельные эмитирующие области; к сожалению, в работе не указывается, является ли данный характер эмиссии обратимым, скажем, при повторном повышении температуры. Авторы обращают при этом внимание на то, что эта картина напоминает некоторые хорошо известные капиллярные явления с тонкими пленками, но все же они пока еще не решаются сказать окончательно, каков характер этой аналогии.

Перейдем теперь к торированному молибдену³⁵. После очистки поверхности ленты из Th—Mo от всяких примесей при прокаливании ее при 2200° K, когда одновременно происходило и разложение окиси тория ThO₂, начиналась активация катода при 1550° K в продолжение всего 60 мин. Характер активирования торированного молибдена совпадает с таковым для торированного вольфрама, который довольно подробно был рассмотрен выше. Исследование дезактивации Th—Mo при его бомбардировке положительными ионами азота привело тоже, примерно, к тем же результатам, что и при термической дезактивации Th—W. Наконец, скорость миграции тория по поверхности молибденового зерна при одинаковой температуре оказывается гораздо большей, нежели в случае вольфрамового зерна; например, одинаковой она будет в случае 2000° K на вольфраме и 1540° K на молибдене.

Перейдем к карбидированному торированному вольфраму³⁵. Применявшаяся полоска из Th—W карбидировалась прокаливанием в парах нафталина до такой степени, когда ее сопротивление возрастало на 30%. При этом оказалось, что присутствие углерода приводит к возможности разложения ThO₂ даже при 2000° K, т. е. при гораздо более низкой температуре, чем для обыкновенного некарбидированного катода. Если взять две одинаковые полоски из ThW, из которых только вторая карбидирована, и прокалить их кратковременно до 2700° K, то получаемое при этом изображение показывает, что в отличие от уже нам известного ThW карбидированный ThW дает более размазанную по поверхности картину. Еще более показательной будет эта разница, если прокарбидировать только половину ленты из ThW и затем наблюдать границу раздела обеих половинок при помощи электронного микроскопа, — подобные фотографии представлены на рис. 11. Рис. 11, а дает картину после прокаливания полоски при 1500° K без специального режима разложения ThO₂, — при этом дает эмиссию только карбидированная половина ленточки. После прокаливания в течение 1 мин. при 2650° K получается следующая картина, где уже появляются точки, связанные с диф-

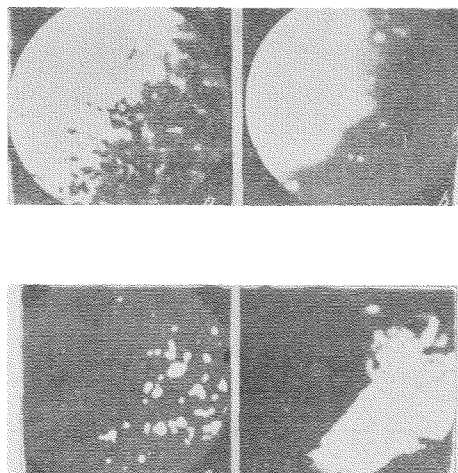


Рис. 11.

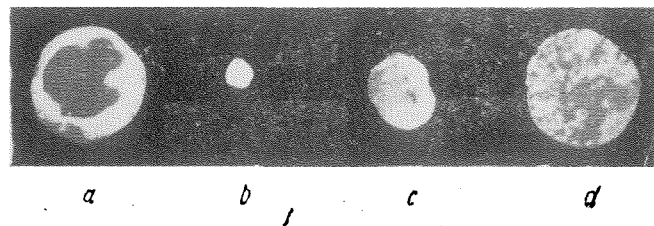


Рис. 12.

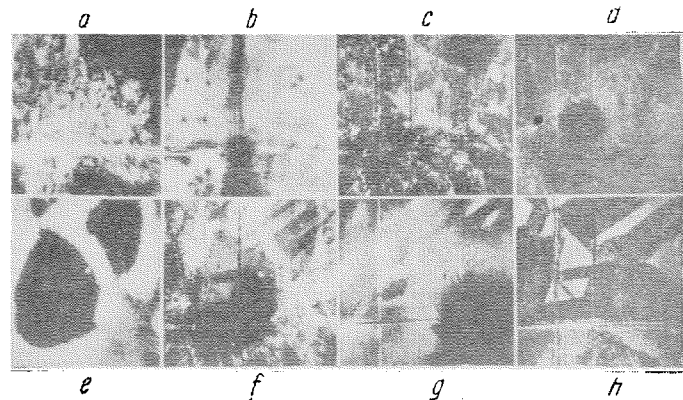


Рис. 13.

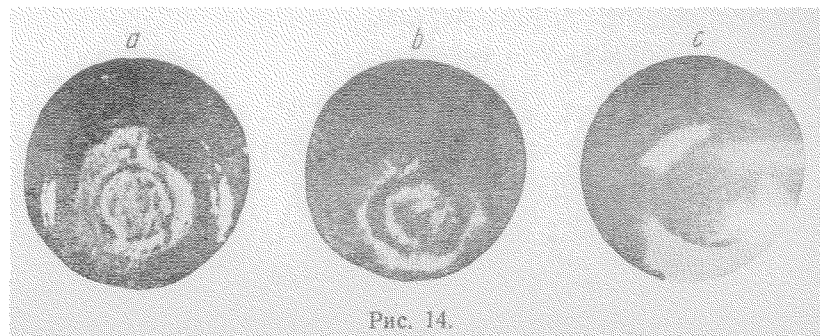


Рис. 14.

фузией тория на поверхности чистого вольфрама. После прокаливания при 2800°K карбидированная половина дезактивируется, в то время как некарбидированная половина дает еще более резко выраженную точечную структуру. Наконец, после прокаливания в режиме активирования— 2200°K (рис. 11, *d*), некарбидированная половина нормально активируется, в то время как карбидированная, благодаря потере всего тория при предыдущих режимах перекала, остается уже темной.

Из рисунков может создаться впечатление о том, что, в случае карбидированного вольфрама, торий равномерно выступает на поверхность. Однако данные этих авторов относительно картины эмиссии при небольшой степени карбидирования (повышение сопротивления на 1%) показывают, что в этом случае картина соответствует в общем получаемой и при обыкновенном некарбидированном торированном вольфраме, с той только существенной разницей, что в этом случае мы получаем гораздо большее, зависящее от степени карбидирования, количество эмиссионных центров, облегчающих диффузию металлического тория изнутри на поверхность зерна. Подобное явление авторы связывают с разрыхлением поверхности вольфрама, происходящим при его карбидировании, и подтверждают это электроннооптическим исследованием наращенной на поверхности пинчевской торированной нити, исследованной по методу Маля⁸.

В заключение остановимся на работе Маля³⁹, в которой исследуется вопрос о характере отравляющего действия кислорода на электронную эмиссию торированного вольфрама и торированного молибдена. Как известно⁴⁰, по Лэнгмюру кислород при соответствующих условиях может образовывать мономолекулярную пленку на поверхности вольфрама, которая будет увеличивать работу выхода вследствие обратной ориентации диполей кислорода. Если прокалывать полоску из неполностью активированного торированного вольфрама при 1600°K в атмосфере разреженного кислорода при давлении $\sim 10^{-3}$ мм, то на изображении появляются темные все расширяющиеся пятна, указывающие, что кислород адсорбируется по всей поверхности не равномерно, но главным образом на границах эмиссионных пятен, откуда он уже и распространяется дальше. Если теперь откачать кислород и повысить температуру ThW до 1700°K , то начинается десорбция кислорода. Однако он испаряется снова не равномерно, а начиная с краев покрытых им пятен. После полной десорбции всего кислорода картина эмиссии оказывается такой же, как и до отравления, т. е. нахолившийся под кислородом слой тория практически не изменяется (при температурах порядка 1700°K диффузия тория изнутри на поверхность практически отсутствует). Следует отметить, что при более низких давлениях (порядка 10^{-5} мм) оказалась возможной адсорбция кислорода и посредине пятна тория. Затем оказалось, что в состоянии отравления торированного вольфрама кислородом те поверхности кристалликов вольфрамового зерна, которые до отравления

были наиболее яркими, будут теперь наиболее темными, и вообще вся картина похожа теперь на даваемую чистым вольфрамом, — отсюда автор делает вывод, что в отношении электронной эмиссии дипольное действие пленки кислорода как бы компенсирует дипольное действие пленки тория. Далее оказывается, что подобная адпленка кислорода по поверхности пленки тория оказывается немного более стабильной, чем на поверхности чистого вольфрама, т. е. допускающей немного большее повышение температуры. Что касается торированного молибдена, то характер его отравления кислородом является примерно таким же, как и в случае торированного вольфрама.

IV. БАРИЕВЫЙ КАТОД

Под бариевым катодом, в прямом смысле этого слова, следует понимать катод из какого-либо металлического зерна, покрытого извне тонкой пленкой активного бария⁴¹, в отличие, скажем, от торированного катода, где активный слой тория диффундирует на поверхность зерна изнутри. Однако бариевыми катодами называют также и катоды с другой технологией изготовления, как, например, азидной, термитной и т. д.⁴², которые по своей окончательной структуре довольно близки к оксидным катодам, рассматриваемым далее. Во втором случае перед нанесением бария зерно катода предварительно обрабатывается, и затем для получения хорошей эмиссии катод требует еще дополнительного активирования, довольно похожего по своему характеру на применяемый в случае оксидно-пастовых катодов. Следуя, однако, принятой дифференциации, рассмотрим сейчас те работы, которые посвящены электроннооптическому исследованию бариевых катодов, т. е. катодов из чистого или предварительно препарированного зерна, на который слой активного бария наносится испарением из какого-либо внешнего источника.

Первые данные относительно характера эмиссии азидно-бариевых катодов были получены в работе Кноля, Гаутерманса и Шульце⁴³. Применявшийся катод работал в условиях газового разряда в аргоне при 4 мм давления, при $I = 0,75$ А и $V_a = 30$ В в течение 10 мин. В результате интенсивной бомбардировки ионами, что в частности приводило к распылению, эмиссионная картина его сильно изменилась, как это видно из рис. 12. Рис. 12, *а* представляет вид катода до разряда, а 12, *в* после, при $v = 15$; полученное здесь стягивание эмиссии в одно активное пятно было исследовано при большем увеличении в 33 и 100 раз (*с* и *д*). Мы видим, что это пятно имеет фактически сильно неоднородную структуру, которая при продолжительном разряде прогорает и дает эмиссию лишь из ряда отдельных точек.

В дальнейшем азидно-бариевый катод был исследован Брюхе и Иоганнсоном⁴². Никелевый зерно этого катода был предварительно окислен, и поэтому в результате разложения нанесенного на его поверхность слоя азиды бария BaN_3 при 890°C мы будем

иметь такую структуру: Ni — BaO — Ba (толстый слой). Соответствующая ему эмиссионная картина представлена на рис. 13, *a*, которая после некоторого времени накала переходит в показанную на рис. 13, *b*; эта картина, повидимому, соответствует толстому, относительно равномерному слою бария на керне. Повышение температуры до 970°С дало картину 13, *c*, после чего, в результате действия высокой температуры и нагрузки, началось „выгорание“ бария внутри с образованием темного, все расширяющегося пятна (рис. 13, *d* и *f*). В дальнейшем начинает понемногу проступать структура керна, что указывает на то, что имеющийся на поверхности слой бария делается уже очень тонким вследствие испарения оттуда всего его излишка. Что касается физических условий, соответствующих этому его окончательному состоянию с проявленной структурой керна, то мы с ними уже познакомились выше, при анализе условий получения изображения кристаллической структуры керна.

Наконец, остановимся еще на другой работе Брюхе и Иогансона¹⁴, посвященной катоду, полученному при осаждении бария испарением из внешнего источника на чистый никелевый керн, на котором была предварительно процарапана сетка. Первый накал после нанесения бария дал картину, из которой было видно, что, вопреки ожиданию, эмиссию дают лишь процарапанные места и слегка жилкообразная структура, в то время как остальная поверхность остается темной. После некоторого времени каления процарапанные места уже не выделяются на общем фоне, давая, примерно, такую же эмиссию, как и весь остальной керн, в то время как жилки при этом перестают давать эмиссию, делаясь темными. При всем этом слой бария на керне остается еще довольно толстым, и лишь при его дальнейшем испарении мы начнем получать постепенно изображение структуры самого керна¹⁴. В таком же, примерно, стиле будут себя вести и пленки из других активных металлов, как, например, цезия и т. д., нанесенных на поверхность керна, как это было уже указано выше.

Наконец, следует отметить еще работу Кеммнитца, Кноля и Вальхера¹⁵, в которой исследовалось влияние искусственно нанесенных царапин разной величины и формы на керне катода, на характер его электроннооптического изображения (катодом служил никелевый керн, покрытый испаренным слоем бария).

К сожалению, весь имеющийся в этой области материал электроннооптических исследований является довольно ограниченным очевидно, ввиду того, что все исследования этой группы пошли по направлению исследования структуры керна, о чем уже подробно говорилось выше. Что касается исследования самих эмиссионных процессов у термитно-бариевых и азидно-бариевых катодов, имеющих в частности очень большое практическое значение, то в этой области, за исключением изложенного выше материала, мы ничего больше пока не имеем. Хотя эти катоды и являются близкими к обычным оксидно-ластовым катодам, которые были объектом довольно многочисленных исследований (см. ниже), но наряду

с этим они имеют свои, заслуживающие внимания, специфические особенности, о которых, на основании приведенного выше материала, кроме общих соображений, пока ничего более сказать нельзя. С другой стороны нужно отметить, что, как видно из полученных фотографий, вопреки ожиданиям, испаряемый из внешнего источника барий совсем не осаждается равномерно на экспонируемую поверхность, а собирается в некоторых дискретных местах, скажем, в данном случае в щелях царапин, откуда он затем уже расплзается — диффундирует по всей остальной поверхности. Последний интересный процесс поверхностной диффузии будет нами подробно рассмотрен ниже, при анализе данных исследований оксидных катодов. Что касается первого — неравномерность пленки металла при ее осаждении испарением на поверхность, то он представляет собой большой самостоятельный интерес, особенно в связи с рядом полученных иными методами данных⁴⁶ относительно структуры подобных пленок и требует поэтому дальнейшей разработки.

V. Оксидный катод

Оксидно-пастовый катод был объектом наибольшего количества исследований при помощи электронного микроскопа, по вполне понятным причинам: несмотря на то, что он был открыт свыше 30 лет назад, до настоящего времени нам еще трудно сказать что-нибудь определенное о характере происходящих здесь процессов, изучавшихся всегда по его электронной эмиссии⁴⁷, с другой стороны катоды этого типа имеют также и очень большое практическое значение. Поэтому следовало бы ожидать, что в этом случае мы должны получить целый ряд новых весьма важных данных. Перейдем поэтому к изложению этих работ.

Уже в первой работе Брюхе⁴⁸ было показано, что при помощи электронного микроскопа можно получить хорошую эмиссионную картину оксидного катода и наблюдать затем за характером некоторых происходящих здесь процессов. Затем эта методика была значительно усовершенствована в очень подробной работе Брюхе и Иоганнсона⁴⁹. В этой работе были кинематографически засняты процессы на трех оксидно-пастовых подогревных катодах, где было получено всего 4497 снимков, при среднем увеличении $v = 50$. При этом авторы наблюдали следующие явления. Если поверхность пластинки керна после покрытия слоем оксида процарапать в виде сетки, то сначала процарапанная сетка кажется темной на общем светлом эмиссионном фоне, затем получается „негатив“ сетки, когда она уже светится, затем можно получить опять „позитив“ и, наконец, снова „негатив“. Таким образом места катода, которые сначала не эмитировали, могут в результате соответствующих процессов на катоде начать эмитировать и наоборот. Рассматривая возможные причины подобного обращения изображения, авторы отмечают, что не исключена возможность того, что это вызвано поверхностным перемещением оксида бария. Затем авторы наблю-

дали картину, связанную с распылением оксидного катода при его бомбардировке ионами в условиях не особенно хорошего вакуума в лампе, показавшую, что распыление катода, начинаясь случайно в некотором месте, все больше и больше распространяется затем по всей поверхности, приводя в конце концов к порче всего катода. Наконец, оказывается, что картина, получаемая после реактивации, не имеет ничего общего с картиной, которая была получена с этим же катодом в самом начале его работы, еще до его порчи.

В следующей работе Кноля, Гоутерманса и Шульце⁴³ приводится ряд новых данных относительно оксидных катодов. Раньше всего эти авторы подчеркивают, что эмиссионная картина оксидно-пастовых катодов имеет четко выраженный неоднородный характер, — мы видим при этом ряд островков, форма и размер которых зависят от способа нанесения и обработки оксидного слоя. Эти накалинные островки, наличие которых предполагалось здесь еще гораздо раньше, по наблюдениям авторов имеют размер порядка $10^{-2} — 5 \text{ мм}^2$. С другой стороны, и относительно большие эмиссионные пятна у тонкопленочных оксидных катодов являются по сути тоже не однородными, а имеют свою „тонкую структуру“. Затем, приводятся еще интересные данные относительно характера процесса активирования оксидных катодов при разных методах его обработки. Авторы указывают, что хотя и трудно дать определенное заключение об этом процессе активирования оксидных катодов ввиду того, что у разных катодов картина эмиссии может часто значительно отличаться, однако можно, как будто, установить следующее общее правило. При активировании только лишь сильным перекалом, без анодного напряжения, получается относительно равномерная картина распределения эмиссии, при тонкой структуре пятен. Если же активирование производить при накале с одновременным наложением анодного напряжения (электролитическое активирование), то это приводит к образованию эмиссионных островков. Затем, при всех прочих равных условиях, тонкопленочный катод дает более равномерную картину, чем толстопленочный. При активировании в условиях газового разряда, толстопленочные катоды продолжают активироваться, давая в результате своеобразную структуру с трещинами. Тонкопленочные же катоды тоже претерпевают при этом свои характерные изменения. При долговременной работе наступает постепенная дезактивация катода, имеющая, примерно, такой же характер, как и в предыдущей работе Брюхе и Иоганнсона⁴⁹. Затем авторы указывают еще, что при расчете эмиссии катода на фактическую поверхность эмитирующих островков получаются очень большие плотности порядка $1 — 10 \text{ А/см}^2$. При работе катода, на изображении бывает иногда видно, что места, бывшие на изображении темными, начинают эмитировать и как при этом по ним, очевидно, ползет тонкая пленка активного бария. Авторы даже оценивают скорость ее распространения в $0,01 — 0,1 \text{ мм/сек}$. Наконец, в работе делается

еще попытка наблюдать пространственный заряд электронов при сильном накале катода.

Как уже указывалось выше, в работе Брюхе и Иоганнсона⁴⁹ был обнаружен интересный факт „обращения“ изображения, при котором процарапанные на катоде места, бывшие в начале работы темными, делались спустя некоторое время работы светлыми, т. е. начинали эмитировать, и т. д. Для пояснения этого факта авторами было в частности выдвинуто предположение о возможности диффузии оксида бария. Однако эта точка зрения не была подтверждена в дальнейшем, ибо при исследовании поверхностной структуры катода с обыкновенным микроскопом не удалось обнаружить следов оксида бария в этих, сначала процарапанных, но затем начавших эмитировать местах⁵⁰. Поэтому приходится перейти к допущению, пожалуй, даже более естественному, о возможности поверхностной диффузии не оксида бария, а металлического бария, полученного при активации оксидного катода. Эта группа явлений была довольно подробно исследована Рихтером⁵¹, к работе которого мы и перейдем.

Раньше всего Рихтер показывает, что наблюдаемое явление обращения изображения не связано с какими-либо недостатками эксперимента, и что оно, вообще говоря, имеет гораздо более общий характер. Затем, показывается, что наблюдать подобную поверхностную диффузию активного вещества можно в разных условиях опыта; например, на рис. 14, *a* показано сначала изображение частично (только в центре) пастированного катода, затем его электроннооптическое изображение в начале (рис. 14, *b*) и в конце (рис. 14, *c*) работы, — отсюда видно, как расплывается во все стороны активное вещество. Специальный опыт с наложенной на одну половину катода очищенной платиновой полоской показал, что это явление нельзя объяснить как искажение, связанное с возможным смачиванием оксидной пастой и остальной поверхности катода при его пастировании. Наконец, другой специальный опыт показал, что явление обращения получается и в случае оксидно-пастовой сетки, когда поверхность оксида и чистого металла находится в одной плоскости. Для объяснения этого явления выдвигается следующая точка зрения. Интересующую нас систему из металлической поверхности лишь частично пастированной оксидом можно рассматривать так, как это представлено на рис. 15. При всем этом нужно учесть, что слой оксида имеет значительно меньшую электро- и теплопроводность, чем металлический kern. Поэтому, если в самом начале накалил систему рис. 15 и наложить анодное напряжение V_a , то вследствие отсутствия активации у оксида, он при этом эмиссию давать не будет, а вследствие плохой теплопроводности будет еще находиться при более низкой температуре, чем слегка эмитирующий в данном случае чистый металл (рис. 15, *a*). По мере роста активации оксидного пятна его эмиссионный ток значительно увеличится, выделяя на нем (вследствие плохой электропроводности) значительное количество Джоулева тепла — при этом его температура станет выше, чем у металлического керна.

Благодаря наступлению испарения бария с его поверхности во все стороны (рис. 15, *b*) и более низкой теперь температуре чистого металла, барий, осаждающийся на последнем, будет его постепенно активировать, при возможно одновременно происходящей дезактивации поверхности оксида, вследствие его высокой температуры. Если теперь выключить анодный потенциал, то мы опять вернемся к состоянию, представленному на рис. 15, *a*, когда вследствие отсутствия непрерывного пополнения адсорбированный барий испарится с поверхности металла, его при этом оголая, и т. д. Таким образом, изменяя температуру катода, анодный потенциал и т. д.,

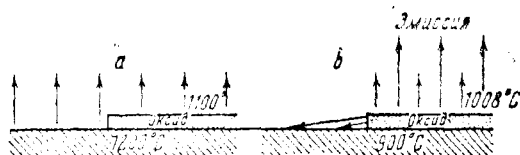


Рис. 15.

можно получить все те явления, связанные с обращением изображения, о которых уже говорилось выше. Тут важно, однако, подчеркнуть следующее обстоятельство. Образование пленки бария на металле происходит фактически не путем поверхностной диффузии по нему, как например, в случае торированного вольфрама (см. выше), но путем осаждения из своеобразного атомного пучка, исходящего из оксида⁵². Это видно хотя бы из того, что в случае наличия по пути углубления барий оказывается сначала не в нем, а по другую его сторону, а небольшие подъямы на поверхности загрудняют распространение бария. Возможное объяснение этого заключается в том, что рабочая температура в этом случае является значительно более низкой, чем в случае торированного катода, где, поэтому, оказывается возможной поверхностная диффузия в своем чистом виде.

В работе Кнехта⁵³, в которой было установлено, что в поверхностной диффузии не принимает участия сам оксид бария (см. выше), была также получена интересная картина изменения структуры оксидно-пастового катода при его сильном перекале. Если его накаливать до 1150° С, при отсутствии анодного напряжения, то оксидный слой формируется до тех пор, пока вследствие испарения всего его излишка явственно не начинает проступать структура никелевого зерна, получающаяся обычно при довольно тонком (см. выше) его покрытии активным барием.

В работе Мэргулиса, Нахутина и Нагорского⁵⁴ были исследованы процессы активации, дезактивации и реактивации нитевидных оксидных катодов, при применении электронного микроскопа упрощенного типа, предложенного Джонсоном и Шошли⁵⁵. При этом оказалось, что процесс активации оксидной нити начинается обычно в ее средней части, распространяясь отсюда постепенно

в обе стороны к ее концам. Процесс дезактивации происходит в обратном направлении, т. е. эмитирующая зона катода как бы стягивается от концов нити к ее середине, и, наконец, процесс повторной реактивации происходит опять от середины к концам. Подобный цикл можно многократно повторять на одном и том же образце. Причина подобного своеобразия всех этих процессов заключается в специфичности распределения температуры вдоль нити, охлаждаемой на своих концах поддерживающими ее вводами; при этом температура будет иметь максимальное значение лишь в средней наименее охлажденной части и будет постепенно понижаться по направлению к ее концам. Так как скорость активации, а значит и степень сбалансирования противоположно направленного процесса дезактивации при катодном распылении активной пленки должна сильно расти при повышении температуры⁶⁵, то отсюда таким образом и можно объяснить все наблюдаемые в этом случае явления. Затем, нужно отметить, что изображаемое эмиссии катода оказалось, конечно, неоднородного характера с обычной тонкой структурой, лишь отчасти видимой на рисунке. Описание некоторых других наблюдаемых в этой работе явлений мы здесь опускаем.

Из всего приведенного выше совершенно ясно, как велико значение того материала, который был получен в результате всех электроннооптических исследований оксидных катодов, особенно при его дальнейшем сопоставлении с материалом, полученным при помощи анализа данных электронной эмиссии. Следует, однако, сказать, что подобное сопоставление, совершенно необходимое для изучения происходящих здесь очень сложных процессов, далеко не всегда является допустимым, в частности ввиду значительной трудности, связанной с созданием достаточно простых и воспроизводимых условий опыта. Это обстоятельство, представлявшее большие затруднения при исследованиях электронной эмиссии, может быть устранено только в том случае, если создать такую методику, когда окажется возможным одновременно наблюдать электроннооптическое изображение и производить измерения электронной эмиссии у одного и того же образца. Подобный, очень значительный, шаг вперед в методике исследований катодов, частично уже реализованный в описанных выше работах Шенка²¹, а также Венельта и Шиллинга³⁰, нашел свое дальнейшее развитие в области оксидных катодов в новой работе Гейнце и Вагенера³⁶.

В этой работе исследовались процессы активирования разных оксидно-пастовых катодов, причем методика эксперимента позволяла, наряду с электроннооптическими наблюдениями, производить одновременно и измерения их электронной эмиссии. Например, на рис. 16 и 17 представлена кривая роста эмиссии подогретого оксидного катода с никелевым керном при чисто термическом методе активирования в режиме, указанном на графиках, в результате чего его эмиссия увеличилась, примерно, в 10^6 раз. Параллельно с этим в точках, отмеченных цифрами, производились фотографии электроннооптического изображения катода. Из сопоста-

вления всех этих, полученных обоими методами, данных можно сразу сделать один очень важный вывод о том, что поверхность нашего оксидного катода, уже в результате первого шага активирования, когда его эмиссия остается еще очень малой, практически полностью покрывается эмиссионными центрами, характер распределения которых в дальнейшем оставался практически неизменным. При электролитическом активировании катода характер роста эмиссионного тока и изменения электроннооптического изображения оставался таким же, как и в предыдущем случае чисто термического активирования. Затем оказалось, что и в случае отра-

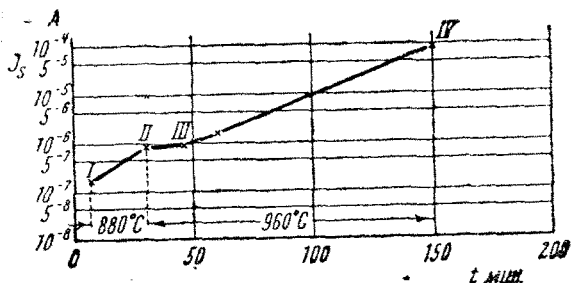


Рис. 16.

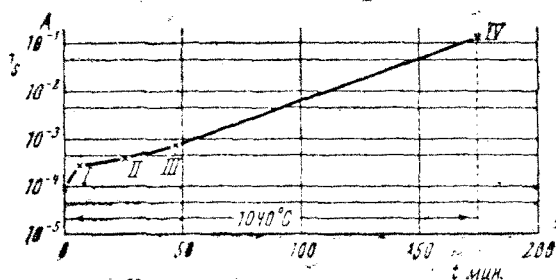


Рис. 17.

вления оксидного катода кислородом, что приводит к сильному уменьшению его электронной эмиссии, характер его электроннооптического изображения остается тоже практически неизменным.

Поэтому авторы приходят к выводу, что активирование оксидных катодов бывает очень мало связано с увеличением эффективной эмиссионной поверхности катода, а зависит, главным образом, от уменьшения при этом величины ΔE из эмиссионной формулы Шоттки⁵⁶ для оксидных катодов

$$I = S\alpha \sqrt{nT^4} e^{-\frac{\phi + \frac{1}{2} \Delta E}{kT}},$$

где ϕ — есть внешняя работа выхода электрона, ΔE — работа перевода электрона с уровня примеси металлического бария с кон-

центрацией n на уровень проводимости оксида бария, S — эффективная эмиссионная поверхность. Следует, однако, принять во внимание, что даже при неизменности эффективной поверхности катода подобный значительный рост эмиссии катода при его активировании может быть связан не только с уменьшением величины ΔE или $\left(\varphi + \frac{1}{2} \Delta E\right)$, но одновременно и с увеличением постоянной A , связанным с ростом концентрации примеси металлического бария к оксиду бария n , которое приводит к увеличению концентрации свободных электронов в полосе проводимости полупроводника BaO ⁶⁷. Получаемые из этой работы выводы ясно указывают, что представление Эспе⁴⁷, равно как и термоионизационная теория оксидного катода де-Бура⁵⁸, приводившие к активации, как к процессу, происходящему при одном только росте эффективной поверхности при неизменной работе выхода, следует признать неправильным, хотя сомнение в их правильности возникало еще и раньше. Наконец, следует еще отметить показанную в этой работе полную возможность чисто термического активирования оксидно-пастового катода с косвенным подогревом, а также и пояснение отсутствия этого в старых исследованиях Эспе.

Этими работами и ограничены пока все имеющиеся в настоящее время электрооптические исследования оксидных катодов, которые, несмотря на свою относительную малочисленность, все же сильно продвинули нас в направлении понимания ряда происходящих здесь процессов.

§ VI. Фотоэлектронный катод

После изложения полученных электроннооптическим путем данных относительно характера эмиссии термоэлектронных катодов возникает естественный вопрос, в какой степени возможно подобное же исследование катодов других типов, и в первую очередь фотоэлектронных. Следует иметь в виду, что фотоэлектронный катод имеет ряд своих специфичных в этом отношении особенностей по сравнению с термоэлектронным, а именно: если мы имеем сложный по своей эмиссионной структуре фотокатод, изображение которого мы хотели наблюдать при помощи электронного микроскопа, то для этого можно идти двумя путями. Либо освещать фотокатод монохроматическим излучением с такой частотой, чтобы согласно соотношению Эйнштейна лишь часть его могла давать фотоэмиссию, а другая бы ее не давала. Либо пойти другим, более простым путем, освещая фотокатод таким излучением, при котором фактически эмитировала бы вся поверхность, а структура поверхности была бы видна потому, что при разных условиях в разных точках поверхности абсолютное значение фотоэмиссии было бы разным, хотя отношение фотоэмиссий будет при этом меньшим, чем термоэлектронных эмиссий. В этом отношении заключается одно из отличий фотокатода от термоэлектронного: в первом случае, как известно, абсолютное значение эмиссии в раз-

ных точках поверхности лишь частично и не в такой большой степени зависит от работы выхода электрона, как во втором. Поэтому мы встретимся ниже со случаями, когда фотоэлектронное и термоэлектронное изображения какого-либо образца будут подобны друг другу, а также и со случаями, когда они будут неодинаковы.

Первое изображение фотокатода, состоявшего из цинковой пластинки с просверленными отверстиями, при ее освещении кварцевой дугой, было получено Брюхе ⁵⁹. Затем эти опыты были продолжены Полем ⁶⁰, который проделал их с другими материалами; например, на рис. 18 представлено электроннооптическое (18, а) и обыкновенное (18, б) изображение алюминиевого катода ($\psi = 5$). При этих опытах сразу же проявилась известная чувствительность фотокатодов к поверхностным загрязнениям и, в частности, к жиру; например, надпись на изображении рис. 18 сделана жиром. В дальнейшем Полем ⁶¹ был исследован фотокатод с газовой пленкой на поверхности. при разных ее состояниях, с одновременным наблюдением кристаллической структуры фотокатода. Была взята, например, платиновая полоска, которая сначала прокаливалась 20 час. в воздухе при 1450°C , что приводило к ее рекристаллизации. Если исследовать теперь изображение ее фотоэмиссии, то оказывается, что вначале она дает довольно однородную фотоэмиссию; затем, если повысить ее температуру в вакууме до 900°C , ее эмиссия делается уже неоднородной; при дальнейшем повышении температуры до 1040°C уже преобладает термоэлектронная эмиссия, показывая при этом типичную кристаллическую структуру; наконец, если катод охладить, то получаемая при этом фотоэмиссия уже будет неоднородной, давая при этом изображение структуры, очень похожее на термоэлектронное. Таким образом, мы встречаемся с подобием фото- и термоэлектронного изображения и с возможностью фотоэлектронного наблюдения структуры катода. В противовес этому наблюдаются ⁶² случаи, где термоэлектронное и фотоэлектронное изображения значительно отличаются друг от друга.

Затем, в работе Маля и Поля ⁶³ были получены изображения фотокатода из медного керна, покрытого слоем калия. Сначала на медную пластинку охлаждался толстый слой калия, затем этот слой обрабатывался долговременным разрядом в водороде, в результате которого фотоэмиссия свелась к эмиссии каплеобразных пятен калия. Наконец, при дополнительном осаждении калия, фотокатод сохранял свою „каплеобразную“ структуру с большей только плотностью. Интересно отметить на рисунке наличие тени от капель, связанных с боковым освещением поверхности и боковым осаждением калия. Затем авторы наблюдали еще фотоэлектрическое изображение процесса плавления олова. Наконец, оказалось возможным наблюдать также и фотоизображения ряда минералов, как например, свинцового блеска, медного колчедана и др. ⁶⁴. Таким образом, указанные работы показывают на возможность и плодотворность подобного исследования электроннооптических

изображений разных фотоэлектронных катодов. С сожалением приходится здесь только отметить отсутствие опубликованных работ по электроннооптическому исследованию фотокатодов других типов, и в первую очередь цезиевых.

В этом месте можно отметить также и работы, связанные с преобразованием оптических изображений в электронные, наблюдаемые затем на экране ⁶⁵. При применении соответствующих фотокатодов можно использовать даже и изображения в невидимой инфракрасной области, что, в частности, получает весьма важное значение и в методике лабораторных исследований ⁶⁷.

§ VII. Холодный катод

Остановимся также и на результатах электроннооптических исследований холодных катодов, для изображения которых можно пользоваться как их вторичными электронами, так и первичными—проходящими или отраженными. Однако при этих исследованиях мы встречаемся с одним весьма существенным осложнением, отсутствовавшим у всех предыдущих типов катодов. Дело в том, что в результате обстрела металлической поверхности монохроматическим пучком первичных электронов со скоростью v_p мы получаем эмиссию целой группы электронов с разными начальными скоростями в пределах $0 < v < v_p$ ⁶⁸: упруго отраженных, неупруго отраженных и собственно вторичных. Соотношение между ними зависит от целого ряда факторов, как например, от величины v_p , материала и толщины обстреливаемого образца и т. п. Получаемая неоднородность по скорости выходящего из образца электронного пучка приводит к большим затруднениям при его фокусировке, в отличие от предыдущих типов катодов, дававших электроны с практически одинаковой и почти равной нулю начальной скоростью. Некоторым облегчением в этом случае служит лишь то, что практически в скоростном спектре вылетающих из холодного катода электронов мы имеем преобладание, главным образом, двух групп: 1) собственно вторичных с весьма малой начальной скоростью и 2) упруго отраженных с почти полной скоростью v_p . Несмотря на это затруднение, электроннооптическое исследование холодных катодов дало ряд интересных результатов, к изложению которых мы и переходим.

Исходя из сказанного выше, все произведенные исследования холодных катодов можно разделить на следующие четыре группы:

I. Получение изображения передней стороны обстреливаемого образца металла с использованием быстрых отраженных электронов.

II. Получение изображения задней стороны при помощи быстрых проходящих насквозь электронов.

III. Получение изображения передней стороны при помощи медленных вторичных электронов.

IV. Получение изображения задней стороны при помощи медленных вторичных электронов.

К первой группе относится работа Руска ⁶⁹. Исследуемый объект

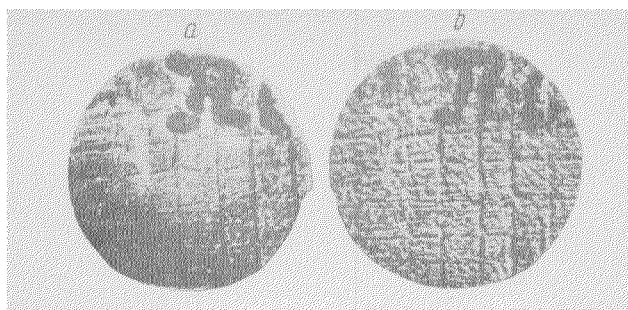


Рис. 18.

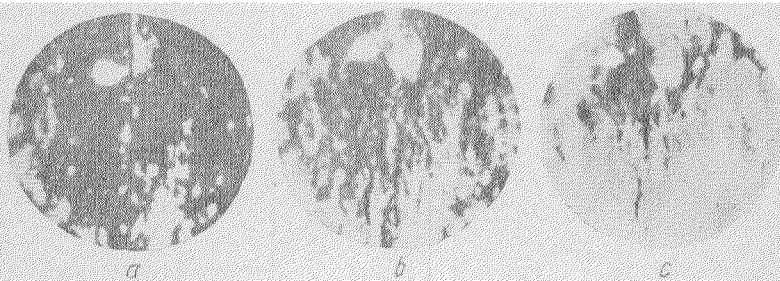


Рис. 20.



Рис. 21.



Рис. 22.

„освещался“ электронами со скоростью 20—80 kV, и получаемое при этом изображение имело $v=10$. В данном случае мы имеем дело с отраженными, или так называемыми обратно диффундирующими электронами, сохраняющими почти целиком свою начальную скорость, конечно, при всем этом толщина исследуемого образца должна быть больше так называемой Ленардовской толщины обратной диффузии ⁷⁰. Таким путем были получены изображения для золото-платиновой пластинки толщиной 0,4 мкм, при угле падения электронов в 60°. Поверхностная структура пластинки видна на этих изображениях довольно плохо, хотя все же иначе, чем при обыкновенном оптическом изображении. Причина этого заключается в том, что отраженные электроны все же могут проникать довольно глубоко (примерно, на сотни атомных диаметров) внутрь пластинки. При уменьшении толщины образца изображение делается слабее, ввиду уменьшения количества обратно диффундирующих электронов, но зато более резким ввиду их большей монохроматизации.

Ко второй группе относятся работы Борриса и Руска ⁷¹ и Руска ⁷². В этом случае исследовалось изображение, даваемое исследуемым образцом, например тонкой металлической пластинки, Ленардовых окошек и т. п., при прохождении через образец пучка быстрых первичных электронов. Из этих опытов можно попытаться сделать некоторые заключения о характере абсорбции и рассеяния электронов, структуре простреливаемой пластинки и т. п. Ряд фотографий был получен также и при очень больших увеличениях; например, на рис. 19 представлено изображение

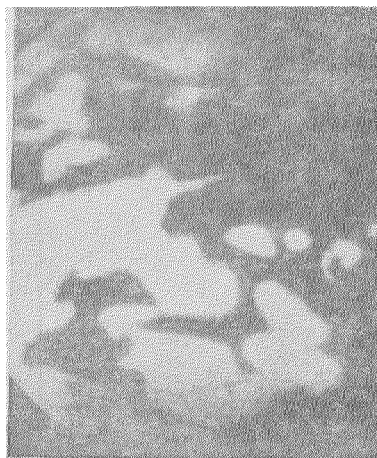


Рис. 19.

изображение алюминиевой фольги в 0,8 μ при увеличении $v=7800$, которая благодаря сильному нагреву бомбардирующими электронами была частично разрушена. В дальнейшем это направление работ было развито Бершем ⁷³, который проанализировал смысл получаемых в этом случае картин „структуры толщины“ исследуемого листочка и дал дальнейшее развитие этого метода исследования, получив при этом в частности ряд интересных снимков. Затем, им было предложено для исследования структуры отдельных маленьких кристалликов листочка сначала получать на первом экране увеличенное изображение всего образца ($v=10$), после чего, диафрагмируя нужное место, исследовать его методом дифракции на втором экране. Все это дало ему возможность произвести анализ формы, положе-

ния ориентировки и структуры отдельных маленьких кристалликов ($< 0,1 \text{ м.м.}$) исследуемого листочка. Наконец, укажем еще на работу Мартона ⁷⁴, который производил исследование органических веществ путем наблюдения электроннооптического изображения, получаемого при прохождении через них (после соответствующей обработки) быстрого пучка электронов.

К третьей группе относятся работы Зворыкина ⁷⁵ и Кноля ^{76, 77}. В работе Зворыкина поверхность карбонизированного никеля обстреливалась электронами со скоростью в 20 V и снималось изображение, даваемое, в этом случае по мнению Зворыкина, медленными вторичными электронами; очевидно, некоторую роль играли тут и отраженные электроны. На поверхности этого эмитера была выцарапана буква А, так, чтобы удалить верхний слой угла. Так как поверхность чистого никеля дает большую вторичную эмиссию, нежели поверхность угла, то эта буква на экране была видна довольно четко темной на более светлом фоне. Попытка же получить подобное изображение от сцарапанного тонкого слоя серебра на слюде не привела к удовлетворительным результатам, ввиду заряжения слюды на месте царапин*.

К четвертой группе работ относятся работы Кноля и Лубцинского ⁷⁸ и Бене ⁷⁹. В первой из них исследовалось изображение металлической сетки, даваемое ее вторичными электронами и видимое на экране светлым на общем темном фоне в отличие от темного изображения на светлом фоне, получаемого с первичными электронами. Авторы указывают на возможность исследования подобным путем вторичной эмиссии разных объектов и ее распределение по поверхности и ссылаются для примера на случай, когда сетка была наполовину покрыта цирконием, уменьшавшим здесь ее вторичную эмиссию; поэтому изображение этой сетки оказалось одновременно наполовину светлым и наполовину темным.

Перейдем к новой работе Бене ⁷⁹, на которой мы остановимся немного подробнее ввиду того, что она является, пожалуй, наиболее интересной из всего этого цикла работ. В этой работе алюминиевая фольга толщиной в $0,6 \text{ м.}$ простреливалась быстрыми электронами, получаемыми на ее обратной стороне. Методика автора позволяла при этом фокусировать только это изображение, отделяя его от изображения, даваемого первичными быстрыми электронами: На рис. 20 показаны изображения этой пластинки при трех разных скоростях обстреливающих электронов: 6, 7 и 9 kV при $v = 5,5$; мы видим, что наилучшее изображение структуры получается при 7 kV. Видимое на фотографиях белое пятно является следом первичных электронов, прошедших через отверстие в фольге, что было показано автором при действии на изображении внешнего магнитного поля.

Необходимость использования электронов определенной скорости для получения четкой картины структуры, как видно из рис. 20,

* В работе же Кноля ^{76, 77} при использовании своеобразной методики с синхронно-настроенной Брауновской трубкой, были получены некоторые данные со вторичной эмиссией металлов и изолятора (Al_2O_3).

может быть объяснена следующим образом. Для получения оптимальной картины необходимо так подобрать скорость обстреливающих электронов, чтобы толщина исследуемого образца соответствовала Ленардовской „граничной толщине“ δ^{70} . В самом деле, если она будет больше величины δ , то большинство падающих на поверхность быстрых электронов будет отражено обратно. В другом случае, если она будет меньше δ , то большинство первичных электронов без заметных потерь скоростей пройдет насквозь. Лишь в случае, когда она будет, примерно, соответствовать этой величине, в пограничном слое у задней поверхности возникнет большое количество медленных вторичных электронов, которые и дадут интересующую нас картину. Подтверждением этого объяснения является то, что непосредственные опыты по рассеянию и эмиссии в Al дали для $v_p = 6 \text{ kV}$ значение $\delta \cong 0,7 \text{ } \mu$. Для золотой фольги в $0,1 \text{ } \mu$ оптимальная по контрастности картина получается при $4,5 \text{ kV}$, в то время как по непосредственным опытам для этой скорости электронов должно быть $\delta \sim 0,08 \text{ } \mu$. Затем при использовании формул Геннеберга и Рекнагеля, Бене, в согласии с данными непосредственных исследований Беккера, получил, что начальная скорость его вторичных электронов имеет порядок 2 V .

Затем, производилось сравнение картины получаемых при подобном электронном, и обыкновенном оптическом, просвечивании золотого листочка толщиной $0,1 \text{ } \mu$, представленные на рис. 21 ($v = 65$). Мы видим, что оптическая картина (a) слегка подобна электронной (b и c) в отношении демонстрации структуры листочка, хотя и уступает последней по своей четкости. Наконец, Бене удалось наблюдать также и интересную электроннооптическую картину процесса постепенного проплавления листочка, благодаря большой энергии, развиваемой в нем при его бомбардировке первичными электронами. Эта картина представлена на рис. 22 ($v = 60$), и из нее видно, как вокруг проплавленного места металл листочка принимает новую структуру, по сравнению со структурой неповрежденной части, видимой вокруг. Таким образом эта работа Бене, несомненно, представляет собой значительный шаг вперед по сравнению со всеми предыдущими работами и обещает дать много интересного, в частности по исследованию структур Ленардовых окошек для разных катодных осциллографов, электронных пучков Кулиджа и т. п., непосредственно в разных режимах их работы.

§ VIII. Заключение

Из всего предыдущего мы видим, как много нового дал нам примерно за пять лет электроннооптический метод исследования процессов, происходящих при работе катодов разных типов, и в первую очередь термоэлектронных. За это время сильно улучшилась и сама методика электроннооптических исследований⁸⁰.

Нужно отметить, что в методике этих исследований намечается в настоящее время, повидимому, еще один значительный шаг вперед. Дело в том, что, как уже оказывалось выше, почти все

выполненные до настоящего времени исследования сводились фактически к наблюдению электроннооптического изображения катода на экране, и результаты этих наблюдений сопоставлялись с результатами прежних исследований этих катодов, производившихся по обычному методу анализа их интегральной электронной эмиссии. Однако в последнее время начинает выясняться, и это наиболее отчетливо видно на примере изложенной выше работы Гейнце и Вагенера, ³⁶ что подобного рода сопоставление не всегда во всяком случае является так непосредственно допустимым. Поэтому наиболее правильным и желательным следует, повидимому, признать синтез старого электронно-эмиссионного и нового электроннооптического метода исследования; в этом направлении можно, повидимому, ожидать появления в ближайшем будущем ряда интересных работ. В этом случае можно надеяться на получение целого ряда новых данных, связанных в первую очередь с процессами в сложных катодах, как например, выяснения степени покрытия соответствующей оптимальной электронной эмиссии, определение фактических эмиссионных констант и работ выхода с разных по своей структуре участков катода, эффекта Шоттки, автоэлектронной эмиссии, пространственных зарядов и т. д., т. е. в тех случаях, где полученный нами при помощи косвенного электронно-эмиссионного способа ряд очень ценных данных, вследствие значительной сложности поверхностных условий, имеет, к сожалению, все же довольно ограниченное значение.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Reimann, Thermionic emission, 1934.
2. J. de Boer, Electron emission and adsorption phenomena, 1935 (русск. перевод 1936 г.).
3. J. Becker, Thermionic emission and adsorption (I), Rev. Mod. Phys., 7, 95, 1935.
4. E. Brüche u. O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, 1934, S. 239—269.
5. E. Brüche u. W. Henneberg, Geometrische Elektronenoptik, Ergebnisse der exak. Naturwiss., 1936.
6. E. Brüche u. H. Johansson, Physik. Z., 33, 898, 1932.
7. H. Seeman, Z. Physik, 79, 742, 1932.
8. H. Mahl, Z. Physik, 98, 321, 1935.
9. A. Nitzsche, Ann. d. Phys., 14, 463, 1932; N. Underwood, Phys. Rev., 47, 502, 1935.
10. E. Brüche, Z. Physik, 98, 97, 1935; A. Recknagel, Z. Physik, 98, 355, 1935.
11. См. например, J. Becker, Rev. Mod. Phys., 7, 118, 1935; E. Brüche, Z. Physik, 98, 99, 1935; Z. techn. Phys., 17, 591, 1936.
12. E. Brüche u. H. Johansson, Z. techn. Phys., 14, 487, 1933; E. Brüche u. O. Scherzer, l. c. стр. 250.
13. W. Knecht, Ann. d. Phys., 20, 161, 1934; E. Brüche, Z. Physik, 98, 79, 1935.
14. E. Brüche u. H. Johansson, Z. Physik, 84, 56, 1933.
15. E. Brüche u. W. Knecht, Z. techn. Phys., 15, 461, 1934.
16. D. Schenk, Z. Physik, 98, 753, 1936.
17. D. Schenk, Z. Physik, 98, 753, 1936; R. Johnson a. W. Shockley, Phys. Rev., 49, 436, 1936.

18. E. Brüche u. H. Mahl, Z. techn. Phys., 17, 262, 1936.
19. См. E. Brüche u. O. Scherzer, 1. с. стр. 244.
20. См. например, A. Reimann, 1. с. стр. 135.
21. D. Schenk, Ann. d. Phys., 23, 240, 1935.
22. См. E. Brüche, Z. Physik, 98, 87, 1935.
23. I. Dosse u. M. Knoll, Arch. Elektrotechn., 29, 729, 1935.
24. H. Mahl u. D. Schenk, Z. Physik, 101, 117, 1936; E. Brüche u. W. Knecht, Z. Physik, 92, 452, 1934.
25. См. E. Brüche, Z. Physik, 98, 102, 1935.
26. E. Brüche u. W. Knecht, Z. techn. Phys., 15, 461, 1934; 16, 95, 1935.
27. W. Burgers a. J. Ploos van Amstel, Nature, 136, 721, 1935.
28. G. Tamman u. A. Löwis of Menar, Z. anorg. allg. Chem., 205, 145, 1932.
29. См. например, S. Dushman, Rev. Mod. Phys., 2, 471, 1930; A. Ahearn, Phys. Rev., 44, 277, 1933.
30. A. Wehnelt u. W. Schilling, Z. Physik, 98, 286, 1935; W. Schilling, Berl. Dissert., 1936.
31. I. Langmuir, Phys. Rev., 22, 357, 1923; S. Dushman, Rev. Mod. Phys., 2, 398, 1930.
32. См. например, A. Reimann, 1. с., стр. 104; J. de Boer, 1. с. 104; I. Langmuir, Journ. Frankl. Ins., 217, 543, 1934.
33. См. например, A. Reimann, 1. с. стр. 133.
34. См. например, H. Simon, Herstellung von Glühelktroden, Handb. Experimentalphysik, XIII/2, 1928, S. 301; L. Koller, The physics of electron tubes, 1934, p. 31.
35. E. Brüche u. H. Mahl, Z. techn. Phys., 16, 623, 1935; 17, 81, 262, 1936.
36. W. Heinze u. S. Wagener, Z. techn. Phys., 17, 645, 1936.
37. A. Ahearn a. J. Becker, Phys. Rev., 49, 879, 1936.
38. R. Johnson a. W. Shockley, Phys. Rev., 49, 436, 1936.
39. H. Mahl, Z. techn. Phys., 17, 653, 1936.
40. См. например, S. Dushman, Rev. Mod. Phys., 2, 447, 1930.
41. См. например, A. Reimann, 1. с., стр. 159.
42. См. например, W. Espe u. M. Knoll, Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, 1936, стр. 287.
43. M. Knoll, F. Houtermans u. W. Schulze, Z. Physik, 78, 340, 1932.
44. W. Knecht, см. E. Brüche, E. Physik, 98, 88, 1935.
45. G. Kemnitz, M. Knoll u. W. Walcher, Z. Physik, 96, 612, 1935.
46. См. например, Э. Ридль, Сборник Новые идеи в области катализа, 1932, стр. 61. Ю. Харитон и А. Шальников, Механизм конденсации и образования коллоидов, 1934, стр. 18.
47. См. например, A. Reimann, 1. с., стр. 188, W. Espe u. M. Knoll, 1. с. стр. 270.
48. E. Brüche, Naturwiss., 20, 49, 1932; E. Brüche u. H. Johansson, Naturwiss., 20, 357, 1932.
49. E. Brüche u. H. Johansson, Ann. d. Phys., 15, 145, 1932.
50. W. Knecht, Ann. d. Phys., 20, 177, 1934; E. Brüche, Z. Physik, 98, 80, 1935.
51. E. Richter, Z. Physik, 86, 697, 1933; 87, 686, 1934.
52. См. например, E. Brüche, Z. Physik, 98, 81, 1935.
53. W. Knecht, Ann. d. Phys., 20, 161, 1934.
54. Н. Моргулис и И. Нахутин, Журнал эксперим. теорет. физики, 6, 1108, 1936; Н. Моргулис и А. Нагорский, Журнал экспериментальной теорет. физики.
55. См. например, Н. Моргулис и А. Патиоха, Журнал технич. физики, 7, 483, 1937.
56. W. Schottky, Naturwiss., 23, 116, 1935.
57. W. Schottky, Z. techn., Phys., 17, 653, 1936; Н. Моргулис и И. Нахутин, Журнал эксперимент. теорет. физики, 6, 1107, 1112, 1936.
58. J. de Boer, 1. с., стр. 339.
59. E. Brüche, Z. Physik, 86, 448, 1933,

60. J. Pohl, см. E. Brüche u. O. Scherzer, 1. с., стр. 263.
 61. J. Pohl, Z. techn. Phys., **15**, 579, 1934.
 62. G. Seitz, см. E. Brüche, Z. Physik, **98**, 93, 1935.
 63. H. Mahl u. J. Pohl, Z. techn. Phys., **16**, 219, 1935.
 64. H. Mahl, Mineral. u. Petrogr. Mitteilungen, **46**, 289, 1935.
 65. См. например обзоры: V. Zworykin a. G. Morton, Journ. Opt. Soc. Am. **26**, 181, 1936; W. Schaffernicht, Z. techn. Phys., **17**, 596, 1936.
 66. W. Schaffernicht, Z. Physik, **93**, 702, 1935.
 67. W. Schaffernicht, Z. techn. Phys., **17**, 596, 1936.
 68. См. например, Н. Моргулис, Успехи физич. наук, **16**, 730, 1936.
 69. E. Ruska, Z. Physik, **83**, 492, 1933.
 70. См. например, W. Bothe, Durchgang von Elektronen durch Materie, Handb. d. Physik, XXII 2, 1933, с. 25.
 71. B. Borries u. E. Ruska, Z. Physik, **83**, 187, 1933.
 72. E. Ruska, Z. Physik, **87**, 580, 1934.
 73. H. Boersch, Ann. d. Phys., **26**, 631, 1936; **27**, 75, 1936.
 74. L. Marton, Nature, **133**, 911, 1934; Phys. Rev., **46**, 527, 1934; см. также F. Krause, Z. Physik, **102**, 417, 1936.
 75. V. Zworykin, Journ. Frankl. Inst., **215**, 535, 1933.
 76. M. Knoll, Z. techn. Phys., **16**, 467, 1935; см. также Успехи физич. наук, **16**, 277, 1936.
 77. M. Knoll, Naturwiss., **24**, 345, 1936.
 78. M. Knoll u. C. Lubszynski, Physik. Z., **34**, 671, 1933.
 79. R. Behne, Ann. d. Phys. **26**, 372, 385, 1936.
 80. E. Brüche, Z. techn. Phys., **17**, 622, 1936.
-