

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

Н. С. Хлебников, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ

1. Повышенный интерес к вторичной эмиссии был возбужден работами Л. А. Кубецкого¹ в СССР и позднее П. Т. Фарнсворта² в США. Этими авторами были созданы электронные приборы, широко известные теперь под названием электронных умножителей, или мультипликаторов, при помощи которых оказалось возможным усиливать (слабые) электронные потоки. Тем самым был открыт новый метод усиления слабых сигналов. Наиболее широкое распространение умножители получили для усиления фототоков, и лишь в последнее время в литературе появились достоверные указания на то, что этот метод может быть с успехом использован и в усилительных лампах³.

2. Наиболее привлекательной чертой электронных умножителей является возможность получать в одном вакуумном приборе, сравнительно небольших размеров, огромные усиления — в миллионы и миллиарды раз. Казалось бы, что замена большого и громоздкого многокаскадного лампового усилителя одной вторично-электронной трубкой всегда является желательной. В действительности это оказалось не так по нескольким причинам.

Главной из этих причин являлось отсутствие материалов для эмиттеров вторичных электронов. Вплоть до самого последнего времени все применявшиеся материалы были настолько неустойчивы в отношении температуры, что не допускали повышения температуры эмиттера (возникающего в результате электронной бомбардировки из-за того, что энергетический к. п. д. эмиттера весьма низок) более чем до 50—100° С. Превышение этой температуры вело к катастрофическому снижению срока службы умножителя. Таким образом недостаточная температуростойчивость лимитировала выходную мощность прибора, которая могла достигать не более чем 1 W и, как правило, была значительно ниже. Малая допустимая выходная мощность определяет, очевидным образом, предел усиления заданного первичного тока и тем самым ограничивает возможности использования этого нового метода усиления. С дру-

гой стороны, мощность менее 1 W недостаточна для приведения в действие большинства приборов, которыми нагружается выход усилителя, в результате чего возникает необходимость в дополнительном усилении при помощи обычных ламповых усилителей. Таким образом отсутствие подходящих эмитирующих материалов заставляет вместо упрощенной схемы усилителя обратиться к схеме усложненной. Целесообразность применения комбинации высокочувствительного электронного умножителя с электронными лампами ограничивается весьма немногими случаями, и потому в настоящее время область, завоеванная электронным умножителем, ограничивается звуковым кино.

На первый взгляд кажется, что для высокочувствительных электронных умножителей имеется другая обширная область — область усиления весьма слабых первичных электронных потоков, что представляется весьма ценным прежде всего для регистрации слабых световых потоков. Как оказывается, однако, и здесь имеются в высшей степени неприятные ограничения. Первое из них накладывается существованием так называемых «темновых тонов», обусловленных термоэлектронной эмиссией фотокатода и первых эмиттеров и усиливаемых наравне с полезным сигналом. Эти темновые токи в случае фотокатодов с медной работой выхода (например, обычный кислородно-серебряно-цезиевый фотокатод и такой же эмиттер) достигают значительной величины уже при комнатной температуре (для Cs—O—Ag порядка 10^{-11} — 10^{-12} A/cm²) и соответственно много больше при более высоких температурах. Принимая за нижний предел различного полезного сигнала его величину, равную величине помехи, чувствительность фотокатода равной 10 μA/Lm и площадь катода равной 1 см² (средние цифры для чувствительности и величины поверхности катода в существующих умножителях), легко видеть, что нижним пределом регистрируемого светового потока при комнатной температуре будет 10^{-7} Lm. Этот предел линейно растет с ростом площади катода и экспоненциально — с температурой. Наличие темнового тока является принципиально неустранимым дефектом усиления посредством вторичной эмиссии, и в этом отношении данный метод уступает методу лампового усиления, где всегда существует возможность (во всяком случае принципиальная) исключить темновой ток как постоянную (или сравнительно медленно меняющуюся) слагающую, работая с модулированным первичным пучком. Для снижения темновых токов можно, вообще говоря, воспользоваться заменой фотокатодов с низкой работой выхода катодами с большими значениями ее. Однако этот путь не всегда возможен как по технологическим, так и по принципиальным причинам.

Трудности, возникающие для метода вторично-электронного усиления в области слабых первичных токов, не исчерпываются наличием темновых токов. Дело в том, что нижний предел полезного сигнала определяется наряду с ними еще и уровнем шумов. Природа шумов в электронных умножителях еще недостаточно выяснена. Имеющиеся данные заставляют думать, что причиной, их

вызывающей, являются флуктуации в фототоке (и в термоэлектронном токе фотокатола) и во вторичных токах первых каскадов. Условия работы электронных умножителей (отсутствие пространственных зарядов на первых каскадах) благоприятны для полного развития этого эффекта. Кроме того, шумы, повидимому, возрастают с увеличением усиления быстрее, чем полезный сигнал.

Оба указанные обстоятельства заставляют нас считать, что основной областью практических применений электронных умножителей является область средних первичных электронных потоков, в которой, как мы видели выше, эти приборы не могут быть успешно использованы без создания более стойких эмиттеров. Поэтому мы считаем центральной проблемой вторичной эмиссии проблему эмиттеров, которая, помимо того, представляет значительный интерес и с принципиальной стороны. Задачей настоящей статьи является рассмотрение этой проблемы в свете новых данных, значительная часть которых была получена в нашем Союзе.

Для полноты обрисовки существующего положения в области использования электронных умножителей необходимо кратко остановиться еще на вопросе о питании электронных умножителей. Вследствие того, что для всех эмиттеров значения коэффициента вторичной эмиссии σ имеют величину, существенно превышающую единицу (2,5—3 и выше) при значениях энергии первичных электронов V_p , лежащих в пределах 50—200 V, общее напряжение питания высокочувствительного электронного умножителя составляет 1 000—2 000 V и оказывается тем выше, чем большее усиление желают получить. Столь высокие напряжения питания являются, несомненно, аргументом не в пользу электронных умножителей, и здесь этот новый прибор в настоящее время явно уступает электронной лампе в смысле безопасности, надежности и удобства в обращении.

Наибольшим распространением в качестве источников питания пользуются выпрямители, напряжение которых подается на каскады умножителя через делители напряжения. Вполне очевидно, что это наиболее компактное, простое и надежное устройство из всех существующих в настоящее время (гальванические и аккумуляторные батареи, высоковольтные машины постоянного тока), но оно требует наличия сети переменного тока и потому в свою очередь сильно ограничивает круг применений умножителей.

Имея в виду то, что было сказано выше о шумах и выходных мощностях, а также трудности, возникающие с питанием высокочувствительных умножителей, мы полагаем, что наибольший практический эффект от использования вторично-электронного метода усиления может быть получен, если не стремиться к полному устранению электронных ламп, но применять умножители с небольшим числом электродов лишь в качестве первых каскадов усилителя, используя дальше электронные лампы. Этим путем представляется возможным, в частности, лишить остроты вопрос об источниках питания для электронных умножителей, и, вероятно, охватить и область весьма слабых первых потоков.

II. РАЗВИТИЕ РАБОТ ПО ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

1. Как подробно указывалось в старом нашем обзоре⁴, до опубликования результатов, полученных Кубецким и Фарнсвортом, исследование вторичной эмиссии велось почти исключительно на чистых (как действительно чистых, так и недостаточно чистых) металлах. Основной целью этих работ являлось выяснение микро-механизма вторичной эмиссии путем установления связи между характеристиками вторичной эмиссии (зависимость выхода вторичных электронов от энергии электронов первичного пучка, распределение электронов по скоростям и распределение по углам), с одной стороны, и постоянными, характеризующими металл (рентгеновские уровни, работа выхода, атомный номер), с другой. Несмотря на то, что такое соответствие удалось установить лишь в ограниченном объеме, эти работы сохранили свое значение в этой части и до сих пор, так как выяснение деталей процесса и сейчас еще является делом большой работы, которая только лишь начата.

2. Упомянутые исследования, однако, имели еще и другое не непосредственно физическое значение. Дело в том, что целый ряд работ одного направления оказал определенное влияние на трактовку и методологию дальнейших исследований по вторичной эмиссии, неблагоприятно сказавшихся на более поздних работах, в которых подвергались исследованию эффективные эмиттеры, т. е. те эмиттеры, для которых коэффициент вторичной эмиссии σ существенно превышает единицу при значениях энергии первичных электронов в 100—200 V. Сущность сложившейся точки зрения, хотя она нигде прямо и не высказывалась, так как принималась как нечто само собой разумеющееся, сводилась к тому, что вторичная эмиссия всякого материала полностью определяется так называемым процессом «возникновения» вторичных электронов, т. е. теми процессами, которые приводят к появлению в эмитирующем слое электронов с избытком энергии, за счет которого они могут покидать пределы эмиттера — иначе говоря, процессами передачи энергии первичного электрона электронам эмиттера. Этот процесс, однако, не исчерпывает всего явления и в случае металлов; он еще менее достаточен, как будет видно далее, для исчерпывающего описания явления в случае сложных поверхностей, которыми являются материалы с большими значениями σ . В этом обстоятельстве сказались также и обыкновенные рассматривать явления электронной эмиссии как явления, связанные исключительно с поверхностью, что неверно уже в отношении фотоэффекта сложных поверхностей⁵, как это с особенной ясностью проявилось в случае новых полупроводниковых (сурьмяно-цезиевых) фотокатодов^{6,7}, и, собственно, неверно даже в случае фотоэффекта чистых металлов, как показал Тамм⁸.

Особенно последовательно проведена эта точка зрения в работе Кварцхавы⁹, где автор приписывает вторичную эмиссию сложной поверхности (кислородно-серебряно-цезиевой) исключительно поверхностному слою.

3. Между тем, уже довольно старые работы^{10, 11}, равно как и две из самых первых работ по сложным поверхностям^{12, 13}, показали, что роль поверхности во вторичной эмиссии во всяком случае является не определяющей. Сикстус¹⁰ и Трилор¹¹ установили, что значительное понижение работы выхода металлической поверхности за счет адсорбции металлов с малой работой выхода (Th на W и Ba на Mo), во много раз повышающее термionicную эмиссию, почти не влияет на испускание вторичных электронов (в опытах Сикстуса, например, наблюдалось увеличение термionicной эмиссии в 10^5 раз и — для тех же поверхностей — увеличение $\sigma_{\max}$ на 15—20%).

Грошев¹² нашел, что обработка калиевой поверхности разрядом в водороде, ведущая к 20—30-кратному увеличению фотоэмиссии, не увеличивает вторичную эмиссию больше чем на 15—20%. Точно так же Пеннинг и Круитгоф¹³ обнаружили, что уменьшение фотоэмиссии кислородно-серебряно-цезиевого катода в 30 раз не связано с заметными изменениями в величине σ .

В связи с этим Лукьяновым¹⁴ было высказано (в применении к сложным кислородно-серебряно-цезиевым поверхностям) предположение, что вторичные электроны возникают в толще промежуточного слоя, откуда они «диффундируют» к поверхности. Несколько позже аналогичный взгляд был высказан (на этот раз в применении к металлам) Бруинингом¹⁵. Эта правильная точка зрения в дальнейшем разделялась подавляющим большинством авторов, однако на протяжении почти двух лет не было сделано дальнейших шагов вперед в отношении уяснения основных черт явления. Здесь как раз и сказалась та односторонность рассмотрения явления, о которой говорилось выше. В частности, переоценка роли процессов возникновения имеется в новой работе Бруининга и де-Бура¹⁹.

4. Немалую роль в отсутствии дальнейшего прогресса сыграли еще два обстоятельства. Первое из них заключалось в том, что почти все работы по исследованию сложных поверхностей велись с примитивными экспериментальными приборами типа трехэлектродных фотоэлементов^{17, 18, 20}. Как мы уже отмечали в другом месте¹⁶, это чрезвычайно ограничивало возможности экспериментирования и снижало достоверность получаемых результатов.

Последнее обстоятельство, препятствовавшее возможности обобщения данных по вторичной эмиссии, заключалось в существовании ряда неверных экспериментальных данных, повторенных несколько раз и потому приобретших видимость достоверности. Сюда относятся как старые, так и более новые результаты, полученные Коплэндом^{21, 22}, а также Варнеке²³. Согласно этим авторам некоторые «чистые» металлы (Be, Ca, Ba, Al) обладают, в отличие от подавляющего большинства металлов, значениями $\sigma_{\max}$ того же порядка, что и сложные поверхности (например, для чистого Be Коплэнд указывает значение $\sigma_{\max}$ около 5,5).

Таким образом казалось, что существуют два, ничего общего между собой не имеющих класса эффективных эмиттеров: сложные поверхности и некоторые металлы, т. е. две группы веществ, обла-

дающих идентичными свойствами в отношении вторичной эмиссии и совершенно различных по всем прочим физическим свойствам. Это было в достаточной мере удивительно. Дело здесь заключалось в том, что упомянутые авторы считали чистыми те металлические поверхности, которые ими отнюдь не были. Это недоразумение было выяснено Брунингом и де-Буром¹⁹ и — независимо — нами²⁴. Интересно отметить, что и в этом случае заблуждение являлось следствием недостатков экспериментальной техники (чистыми поверхностями упомянутые авторы считали получаемые в результате каления в вакууме; однако в случае перечисленных металлов такое каление, а оно было достаточно слабым, не дает обычных результатов).

Все перечисленные обстоятельства привели к тому, что, несмотря на большое количество экспериментальных работ, отсутствовали обобщающие точки зрения (это нашло себе весьма яркое выражение в характере и даже в самом построении двух новейших обзоров по вторичной эмиссии — Коллата²⁵ и Лукьянова²⁶). Отсутствие общей точки зрения представлялось крайне неудовлетворительным не только в принципиальном отношении. Оно наносило существенный ущерб практической работе в этой области, так как не давало возможности вести планомерную работу в направлении разработки эмиттеров с нужными качествами и часто заставляло работать наощупь.

III. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Ввиду того что во многих из новейших работ возможности экспериментирования и, тем самым, значение полученных данных были сильно ограничены чрезмерной примитивностью применявшихся приборов, нам кажется желательным уделить некоторое внимание требованиям, которые должны быть предъявлены к экспериментальным приборам, для устранения этого недостатка, а также простейшим практическим способам их осуществления.

Неприменимость трехэлектродных фотоэлементов в качестве экспериментальных приборов для исследования вторичной эмиссии вытекает прежде всего из того обстоятельства, что в таких приборах при изменении энергии первичных электронов одновременно изменяется и ряд других условий — распределение первичного потока по поверхности эмиттера, плотность потока, потенциал стенок баллона (за счет появления зарядов того или иного знака вследствие электронной бомбардировки²⁷). Кроме того, наблюдаемое значение вторичного тока в высшей степени сильно зависит от потенциала коллектора вторичных электронов. Эти обстоятельства заставляют, например, Коллата²⁵ считать — и вполне правильно — недостоверными многие результаты, полученные с приборами такого типа. Этими соображениями задается геометрия рационально построенного экспериментального прибора и указывается необходимость работать с узкими первичными пучками.

Вторым крупнейшим дефектом трехэлектродных фотоэлементов

является то, что источником первичных электронов там является фотокатод. Так как обычные приборы этого рода изготавливаются из стекла, источником первичных электронов могут служить только фотокатоды, чувствительные к видимому свету. Тем самым исключается из круга экспериментов ряд веществ и, в частности, чистые металлы. Однако одинаковость первичного и вторичного катода является препятствием для достаточно глубокого изучения даже и в случае фотокатодов, так как ограничивает такие возможности воздействия на эмиттер, которые ведут к уничтожению фоточувствительности (например окисление). Еще менее, конечно, пригодны для получения серьезных результатов экспериментальные приборы, осуществленные в виде многокаскадных умножителей.

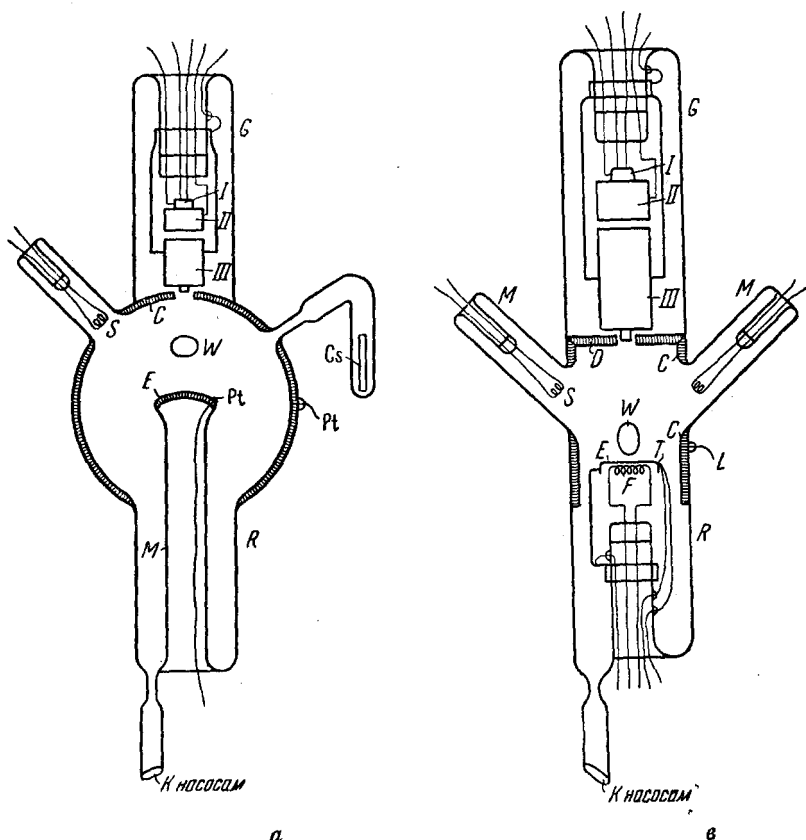


Рис. 1. Конструкции экспериментальных приборов

2. Применявшиеся нами конструкции приборов, за исключением некоторых технических усовершенствований, не являются оригинальными, так как многократно использовались ранее. На рис. 1 показаны две типичных конструкции, различающиеся устройством электрода E , на который наносится изучаемый материал. В конструкции a устройство этого электрода (представляющего собой

стеклянную трубку с приблизительно плоской торцевой поверхностью) предусматривает возможность изменения температуры эмитирующей поверхности в пределах примерно от -190 (жидкий воздух) до $+300^{\circ}\text{C}$. Охлаждение слоя осуществляется или продуванием воздуха, охлажденного пропусканием через спиральную стеклянную трубку, погруженную в жидкий воздух, или же введением внутрь трубки M жидкого воздуха, углекислоты с эфиром и иных охлаждающих смесей. Для нагревания применяется продувание горячего воздуха. В конструкции b интервал температур эмитирующей поверхности простирается от комнатной до $\sim 1000^{\circ}$. Нагревание до $300-400^{\circ}$ легко осуществляется простым калением нити F ; более высокие температуры достигаются электронной бомбардировкой E электронами с той же нити F . Контроль температуры поверхности осуществляется в конструкции b при помощи термопары T , в конструкции a — посредством вводимой внутрь M термопары, спай которой располагается непосредственно у внутренней поверхности E .

На обоих чертежах буквой C обозначен коллектор вторичных электронов, представляющий собой обычно слой химически нанесенного серебра, покрывающего всю внутреннюю поверхность той части баллона, где расположен эмитирующий слой, за исключением окна W , служащего для наблюдения за поверхностью E . Коллектор выводится наружу при помощи платиновой проволоки, впаянной в стенку баллона. Спирали S , впаянные на ножках в боковые трубки, служат для нанесения на E металлов путем испарения. Щелочные металлы добываются также в боковых трубках и могут быть введены внутрь баллона путем нагревания всего прибора или же одной только соответствующей боковой трубки.

Как легко видеть, приборы такого устройства при всей своей простоте дают широкие возможности экспериментирования. С их помощью возможно: а) получение на электроде слоев из любых материалов, допускающих испарение в вакууме, б) исследование температурных характеристик этих материалов в широком интервале температур, в) исследование влияния химических воздействий на материал эмиттера. Последняя возможность обеспечивается тем, что источником первичных электронов является термionicный катод электронной пушки, располагаемой в горле G прибора. Такой катод может состоять как из чистого и торированного вольфрама, так и принадлежать к типу оксидных катодов. Мы пользовались преимущественно катодами последнего типа.

Далее, приборы со сферическими колбами легко могут быть использованы для исследования распределения электронов по скоростям. Для этого надлежит подобрать отношение размеров электрода E и диаметра баллона так, чтобы обеспечить желаемую точность, и, кроме того, иметь коллектор C не из серебра, но из слоя с возможно более низким значением σ . К таким относятся многие металлические окислы, аквадаг и др.

Некрупным, но существенным нововведением в устройстве наших приборов является то, что вся поверхность баллона, служа-

щая коллектором, представляет собой однородный слой, нанесенный на стекло. Это особенно важно при изучении распределения электронов по скоростям, так как обеспечивает одинаковость контактной разности потенциалов между эмиттером и всеми точками коллектора¹⁾. Другим усовершенствованием является введение в электронную пушку (конструкция которой в основном была нами заимствована у Фарнswortha²⁸) третьей вырезающей диафрагмы. Это позволило получать более узкие пучки, почти совершенно однородные по скорости (доля медленных электронов не более 0,1%). На рис. 2 приведен чертеж такой усовершенствованной пушки (размеры даны в миллиметрах).

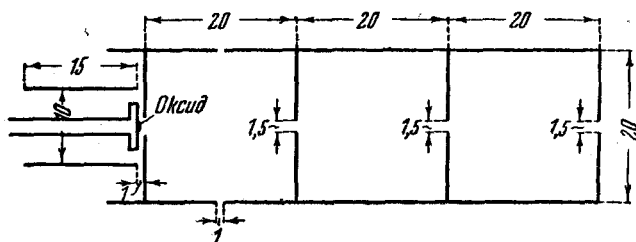


Рис. 2. Устройство электронной пушки

Наконец, в этих конструкциях устраняется сильная зависимость величины вторичного тока от потенциала коллектора, так как полное насыщение вторичного тока наступает обычно уже при низких напряжениях (не выше 5—10 В).

Интересно отметить, что конструкции этих приборов в идейном отношении полностью совпадают с двумя конструкциями, описанными в последней работе Брунинга и де-Бура¹⁹. Приборы этих авторов являются более совершенными технически, за исключением электронных пушек. Кроме того, преимущество наших методов мы считаем то, что всегда работали с приборами, находящимися под откачкой, а не с отпаянными, как упомянутые авторы. Это обеспечивает гораздо большую быстроту и гибкость в проведении опытов.

3. Применявшиеся нами измерительные схемы совпадают с таковой, описанной в свое время Петри²⁹. На рис. 3 показана такая схема. Здесь римскими цифрами I, II, и III обозначены электроды электронной пушки. Скорость первичного пучка при такой схеме включения определяется потенциалом цилиндра III; цилиндр II играет вспомогательную роль, высасывая электроны из пространства вблизи катода. Венельтов цилиндр I обычно присоединяется к отрицательному концу термийного катода. Как и на рис. 1, буквы C и E обозначают коллектор и эмиттер соответственно. Через r_{II} и r_{III} обозначены выпрямители.

¹⁾ Обычно часть поверхности коллектора, прикрывающая горло G, представляет собой металлическую диафрагму. Цельностеклянная конструкция была предложена А. С. Коршуновой.

Достоинством этой схемы является то, что в ней непосредственно измеряются первичный и вторичный токи (гальванометры G_1 и G_2 соответственно). Это, в частности, упрощает вычисление σ , так как для определения этой величины здесь достаточно взять

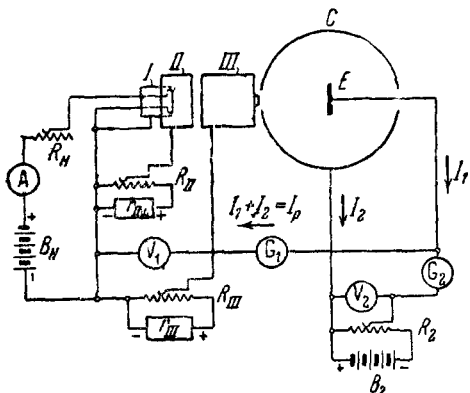


Рис. 3. Измерительная схема

отношение показаний гальванометра G_2 к показаниям G_1 и умножить это отношение на постоянный для данной пары гальванометров коэффициент, равный отношению цены деления G_2 к цене деления G_1 . Это значительно проще, чем производить вычисления по формуле для приборов в виде трехэлектродных фотоэлементов¹³.

Эта же схема может быть использована и при исследовании распределе-

ния вторичных электронов по скоростям, для чего в цепь коллектор—эмиттер должен быть введен коммутатор, позволяющий переключать поле между E и C .

IV. УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ВЫСОКОЙ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

1. Не подлежит сомнению, что зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии первичных электронов V_p , выражаемая кривыми $\sigma = f(V_p)$, представляет собой важнейшую характеристику эмиттера как с практической, так и с теоретической точек зрения.

Практическое значение этих характеристик ясно без особых рассуждений. В самом деле, для использования в электронных умножителях пригоден лишь тот материал, для которого σ имеет значение в несколько единиц при не слишком высоких значениях V_p (50—200 В). Лишь в том случае, если это условие выполнено, представляет интерес установление других свойств эмиттера—зависимости σ от температуры, значений допустимых нагрузок и т. п.

Теоретическое значение этих характеристик по нашему мнению недооценивалось. Во всяком случае они не были использованы в той мере, в какой могли быть. Встречались даже утверждения²⁰, что эти характеристики не имеют теоретического значения. Однако утверждения этого рода, как оказалось при внимательном рассмотрении их оснований, базировались на своего рода индетерминистическом представлении о кривых $\sigma = f(V_p)$. Так например, указывалось²⁰, что для одной и той же поверхности положение

максимума кривой $\sigma = f(V_p)$ может варьировать в довольно широких пределах. При этом упускалось из вида, что идентичность поверхностей являлась чисто номинальной, поскольку процесс их изготовления содержит большое количество лишь весьма грубо контролируемых факторов. Этот индетерминизм, как указывалось в другом месте¹⁶, является в конечном счете следствием дефектов экспериментальной техники, а именно того, что она не допускает исчерпывающей постановки опыта.

Зависимость σ от V_p не может не иметь теоретического значения по той простой причине, что она является одним из немногих экспериментальных результатов, касающихся вторичной эмиссии данного материала как таковой, и, тем более, потому, что, будучи интегральной кривой по отношению к кривым распределения вторичных электронов по скоростям (энергиям) и углам, она наиболее полно выражает вторично-эмиссионные свойства материала. Недостатком этой характеристики является трудность ее интерпретации, обусловленная тем, что кривая $\sigma = f(V_p)$ определяется совместным действием всех факторов, обуславливающих вторичную эмиссию. Поэтому было бы совершенно безнадежно пытаться ее интерпретировать, считая, например, что вторичная эмиссия определяется только процессами возникновения вторичных электронов. Именно факт разброса характеристик $\sigma = f(V_p)$ для (номинально) одинаковых поверхностей вместе с твердым убеждением в том, что нет следствий без причин, заставил нас не рассматривать эти характеристики как нечто заданное, но стремиться установить связь между ними и структурой эмитирующего слоя. Это определило весь ход работы, включая и экспериментальную технику.

2. Прежде всего представляло, конечно, большой интерес установить факторы, обуславливающие высокие значения σ для кислородно-серебряно-цезиевого эмиттера, так как несмотря на то, что большинство исследований по сложным поверхностям относилось к этому эмиттеру, ясность в вопросе совершенно отсутствовала, и разными авторами высказывались противоположные мнения^{9,17}. Причиной этого была отмечавшаяся выше невозможность ставить при помощи примитивных экспериментальных приборов решающие опыты.

Наши приборы дали возможность поставить ряд серий опытов^{16,21}, результаты которых не оставили сомнений в том, что основным фактором, обуславливающим высокие σ для эмиттеров этого типа, является щелочной металл, содержащийся в промежуточном слое. Это было показано прежде всего тем, что достаточно сильное окисление кислородно-цезиевых и кислородно-серебряно-цезиевых эмиттеров неизменным образом ведет к тому, что σ принимает низкие значения (~ 1) во всем интервале первичных скоростей (50—1200 V). На рис. 4 приведена группа кривых $\sigma = f(V_p)$, показывающая типичные изменения при достаточно сильном окислении. Порядок нумерации кривых соответствует возрастанию количества кислорода в слое. С другой стороны, введение нового щелочного металла в слой (путем прогревания эмиттера в парях

щелочного металла) вновь приводит к большим значениям σ . На рис. 5 приведены типичные результаты опытов этого рода. Кривая 1 относится к слою, полученному весьма сильным окислением, кривая 2 — к тому же слою после прогревания его в парах цезия. Опыты с окислением показали также, что для получения

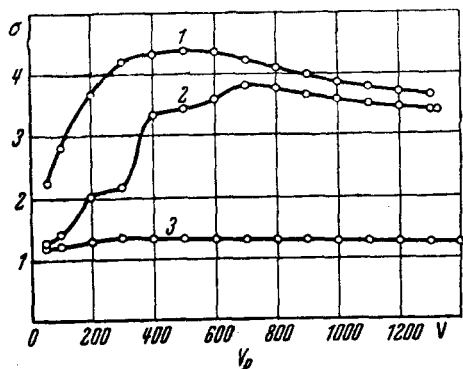


Рис. 4. Изменения зависимости σ от V_p для кислородно-цезиевого слоя при большом содержании кислорода

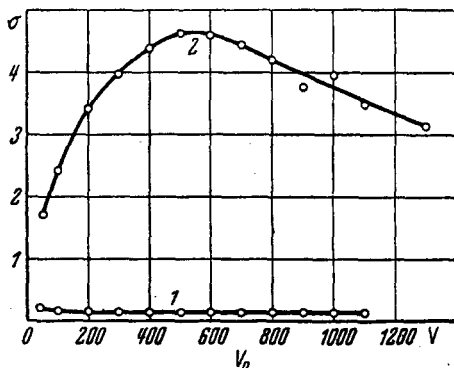


Рис. 5. Восстановление высоких значений σ в результате введения цезия в слой окиси цезия

высоких σ необходимо, чтобы цезий был распределен в диэлектрической среде (окись цезия). Это следует из того, что при слабом окислении металлического цезия σ_{max} остается весьма малым (рис. 6, где, как и раньше, нумерация кривых идет в порядке возрастания содержания кислорода, причем кривая 1 относится к слою металлического цезия, окислению не подвергавшемуся).

Все описанные опыты были проведены со слоями, содержащими только окись цезия и цезий и не содержащими серебра. Это имело целью установление роли тех и других металлических вкраплений. Общим для всех кривых, наблюдавшихся в этих опытах, являлось то, что они имели более крутые и расположенные при меньших значениях V_p максимумы в отличие от кривых для обычных слоев, содержащих, помимо цезия и кислорода, еще и серебро. Введение серебра в такие кислородно-цезиевые слои путем нанесения его на готовый слой испарением с последующим прогревом или без него неизменно приводило к перемещению максимума в сторону больших V_p — туда, где лежит максимум для обычного кислородно-серебряно-цезиевого эмиттера. Характер таких изменений ясен из рис. 7, где кривая 1 относится к слою без серебра, кривая 2 — к тому же слою после введения Ag. Мы не можем останавливаться на других данных этой работы¹⁶, но должны отметить еще один весьма важный факт, заключающийся в том, что для приведения кривой $\sigma = f(V_p)$ к виду, подобному кривой 3

рис. 4, в случае слоя, не содержавшего серебра, требовались значительно большие давления кислорода и длительности экспозиции, чем в том случае, когда слой представлял собой обычным образом изготовленный кислородно-серебряно-цезиевый эмиттер. Произведение из времени экспозиции на давление в первом случае было больше в 20—30 раз.

3. Наряду с исследованием сложных эмиттеров нами велась работа²⁴ и с теми металлами, которые согласно Коплэнду^{21,22} и Варнеке²³ в чистом виде имеют $\sigma_{\max}$ в несколько единиц. Первым из этих металлов был исследован бериллий. При этом первые же опыты разрушили миф о высокой вторичной эмиссии чистых металлов. Оказалось, что если металл получен действительно в чистом виде [нанесение слоя испарением металла из спирали S (рис. 1) в вакууме], то $\sigma_{\max}$ становится меньше единицы. Но если на этот слой подействовать газом, например кислородом (простое пребывание металла в атмосфере газа), то $\sigma_{\max}$ возрастает в несколько раз. На рис. 8 (стр. 314) кривая 1 относится к слою чистого бериллия, кривая 2 — к тому же слою, подвергнутому действию кислорода, и кривая 3 — к этому же слою, подвергнутому непродолжительному слабому прокаливанию. Таким образом последняя кривая показывает, что резкое увеличение вторичной эмиссии не является следствием образования соединений (так как возможные по условиям этих опытов соединения бериллия чрезвычайно устойчивы в отношении температуры). Таким образом в этом случае мы имеем дело с влиянием присутствия газа как такового (в адсорбированном и растворенном состоянии).

Совершенно другого вида получаются кривые в том случае, если газ находится в соприкосновении с накалившимся металлом. На рис. 9 (стр. 314) кривая 1 показывает зависимость σ от V_p для берил-

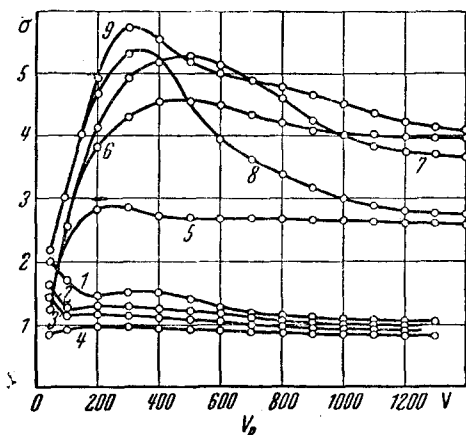


Рис. 6. Вторичная эмиссия чистого и окисленного цезия

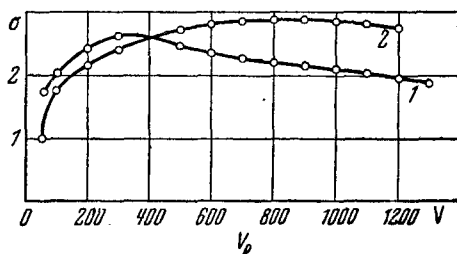


Рис. 7. Изменение формы кривой $\sigma = f(V_p)$ в результате введения в кислородно-цезиевый эмиттер серебра

лия, прокаленного в присутствии водорода. Чрезвычайно замечательно, что в этом случае удалить газ из слоя практически невозможно. Кривые 2 и 3 того же рисунка показывают незначительность изменений, происходящих в

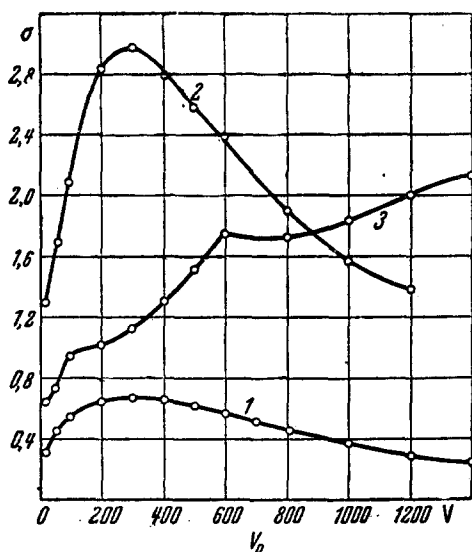


Рис. 8. Изменения формы кривой $\sigma = f(V_p)$ для бериллия под влиянием кислорода и частичного обезгаживания

жала лишь констатацию того факта, что действие газовой атмосферы на электроположительные металлы является причиной высоких значений σ , тогда как сами эти металлы в чистом виде характеризуются низкой вторичной эмиссией.

4. Причиной, вызывающей перемещение максимума кривой $\sigma = f(V_p)$ в сторону больших V_p , является проникновение газа при высокой температуре в толщу эмиттера на большую глубину, чем в том случае, когда газ просто соприкасается с поверхностью. В этом можно убедиться, получая толстый слой металла, так сказать, «пропитанного газом при низкой температуре». Если на слой чистого бериллия (низкое $\sigma_{\max}$) по-

результате длительного каления. Эти результаты проливают свет на причины получения Варнеке²³ и Коплэндом^{21,22} их ошибочных данных.

Как видно из кривой 3 рис. 8, такие же изменения происходят и в случае действия кислорода при высокой температуре слоя.

Существенно отметить, что все эти основные данные были получены нами еще в начале 1937 г. — ранее появления предварительного сообщения Бруининга и де-Бура³⁰, которое, как и последняя статья этих авторов¹⁹, в экспериментальном отношении содер-

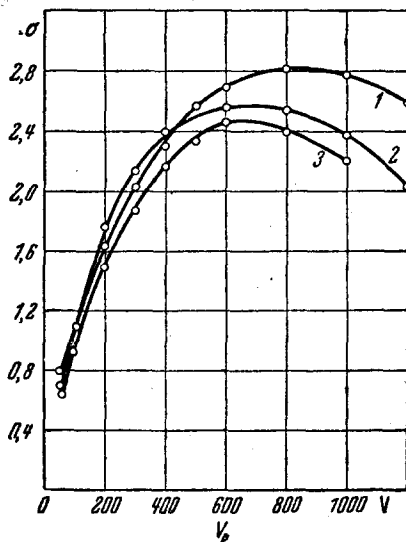


Рис. 9. Вторичная эмиссия бериллия, прокаленного в водороде

действовать кислородом (большое σ_{max}) и вновь испарить бериллий* то кривая принимает вид, характерный для чистого металла. Если эту новую поверхность вновь подвергнуть действию кислорода, то опять получается большое σ_{max} , но максимум лежит уже при больших V_p . Серия таких кривых приведена на рис. 10. Последовательность нумерации ясна из предыдущего. Продолжение такого чередования операций имеет следствием перемещение максимума все дальше в сторону больших V_p .

Как оказывается, это перемещение максимума обусловлено тем, что содержащие газ металлеские слои обладают большей «прозрачностью» для возникающих в глубине вторичных электронов, чем слои чистого металла. Это легко видеть из серии кривых рис. 11. Здесь кривая 2 относится к слою Ве с растворенным в нем водородом (кривая 1 — кривая для чистого Ве), кривая 3 была получена для слоя, отличавшегося от предыдущего тем, что на

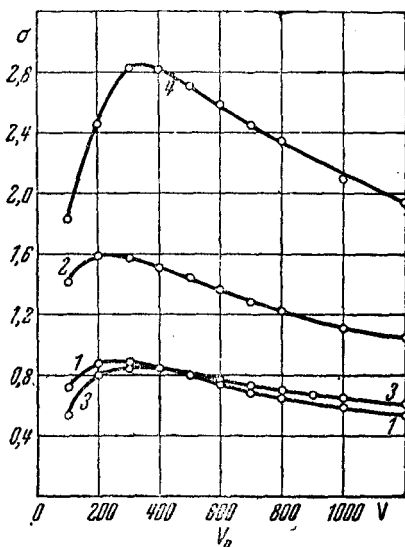


Рис. 10. Изменения кривых $\sigma = f(V_p)$ при двукратном нанесении металла и обработке его газом

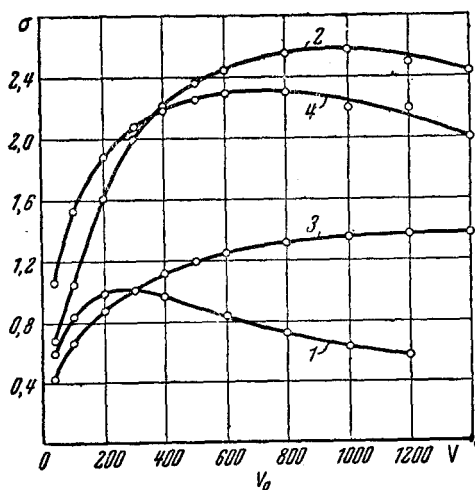


Рис. 11. Восстановление исходной кривой $\sigma = f(V_p)$ в результате увеличения прозрачности поверхностного слоя

него был дополнительно испарен очень тонкий слой Ве. Кривая 4 получилась после действия на этот новый слой кислородом. Существенным результатом здесь является то, что кривая имеет вид, подобный исходной, а не кривым, характеризующим обычное поверхностное действие кислорода (как на рис. 8 и 10).

Таким образом в данном случае действие кислорода в основном сказалось в увеличении «прозрачности» слоя для вторичных электронов, возникающих в глубине, обыч-

ное же действие кислорода проявилось лишь в увеличении крутизны начальной части кривой.

Эти опыты показали, что «поверхностное» действие газа, видимо, не ограничивается поверхностью, но распространяется на некоторую толщу слоя. Чтобы убедиться в этом, мы занялись вопросом о сопротивлении таких тонких слоев. Опыты заключались в том, что в специальной колбе, в вакууме, на стекло наносился испарением тонкий слой металла, обладавший значительным сопро-

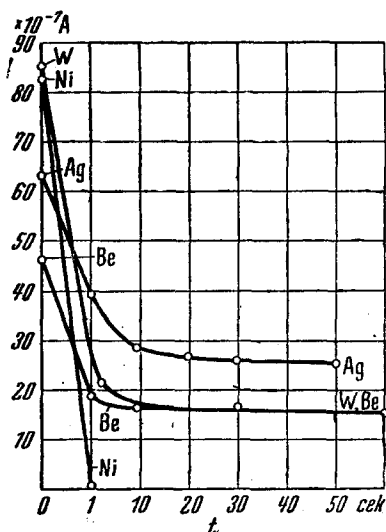


Рис. 12. Изменения проводимости тонких металлических слоев под действием газа

тивлением, и наблюдалось изменение сопротивления этого слоя (по изменению тока при неизменном напряжении) при введении в колбу газа. Оказалось, что сопротивление слоя сильно и мгновенно увеличивается, изменяясь в дальнейшем слабо. На рис. 12 показаны результаты опытов такого рода с несколькими металлами. Для ясности рисунка масштаб оси абсцисс в интервале 0—1 сек. увеличен в 10 раз. Ход кривых в течение первой секунды по впуске газа дан весьма приблизительно, так как измерение тока производилось при помощи гальванометра с большим периодом. Как оказалось, влияние водорода на величину сопротивления значительно меньше, чем влияние кислорода.

Возрастание сопротивления есть следствие уменьшения концентрации свободных электронов, которое, по нашему мнению, вызывается появлением в металле растворенного газа, связывающего часть свободных электронов. Здесь возможно, конечно, и образование соединений, но тот факт, что легкое каление Be полностью устраняет резкий пик кривой, а также то, что столь же сильные изменения сопротивления имеют место для Ni и особенно Ag (при комнатной температуре не окисляется молекулярным кислородом), говорят о том, что основную роль играет именно растворение газа. Этот взгляд подтверждается, кроме того, некоторыми другими нашими опытами.

5. Из приведенного выше ряда фактов, а именно из того, что: а) вторичная эмиссия чистых металлов мала, б) вторичная эмиссия почти не зависит от работы выхода и во всяком случае ей не определяется, в) наличие в металле растворенного газа увеличивает вторичную эмиссию, г) это увеличение связано с ростом сопротивления слоя, обусловленным связыванием электронов про-

водимости, — следует, что вторичная эмиссия определяется процессами, протекающими в толще эмиттера, а также, что важнейшую роль играют процессы, связанные с движением внутри эмиттера возникших вторичных электронов. Действительно, наличие слоя чистого металла на поверхности, дающей высокие значения σ , снижает вторичную эмиссию, и обратно — действие на такое покрытие газа, приводящее к увеличению удельного сопротивления, обнаруживает вторично-эмиссионные свойства никележащих слоев.

Таким образом получается, что причиной низкой вторичной эмиссии чистых металлов является высокая концентрация в них электронов проводимости. Легко уяснить причину этого, если представить себе, что возникновение вторичных электронов, т. е. появление электронов с избыточной энергией, происходит на всем пути движения первичного электрона в металле, так что эти возникшие электроны оказываются вынужденными двигаться среди прочих электронов проводимости, обладающих меньшими (тепловыми) энергиями. Движение в этом электронном газе неизбежным образом связано с потерей приобретенной энергии, главным образом, вследствие кулонова взаимодействия между теми и другими электронами. Основная роль кулонова взаимодействия между электронами в этих потерях обусловлена тем, что электроны проводимости могут приобретать любые количества энергии, а также тем, что эффективное сечение его весьма велико (в первом приближении равно бесконечности). Роль ионов решетки несравненно меньше прежде всего вследствие соотношения масс для этого случая, которое для скоростей возникших вторичных электронов, меньших ионизационного потенциала, обеспечивает упругий (или близкий к упругому) характер взаимодействия.

Таким образом из всего изложенного выше следует, что для получения материала с большим коэффициентом вторичной эмиссии следует брать таковой с возможно более низкой концентрацией электронов проводимости. Однако применение диэлектриков очевидным образом не является возможным вследствие того, что некоторая концентрация электронов проводимости необходима для пополнения испущенных электронов, без чего невозможна стационарная эмиссия. Поэтому классом веществ, в котором следует искать эффективные эмиттеры, является класс полупроводников, причем, как мы увидим далее, практический интерес могут представлять только электронные полупроводники.

Эта новая точка зрения на вторичную эмиссию, возникшая на основании наших опытов, была доложена нами на мартовской сессии Академии наук СССР, 1938 г.³¹ С тех пор как в нашей лаборатории, так и в других местах было сделано несколько работ, полностью ее подтверждающих. Отметим еще, что совершенно определенное подтверждение ее заключается прежде всего в том тривиальном факте, что эффективные эмиттеры типа кислородно-серебряно-цезиевого катода представляют собой именно электронные полупроводники³².

5 Успехи физических наук, т. ХХІ, в. 3

V. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЭФФЕКТИВНЫХ ЭМИТТЕРОВ

1. Недостаточное внимание к физике вторичной эмиссии сказалось, прежде всего, в том, что сложные поверхности, типа сложных фотокатодов, которые до недавнего времени являлись единственным классом материалов для эмиттеров в умножителях, были совершенно не исследованы. Так например, в обзоре Коллата²⁵ указывается, что весьма желательным было бы исследование влияния температуры на их вторичную эмиссию, а в наиболее новом обзоре Лукьянова²⁶ по вопросу о температурной зависимости указано лишь, что влияние температуры трудно учесть вследствие возможных изменений структуры слоя, и приведены данные о наблюдавшемся Тимофеевым и Пятницким¹⁷ увеличении вторичной эмиссии при температуре жидкого воздуха.

Указанные выше соображения позволили нам сделать ряд предсказаний^{5, 24} как относительно влияния температуры на вторичную эмиссию эффективных эмиттеров, так и по другим вопросам. В частности, следовало ожидать, что для таких эмиттеров при изменении температуры в достаточно широких пределах (и постоянном V_p) будет наблюдаться с повышением температуры сначала увеличение вторичной эмиссии (улучшение пополнения за счет повышения концентрации электронов проводимости в электронном полупроводнике) и затем уменьшение (вызванное тем же увеличением концентрации свободных электронов уже за пределы, в которых доминирующую роль начинает играть увеличение потерь энергии возникшими вторичными электронами), причем эти изменения должны носить обратимый характер, если только в этом

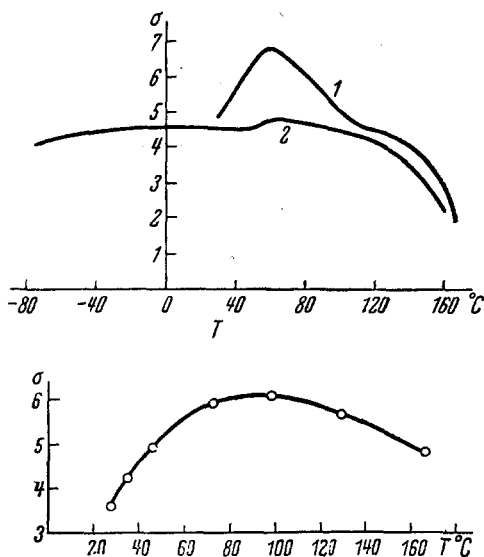


Рис. 13. Зависимость σ от температуры для кислородно-серебряно-цезиевого эмиттера

интервале температур не происходит необратимых изменений состава (например испарение щелочного металла) и структуры слоя. Существование именно такой зависимости впервые было обнаружено нами в уже упоминавшейся работе Тимофеева и Пятницкого¹⁸. Соответствующие кривые для кислородно-серебряно-калиевого слоя приведены на рис. 13а, где кривая 1 снята при повышении тем-

пературы V_p) будет наблюдаться с повышением температуры сначала увеличение вторичной эмиссии (улучшение пополнения за счет повышения концентрации электронов проводимости в электронном полупроводнике) и затем уменьшение (вызванное тем же увеличением концентрации свободных электронов уже за пределы, в которых доминирующую роль начинает играть увеличение потерь энергии возникшими вторичными электронами), причем эти изменения должны носить обратимый характер, если только в этом

пературы, кривая 2 — при понижении. Здесь весьма резко выражен завал при высоких температурах, а также обнаруживаются и необратимые изменения (связанные, вероятно, с перераспределением щелочного металла). К сожалению, интервал температур ниже нуля обследован здесь только до -80° , так что наблюдается только начало понижения σ .

Ожидаемый характер зависимости σ от температуры (при постоянном V_p) был в дальнейшем установлен в нашей лаборатории³⁴ для некоторых других полупроводников (также являющихся эффективными эмиттерами).

2. Весьма большой интерес представляло изучение вторично-эмиссионных свойств своеобразного полупроводника, каковым является впервые описанный Герлихом³⁵ и подробно исследованный нами³⁶ сурьмяно-цезиевый фотокатод.

Для сурьмяно-цезиевых слоев не удалось полностью получить кривую зависимости σ от T , так как при сильном повышении температуры наступают уже слишком значительные необратимые изменения³⁷. Однако при умеренном нагревании удалось наблюдать изменения, в которых преобладает обратимая часть.

В числе этих обратимых изменений удалось наблюдать и сильное понижение σ с ростом T (рис. 13*b*).

На рис. 14 показана серия кривых, относящихся к одному и тому же слою до (кривая 1), во время (кривая 2) и после (кривая 3) нагревания. Кривая 2 соответствует $T \approx 97^{\circ}\text{C}$, для кривых 1 и 3 $T \approx 25^{\circ}$ (комнатная температура). Как легко видеть, кривые 1 и 3 расходятся между собой, но расхождение с кривой 2 много больше. Это последнее расхождение отвечает обратимым, первое — необратимым изменениям свойств слоя (слой в состоянии 3 имел, в частности, меньшее сопротивление, чем в состоянии 1). Такой характер изменения σ с температурой показывает, что в данном интервале температур эффект улучшения пополнения испущенных электронов вследствие повышения концентрации электронов проводимости преобладает над эффектом их тормозящего действия.

В этой же работе было установлено, что величина коэффициента вторичной эмиссии существенным образом зависит от плотности первичного пучка. На рис. 15 приведены кривые, характеризующие эту зависимость. Из них кривые 1 и 2 относятся к случаю,

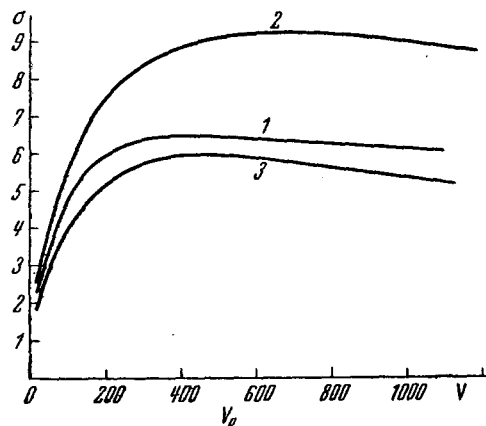


Рис. 14. Изменения кривых $\sigma = f(V_p)$ под влиянием изменений температуры для сурьмяно-цезиевого эмиттера

когда слой Sb — Cs располагался непосредственно на стекле, причем кривая 1 соответствует $V_p = 200$ В и кривая 2 — $V_p = 500$ В. Кривая 3 того же рисунка была получена для случая, когда слой Sb — Cs находился не непосредственно на стекле, но на металлической (серебряной) подкладке; V_p здесь было равно 500 В. Различие между этими двумя случаями, прежде всего, заключается в том, что тогда как для второго случая падение потенциала на слое существует только в направлении, перпендикулярном поверхности, в первом случае имеется также и падение напряжения вдоль слоя [заметим, что характер изменения кривых с температурой (рис. 14) в обоих случаях одинаков].

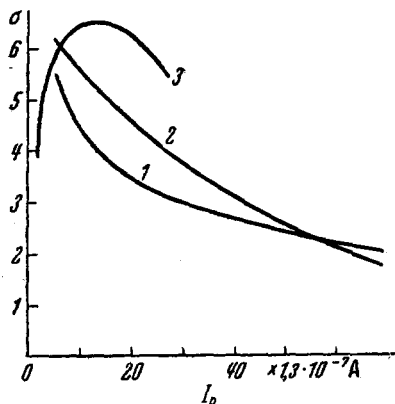


Рис. 15. Зависимость σ от плотности первичного пучка для сурьмяно-цезиевого эмиттера

3. Бруинингом и де-Буром³⁰ было указано, что весьма значительные σ можно получить, подвергая электронной бомбардировке нанесенные на металлическую подкладку диэлектрические слои (например KCl). В цитированной выше работе¹⁶ нами было высказано (ошибочное) предположение о том, что такие слои представляют собой структуры, аналогичные обычным сложным поверхностям, т. е. состоят из диэлектрика, содержащего включения щелочного и тяжелого металла, что являлось возможным по условиям их получения. Для проверки этого предположения и выяснения причин, обуславливающих высокую вторичную эмиссию для эмиттеров этого сорта, в нашей лаборатории была поставлена работа по изучению вторичной эмиссии таких слоев³⁸. В ходе исследований был установлен ряд интересных данных, позволяющих, в частности, высказать некоторые соображения о микроскопических процессах при вторичной эмиссии. Кроме того, удавалось получать весьма большие значения $\sigma_{\max}$ — около 20, которые до сих пор как будто никем не были

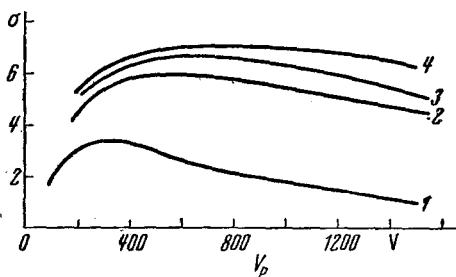


Рис. 16. Изменения вторичной эмиссии KCl с температурой: кривая 1 $T = 175-200^\circ$; кривая 2 $T = 250-300^\circ$; кривая 3 $T = 300-350^\circ$; кривая 4 $T = 375-400^\circ$

получены. Данные этой работы также полностью укладываются в развитые выше представления о вторичной эмиссии.

Вторичная эмиссия некоторых диэлектриков недавно была исследована также Вудынским³⁹ в интересной работе, результаты которой еще раз подтверждают правильность развитой точки зрения. Вудынским было установлено, что вторичная эмиссия заведомых диэлектриков, NaCl, KCl и др., малая при обычных температурах ($\sigma_{\max} \sim 1$), может достигать весьма высоких значений ($\sigma_{\max} \sim 5-7$) при достаточно высоких температурах.

На рис. 16, заимствованном из работы Вудынского, показаны изменения вторичной эмиссии, наступающие при повышении температуры KCl. Существенной чертой этих изменений наряду с повышением $\sigma_{\max}$ является подчеркиваемое автором перемещение максимума в сторону больших V_p . Это увеличение является следствием того, что при нагревании указанные вещества обращаются в ионные полупроводники, вследствие чего появляется возможность осуществления пополнения электронов. Из этого, как будто, следует, что хорошим эмиттером может быть не только электронный полупроводник. Однако это не так, потому что ко всем недостаткам электронных полупроводников в качестве эмиттеров в этом случае добавляется еще наличие электролитических процессов, ведущих к необратимым изменениям свойств эмиттера. Весьма резко заметны эти изменения в случае тонких диэлектрических слоев³⁸.

Наконец, здесь необходимо отметить, что к тем же взглядам пришли в результате изучения вторичной эмиссии оксидно-бариевых катодов Моргулис и Нагорский^{40а}, о работе которых мы подробнее будем говорить в следующем разделе, в связи с вопросами теории вторичной эмиссии.

VI. О МЕХАНИЗМЕ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

1. Наиболее существенным результатом всех описанных опытов является установление того факта, что вторичная эмиссия сильнейшим образом зависит от факторов, которые ранее, как правило, недооценивались. Этими факторами являются: способность материала эмиттера к поглощению возникших вторичных электронов и проводимость слоя. Совершенно ясно, что правильная теория вторичной эмиссии должна учитывать эти факторы наряду с тем, который до сего времени пользовался исключительным вниманием, а именно, передачей энергии первичных электронов электронам эмиттера. Задачей теории является установление связи всех этих факторов в их совокупности с характеристиками эмиттера (зависимость σ от V_p , распределение электронов по скоростям и т. д.), на основе определенных представлений о механизме всех процессов, составляющих явление вторичной эмиссии.

Такой теории в настоящее время не существует. Формальное квантово-механическое рассмотрение вторичной эмиссии чистых металлов было сделано Фрелихом⁴⁰, однако со столь значительными упрощениями, что по нашему мнению от действительных процессов

в реальном металле почти ничего не осталось¹⁾. И уж во всяком случае данные этой работы никак не могут способствовать уяснению причин, вызывающих большую вторичную эмиссию, или установлению широкого взгляда на это явление, охватывающего все три категории веществ (металлы, полупроводники, диэлектрики), по которым сейчас имеется значительный экспериментальный материал, нуждающийся в обобщении для того, чтобы иметь возможность с открытыми глазами подойти к практическому использованию вторичной эмиссии.

В этом отношении, т. е. в смысле создания общей схемы явления, по нашему мнению не более ценны и другие высказывавшиеся взгляды. Так например, в последней работе Брунинга и де-Бура¹⁹ авторы ограничиваются, в сущности, утверждением, что высокие значения σ являются свойством соединений (в отличие от металлов), относя это различие за счет условий возникновения вторичных электронов в том и другом случаях. С другой стороны, Тимофеев и Пятницкий^{17, 18} пытаются объяснить свойства сложных поверхностей перераспределением частиц щелочного металла в диэлектрике промежуточного слоя. Легко видеть, что это предположение не может объяснить, например, обратимых температурных изменений σ и не может быть распространено на эмиттеры других типов (однородные слои), вследствие чего не может служить базой для общей точки зрения.

В случае вторичной эмиссии положение с теорией явления таково же, что и в случае фотоэффекта. В области фотоэффекта формальная квантово-механическая теория не в состоянии (вследствие недостаточности сведений о веществе и многообразии и сложности явлений, подлежащих описанию) в настоящее время дать картины явления в сложных фотокатодах. Теория сложного фотокатода была построена (де-Буром³²) на основе обширного экспериментального материала с использованием квантовой механики в применении к тем областям общей схемы, где она может быть использована с уверенностью. Теория де-Бура, если и не является исчерпывающей, то во всяком случае имеет то достоинство, что позволяет ориентироваться в явлении. Это и требуется практикой от теории прежде всего.

Нам кажется, что приведенный выше экспериментальный материал и те выводы, которые из него были сделаны, могут служить основой для создания теории вторичной эмиссии, подобной теории де-Бура для фотоэффекта, т. е. теории, представляющей прежде всего практическую ценность.

Для того чтобы осуществить создание такой теории, необходимо некоторое уточнение представлений о процессах при вторичной эмиссии. Это уточнение можно провести различными путями, один из которых, представляющий нам лучшим только по при-

¹⁾ Эта работа Фрелиха была подвергнута основательной критике на конференции по вопросам вторичной эмиссии и фотоэффекта (состоявшейся 20—22 января 1939 г. в Ленинграде) в докладах А. Вядкина и А. Кадышевича.

чине наглядности получаемой картины, мы наметим ниже. Кроме того, необходима и большая дальнейшая работа по собиранию экспериментального материала. Наличие общей схемы, однако, позволит целесообразно ориентировать работу и в этом последнем направлении.

2. На основании изложенного выше следует считать, что основными процессами при вторичной эмиссии являются происходящие в толще эмиттера. Таких процессов два:

а) Движение первичного электрона от поверхности вглубь эмиттера, сопровождающееся потерей первичным электроном энергии вследствие взаимодействия первичного электрона с электронами и атомами (или ионами) эмиттера. Эти потери энергии приводят к появлению внутри эмиттера электронов с повышенной энергией («возникшие» вторичные электроны).

б) Движение возникших вторичных электронов, которое имеет место во всех направлениях, в том числе и к поверхности.

Мы считаем основными именно эти два процесса, разыгрывающиеся в толще эмиттера, потому что процессы, связанные с поверхностью, играют значительно меньшую роль. Об этом свидетельствует, с одной стороны, незначительность доли вторичного потока, приходящаяся на упруго-отраженные электроны, и, с другой, ничтожное изменение σ при значительных изменениях работы выхода.

3. Передача энергии первичным электронам эмиттера может вообще происходить несколькими путями. Возможна передача энергии электронам проводимости, ионизация атомов, образующих эмиттер, или вторичная ионизация ионов, возбуждение рентгеновского излучения, приводящего к фотоэлектрическому освобождению электронов. Несомненно, что все эти пути возникновения существуют одновременно, но вес каждого из них различен для разных материалов. Так например, для металлов, где концентрация электронов проводимости высока, основным способом должна являться передача энергии электронам проводимости. Для диэлектриков решающим видом является ионизация, для полупроводников — тот или иной компромисс между обоими путями.

Первоначальные направления движения возникших вторичных электронов распределяются в зависимости от способа передачи энергии. В случае ионизации и особенно фотоионизации распределение по углам будет ближе к равномерному, чем при передаче энергии свободным электронам.

Передача энергии свободным электронам из-за невыгодного распределения по углам (преобладание направлений движения возникших вторичных электронов в направлении первичного пучка) является первым из факторов, обуславливающих низкую вторичную эмиссию металлов. Однако направление движения в дальнейшем подвергается изменениям в результате взаимодействия (соударения, кулоново взаимодействие) возникшего вторичного электрона с элементами структуры эмиттера. Поэтому, если пренебречь потерями энергии при движении возникших вторичных электронов, то можно

считать, что для электронов, возникающих на некотором расстоянии от поверхности, не существует преимущественных направлений движения, так что примерно половина электронов (для достаточно удаленных от поверхности точек возникновения) имеет слагающие скорости в направлении к поверхности. Однако такая гомогенизация распределения по углам возможна лишь при условии, что при столкновениях с элементами решетки и особенно в промежутках между этими столкновениями возникший вторичный электрон не теряет энергии. Так как наибольшую роль играют потери на кулоново взаимодействие с электронами проводимости, то наибольшее приближение распределения возникших вторичных электронов по углам к равномерному должно иметь место в диэлектриках и наименьшее — в металлах. В этом заключается второй фактор, обуславливающий низкую вторичную эмиссию этой последней группы веществ.

Так как концентрация электронов проводимости в полупроводниках значительно ниже, то для них процент возникших вторичных электронов со слагающими в направлении к поверхности значительно больше. Поэтому для полупроводников одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса является менее обязательным условием наличия возникших вторичных электронов со скоростями, направленными обратно скоростям первичных, чем для металлов. Таким образом в применении к процессам возникновения благоприятным для высокой вторичной эмиссии является не столько наличие связанных электронов, сколько отсутствие свободных.

4. Движущиеся к поверхности вторичные электроны рассеиваются решеткой и испытывают тормозящее действие со стороны электронов проводимости. В результате этого часть из достигших поверхности электронов оказывается не в состоянии преодолеть потенциального барьера и отражается обратно и лишь часть проникает наружу, образуя поток вторичных электронов. Этот процесс «диффузии» возникших вторичных электронов также в первую очередь зависит от концентрации электронов проводимости, и большие потери энергии, связанные с этим процессом в металлах, являются третьим фактором, обуславливающим их низкую вторичную эмиссию. Как видно, все три фактора сводятся к одной и той же основной причине — к высокому значению концентрации электронов проводимости.

В случае диэлектриков и полупроводников основным свойством эмиттера также является эта величина, фигурирующая уже не в трех, но в четырех видах: непосредственно (процессы возникновения), как определяющая изменения распределения по углам, как определяющая диффузию возникших вторичных электронов и как определяющая проводимость (процессы пополнения испущенных электронов).

5. Для того чтобы в самом грубом приближении качественно интерпретировать кривые $\sigma = f(V_p)$, достаточно рассматривать вторичную эмиссию как процессы возникновения, на которые на-

кладываются процессы диффузии. В такой схеме можно учесть также и влияние процессов пополнения.

Очевидно, что общий ход кривой $\sigma = f(V_p)$ (если отвлечься от «тонкой структуры» этих кривых, а также ограничить область первичных энергий снизу тем значением V_p , при котором появляются вторичные электроны в собственном смысле слова, т. е. электроны с энергиями, много меньшими энергии первичных), т. е. положение и высота максимума, крутизна подъема и спадания, будет зависеть от относительных потерь энергии первичными и вторичными электронами на единице длины пути. Более удобным в отношении наглядности является рассмотрение двух величин — «предельной глубины возникновения» D_0 и «предельной глубины диффузии» D_a .

Первая из этих величин равняется тому расстоянию от поверхности эмиттера, на которое проникают первичные электроны, еще способные отдавать электронам эмиттера количества энергии, достаточные для выхода наружу. Она, таким образом, зависит от величины V_p , возрастая вместе с ней, и связана некоторой обратной зависимостью с величиной потерь энергии на единицу длины. Тем самым она зависит от материальных констант эмиттера (постоянная решетки, концентрация свободных электронов, атомный номер). Что касается величины D_a , то ее следует считать определяемой константами материала, и можно предполагать лишь слабую зависимость от V_p . Мы будем считать ее от V_p не зависящей. При помощи этих двух величин можно качественно объяснить ход кривых $\sigma = f(V_p)$, а также уяснить изменения формы кривых, наблюдающиеся на опыте.

Кривые, выражающие зависимость σ от V_p , начинаются более или менее крутым подъемом, крутизна которого постепенно уменьшается, обращается в нуль (максимум) и принимает отрицательные значения, постепенно уменьшающиеся по абсолютной величине. Согласно изложенному выше подъем кривой к максимуму происходит вследствие того, что с увеличением V_p предельная глубина возникновения D_0 возрастает, оставаясь меньше предельной глубины диффузии D_a . Максимум соответствует равенству $D_0 = D_a$. Постепенное уменьшение крутизны восходящей ветви кривой имеет своей причиной два фактора. Первый из них — это наличие поверхностного потенциального барьера неизменной величины, к которому по мере возрастания D_0 подходит все большее число электронов, неспособных его преодолеть¹⁾. Вторым фактором являются то, что может быть названо уменьшением эффективного поперечного сечения возникновения. Наличие этого уменьшения следует из самого существования спадающей ветви кривой. В самом деле, после того как D_0 стало больше D_a , возникновение вторичных электронов попреж-

¹⁾ Это обстоятельство имеет непосредственное подтверждение в данных Соллера⁴¹, обнаружившего увеличение относительного числа медленных электронов в общем потоке вторичных, происходящее с увеличением V_p .

нему имеет место лишь в пределах D_a (вторичные электроны, возникающие глубже, уже не могут выйти за пределы эмиттера). Так как каждый первичный электрон проходит при этом то же активное расстояние D_a , то это означает уменьшение числа возникновений на отрезке D_a . Для процессов ионизации уменьшение числа возникновений может быть следствием уменьшения вероятности ионизации⁴². Для случая передачи энергии электронам проводимости оно может происходить вследствие уменьшения количества энергии, передаваемого возникающему вторичному электрону, в результате уменьшения «времени соударения»⁴³.

Намеченная схема обладает рядом существенных и очевидных недостатков. В ней, например, не учитывается выбывание электронов из первичного пучка вследствие рассеяния, она не учитывает распределения возникших вторичных электронов по углам и изме-

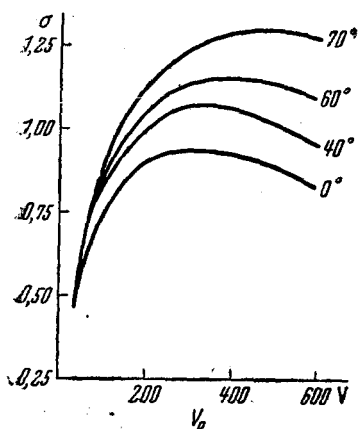


Рис. 17. Изменения кривых $\sigma = f(V_p)$ в зависимости от угла падения первичного пучка для карбидированного никеля

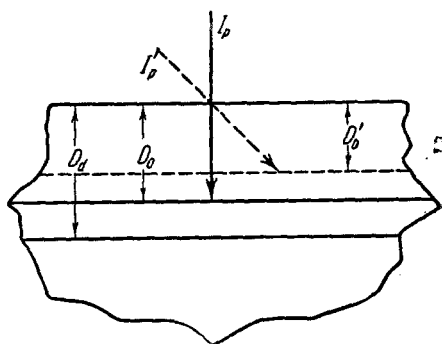


Рис. 18. Изменения в условиях возникновения и диффузии вторичных электронов в результате изменения угла падения первичного пучка

нений этого распределения, не учитывает распределения возникших вторичных электронов по скоростям и способам возникновения. Тем не менее, поскольку она находится на уровне имеющегося в настоящее время экспериментального материала, она не вступает в противоречия с опытом и позволяет наглядно интерпретировать кривые $\sigma = f(V_p)$ и их изменения. В качестве примера можно привести изменения кривых $\sigma = f(V_p)$ с изменением угла падения. Эта зависимость изучалась Брунингом¹⁵ и Мюллером^{15а} (для металлов) и Лукьяновым и Бернатовичем⁴⁴ для сложных поверхностей. На рис. 17 приведены кривые $\sigma = f(V_p)$, полученные Брунингом для карбидированного никеля при различных углах падения первичного пучка. Возрастание угла ведет к увеличению σ_{max} и сдвигу максимума в сторону больших V_p . Это как раз то,

что следует ожидать, исходя из нашей схемы¹⁾. Перемещение максимума является следствием того, что равенство $D_0 = D_d$ наступает в случае косо́го падения при больших V_p (рис. 18), увеличение же $\sigma_{\max}$ есть следствие того, что при косо́м падении для $D_0 = D_d$ число возникновений в пределах D_d увеличивается (помимо этого, в том же направлении действует и то, что при косо́м падении увеличивается количество возникших вторичных электронов, имеющих компоненты скорости в направлении к поверхности). По этим же причинам (прохождение меньшей толщины поглощающего слоя) значения σ при косо́м падении для любого V_p оказываются большими.

6. Этим же путем легко объясняются все изменения кривых $\sigma = f(V_p)$, наблюдающиеся при действии газов на металл. Выше были приведены кривые, показывающие двоякого рода изменения. На рис. 8 и 10 положения максимумов для чистого металла и металла, подвергнутого действию кислорода, почти не различаются. В этих случаях газ действовал только на ближайший к поверхности слой металла. В тех случаях, когда газ распространялся на большую глубину (последовательное нанесение Be и обработка кислородом — рис. 10 и насыщение Be водородом — рис. 9), максимум перемещается в сторону больших V_p .

Для хода кривой $\sigma = f(V_p)$ существенны не абсолютные величины и изменения D_0 и D_d , но их отношения и изменения друг относительно друга. Уменьшение D_d относительно D_0 должно вести к смещению максимума в сторону меньших V_p и, наоборот, увеличение D_d относительно D_0 — к перемещению максимума в обратном направлении. Изменения положений максимумов должны, вообще говоря, сопровождаться соответствующими изменениями $\sigma_{\max}$, так как относительное изменение D_d означает и изменение того же знака в числе возникновений в пределах D_d . На эти изменения могут накладываться изменения поверхностного потенциального барьера (изменения работы выхода под действием газа), которые можно учесть как изменения D_d , так как уменьшение работы выхода при прочих равных условиях означает возможность выхода для более медленных из возникших электронов, и обратно.

Введение газа в толщу металла имеет следствием, во-первых, увеличение сопротивления²⁾, которое следует приписать уменьшению концентрации свободных электронов, результатом чего является увеличение D_d . Но, кроме того, наличие атомов газа в решетке увеличивает поглощение первичного пучка и, следовательно, умень-

¹⁾ Для объяснения зависимости σ от угла падения (при неизменном V_p) эта схема впервые была использована Мюллером^{15a}, в терминологии которого D_0 обозначается как «глубина проникновения» (Eindringtiefe) первичного пучка, а D_d — как эффективная длина пробега (wirksame Weglänge). В работе Кадышевича⁵², доложенной на упоминавшейся выше конференции, соотношение пробегов первичных и вторичных электронов (в металле) является уже, как и в нашей схеме, основой для объяснения формы кривых $\sigma = f(V_p)$.

²⁾ Возрастание сопротивления металлов в результате каления в водородной среде наблюдалось, например, Пирани⁴⁶.

шает D_0 . Таким образом присутствие газа в толще металла должно вести к изменениям хода кривых $\sigma = f(V_p)$, обнаруживающимся на рис. 9. При поверхностном действии газа имеет место его растворение в тонком поверхностном слое. Это ведет к увеличению D_0 для этого слоя, которое с особой ясностью (благодаря малой толщине нанесенного слоя Ве и, следовательно, его полной проработке кислородом) обнаруживается на рис. 11 (см. также рис. 10). В случае же чистого металла, поскольку D_a меняется лишь для тонкого поверхностного слоя, условия для всей области возникновения меняются мало, и увеличение $\sigma_{\max}$ есть следствие возрастания числа возникновения в ближайшем к поверхности слое. Смещение максимума в сторону больших V_p для кислородно-цезиевых катодов после введения в них серебра (рис. 7) является следствием уменьшения D_0 в результате увеличения рассеяния вновь введенными частицами. Об этом свидетельствует также и упомянутая нами выше (IV, 2) большая легкость уничтожения высокой вторичной эмиссии для слоев, содержащих серебро.

Нет никаких сомнений в том, что вторичная эмиссия поверхностей типа $[Ag] - Cs_2O$, $Ag, Cs - Cs$ -катодов обусловлена наличием свободного (щелочного или щелочноземельного) металла в промежуточном слое. Однако неясным остается вопрос о том, какова роль этих металлических вкраплений. Первоначально мы полагали¹⁶, что атомарно-распределенный металл представляет собой центры возникновения вторичных электронов. Однако новые данные, прежде всего высокая вторичная эмиссия диэлектрических пленок, в которых такие металлические примеси отсутствуют, заставляет думать, что роль вкраплений заключается главным образом в создании условий для пополнения испущенных электронов, т. е. в обеспечении достаточно высокой проводимости слоя, которая является следствием наличия в слое электронов проводимости, появляющихся в результате термической ионизации внутренне-адсорбированных атомов.

Концентрация атомов цезия в кислородно-серебряно-цезиевом катоде весьма значительна, так как его промежуточный слой (Cs_2O, Ag, Cs) обладает большим числом нарушений структуры основной решетки (на каждую молекулу Cs_2O приходится 2 атома Ag). Это обстоятельство является, вероятно, одной из причин того, что сходный по структуре оксидно-бариевый катод обладает значительной вторичной эмиссией лишь при высоких температурах. Другой причиной является большая работа ионизации атома Ва.

7. При рассмотрении вторичной эмиссии металлов (чистых и содержащих газы) нет нужды учитывать влияние пополнения электронов, так как малая толщина слоев обеспечивает его беспрепятственное осуществление. Это, в частности, проявляется в отсутствии зависимости σ от плотности первичного пучка⁴⁸. Наличие сильной зависимости от плотности пучка для эффективных эмиттеров (рис. 15) показывает, что в этом случае влиянием пополнения пренебрегать нельзя. В $D_0 - D_a$ -схеме оно может быть учтено как уменьшение D_a как вследствие возникновения разности потенциа-

лов на эмитирующем слое, так и вследствие возрастания концентрации электронов проводимости. Существующие в настоящее время немногочисленные данные, повидимому, подтверждают такую возможность. Так например, на рис. 14 максимумы кривых, соответствующих комнатной температуре, лежат при меньших V_p , чем максимум для кривой, соответствующей высокой. Так как в этих опытах повышение температуры вело к возрастанию σ , несмотря на увеличение концентрации электронов проводимости, то здесь, очевидно, увеличение потерь энергии возникших вторичных электронов было перекрыто уменьшением сопротивления слоя. Опыты Вудынского³⁹ также показывают, что недостаточное пополнение электронов эквивалентно малой величине D_a , так как на кривых рис. 16 максимум перемещается вправо с ростом температуры (т. е. проводимости), причем здесь влияние электронов проводимости исключается, поскольку при рассматриваемых температурах KCl является ионным полупроводником.

Таким образом положительные температурные эффекты в зависимости от сорта полупроводника могут быть как следствием изменений концентрации (свободных электронов), так и подвижности (ионов). Отрицательные же температурные эффекты (понижение σ с ростом температуры, например, на рис. 13) являются всегда результатом повышения концентрации электронов проводимости. Об этом, в частности, говорят опыты с чистыми металлами (см., например, обзор Коллата²⁵), где температурная зависимость σ не наблюдается вплоть до температур ~ 2000 , несмотря на значительную температурную расстройку решетки. То обстоятельство, что значительное увеличение сопротивления при этом не оказывает влияния на σ , показывает, что для вторичной эмиссии существенны не изменения сопротивления вообще, а лишь те изменения, которые обусловлены изменениями концентрации электронов проводимости.

В заключение этого раздела следует остановиться на двух других достаточно отчетливо сформулированных точках зрения на вторичную эмиссию. Первая из них, принадлежащая Моргулису и Нагорскому^{40a}, изложенная в связи с исследованием вторичной эмиссии оксидно-бариевых катодов, ничем не отличается от нашей, за исключением того, что авторы считают, что в эмиттерах такого типа источниками возникающих вторичных электронов являются только металлические вкрапления в промежуточный слой. Рассматривая процесс возникновения как ударную ионизацию, авторы принимают необходимость гомогенизации (в их терминологии — симметризации) неблагоприятного начального углового распределения возникших вторичных электронов. Причиной высокой вторичной эмиссии сложных поверхностей авторы считают низкую концентрацию электронов проводимости, принимая, что их влиянием можно пренебречь при условии $\lambda \ll \frac{1}{x}$, где λ свободный пробег электрона в эмитирующем слое и $\frac{1}{x}$ — дебаевский радиус экранирования. Это условие выполняется для кислородно-бариевого катода до

температур $\sim 800^\circ\text{K}$, но, как следует из рис. 13, для сложных поверхностей, содержащих щелочные металлы, область применимости его ограничена сверху $T \sim 120^\circ\text{C}$, а для $\text{Sb}-\text{Cs}$ -слоев — и еще меньшей температурой³⁷.

Иначе рассматривают явление голландские авторы. Они⁵³ разделяют вещества с точки зрения вторичной эмиссии на а) металлы, б) соединения металлов и в) диэлектрики, причем вторая группа делится на соединения металлов с низкой и с высокой работой ионизации. Низкая вторичная эмиссия металлов приписывается сравнительно слабому поглощению быстрых (первичных) при сильном поглощении медленных (вторичных) электронов, т. е. в наших обозначениях малой относительной величине D_a (условие низкой эффективности эмиттеров). Для вторичной эмиссии соединений считается решающим расположение занятой и незанятых зон друг относительно друга и относительно поверхностного потенциального

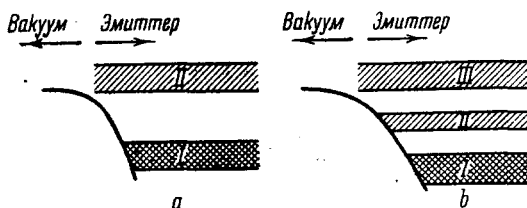


Рис. 19. Схема энергетических уровней для вещества с высоким (а) и низким (б) коэффициентом вторичной эмиссии (по Брунингу)

барьера. На рис. 19 схема *а* относится к соединению с высокой вторичной эмиссией, схема *б* — к соединению, имеющему низкое σ_{max} ($\sigma_{\text{max}} \sim \leq 1,4$). При этом, на основании данных работ по фотоэлектрическим свойствам соединений, к первой группе относятся соединения металлов с низкой работой ионизации (главным образом щелочногалогенидные соединения), ко второй MoS_2 , MoO_2 , WS_2 , Cu_2O , Ag_2O . Различие между обоими случаями (рис. 19) заключается в том, что высокая вторичная эмиссия возможна лишь тогда, когда (случай *а*) ближайшая к зоне занятых уровней (*I*) свободная зона (*II*) расположена выше потенциального барьера. В этом случае возникший вторичный электрон может покинуть эмиттер. Если же (случай *б*) ближайшая свободная зона (*II*) расположена ниже, то попавшие в нее возникшие вторичные электроны не могут выйти за пределы эмиттера; в состоянии сделать это лишь те из них, которые окажутся переброшенными в следующую свободную зону (*III*).

Так как вероятность перехода в зону *III* меньше, чем в зону *II*, и, кроме того, продолжительность жизни электрона в зоне *III* меньше, чем в зоне *II* (зона *II* расположена над зоной занятых уровней, зона *III* — над зоной свободной), то вероятность выхода

возникшего вторичного электрона за пределы эмиттера оказывается меньше. Как легко видеть, эта схема, несмотря на свое изящество, страдает одним существенным недостатком: она в сущности учитывает только один из трех процессов, составляющих явление вторичной эмиссии (процесс возникновения), и потому не может объяснить всех экспериментальных данных. Так например, она не позволяет понять температурных изменений вторичной эмиссии в случае ионной проводимости (опыты Вудынского). Действительно, как бы ни были расположены зоны, если эмитирующий слой находится на диэлектрической подкладке, стационарная вторичная эмиссия отсутствует. Поэтому эта схема должна быть прежде всего дополнена условием существования пополнения электронов.

В случае пополнения за счет электронной проводимости это означает настолько близкое взаимное расположение зон *I* и *II* (или *III*, если *II* отсутствует), при котором между ними был бы возможен переход электронов, вследствие термического возбуждения; иначе говоря, для этого мы должны иметь электронный полупроводник. Если же такой переход невозможен, что имеет место, например, в случае щелочногалогенидных соединений, то высокая вторичная эмиссия при нормальной температуре (когда отсутствует ионная проводимость) может иметь место лишь при условии возникновения «индуцированной» электронной проводимости³⁸ (т. е. за счет тех переведенных в зону *II* электронов, которые не вышли за пределы эмиттера) во всей толще слоя. Это возможно лишь тогда, когда первичный пучок производит ионизацию по всей толще эмиттера, т. е. в случае достаточно тонких слоев. Это обстоятельство совершенно определенно подтверждается опытами Вудынского³⁹, Брунинга и де-Бура³⁰ и Коршуновой³⁸.

Далее, если не принимать во внимание процесса «диффузии» возникших вторичных электронов, то невозможно понять ни температурной зависимости σ , ни зависимости σ от плотности первичного пучка при электронной проводимости. Если же принять во внимание, что всякий возникший вторичный электрон, прежде чем выйти из эмиттера, должен проделать некоторый путь внутри его, на протяжении которого он будет терять свою энергию через взаимодействие с электронами проводимости, то эти свойства становятся понятными. Действительно, с повышением температуры возрастает вероятность перехода электронов в зону *II* и их концентрация в ней. Электроны в зоне *II* ведут себя по отношению к возникающим вторичным электронам как электроны проводимости, т. е. быстро отбирают их энергию. Таким образом затрудняется переход в зону *III*, из которой электроны могут испускаться. Так как одновременно эти же электроны зоны *II* улучшают проводимость, то в случае достаточно широкого интервала температур мы должны наблюдать кривую зависимости σ от T , имеющую максимум. Зависимость от плотности первичного пучка является следствием того, что с ростом j_p (плотность первичного пучка) увеличение концентрации электронов в зоне *II* все более затрудняет переход возникающих вторичных электронов в зону *III*.

Таким образом эта схема непосредственно применима только к металлам, для которых нет необходимости учитывать пополнение (высокая проводимость) и в которых концентрация свободных электронов постоянна. В случае металлов зона *II* является частью зоны *I* (щелочные металлы) или обе зоны перекрываются⁵⁴.

О том, что эта схема не исчерпывает всего явления, говорят несколько экспериментальных фактов, помимо указанных выше. Так например, сурьмяно-цезиевые фотокатоды совершенно несомненно имеют между зоной занятых уровней (*I* на рис. 19) и зоной эмиссии (*III*) по крайней мере одну зону фотопроводимости (*II*)^{6,7}. Тем не менее они обладают высокой вторичной эмиссией. Далее, как оказывается, такое соединение, как Cu_2S , также дает значение $\sigma \sim 5-7$. Поэтому мы полагаем, что наиболее важным физическим фактором, решающим образом определяющим свойства эмиттера, является концентрация электронов проводимости, и нам кажется, что приведенная на рис. 19 энергетическая схема является лишь первым приближением, хотя и в высшей степени полезным, так как она освещает вопрос под новым углом зрения.

9. В качестве одной из областей, где энергетическая схема может принести исключительно большую пользу в разъяснении явления, следует упомянуть эффекты, наблюдаемые при совместном действии на эмиттер света и электронного пучка. Известны три таких эффекта. Дембер⁵⁵ наблюдал при освещении алюминиевого эмиттера (вероятно, с пленкой окиси на поверхности) результирующий ток, больший суммы фототока и тока вторичных электронов, причем добавочный ток, возникавший при освещении, превышал собственно фототок во много раз. Шмаков⁵⁶ обнаружил для кислородно-серебряно-цезиевого эмиттера обратное явление: уменьшение результирующего тока по сравнению с суммой обоих токов, причем это уменьшение также превышало фототок. Подобные же наблюдения сделал Малтер⁵⁷ при исследовании «аномальной вторичной эмиссии».

На упоминавшейся выше конференции по фотоэффекту и вторичной эмиссии существование эффекта Шмакова было подвергнуто сомнению, на том основании, что его не удалось наблюдать некоторым авторам на тех же кислородно-серебряно-цезиевых эмиттерах. Нам такая тенденция «закрыть» этот эффект кажется недостаточно обоснованной. В самом деле, в связи со сказанным выше, из схемы рис. 19 *b* следует, что если эмиттер обладает значительной фотопроводимостью (широкая полоса *II*, близко расположенная от *I*), то в результате действия света должно иметь место значительное понижение вторичной эмиссии. Расхождение с результатами Шмакова должно быть по нашему мнению отнесено за счет различий в структуре эмиттеров, так как такие трудно контролируемые факторы, как концентрация цезия в промежуточном слое, весьма сильно меняющие все свойства катода³², не могут не оказать влияния на его свойства как фотопроводника. Значительный внутренний фотоэффект должны обнаруживать те фотокатоды, где имеется атомарно-распределенный щелочной металл. В том же случае, когда

по условиям изготовления преобладающим является коллоидальные вкрапления, фотопроводимость будет значительно менее определенно выражена. Соответственно, в первом случае условия для существования эффекта Шмакова более благоприятны, чем во втором.

ВИ. ПРАКТИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

1. Установление свойств эффективных эмиттеров и классификация их представляют первостепенное значение для практики, так как, с одной стороны, указывают границы применения современных приборов со вторичной эмиссией и позволяют установить некоторые их особенности, которые обычно принимались за свойства конструкций, а с другой, позволяет наметить те основные пути, по которым следует идти в создании более совершенных эмиттеров.

Поэтому мы считаем большой ошибкой то, что до сих пор уделялось недостаточно внимания принципиальным вопросам. Своё временное решение их позволило бы более плодотворно вести работу и в области практического использования вторичной эмиссии.

2. Так как вопрос о применимости эмиттеров начинается с вопроса о величине σ , то единственной группой веществ, пригодных в качестве материалов для эмиттеров, являются электронные полупроводники. Полупроводники ионные отпадают как материалы, для которых длительная работа при неизменных свойствах не является возможной из-за необратимых (электролитических) изменений, связанных с прохождением тока. Особенно желательным является применение однородных полупроводников, т. е. полупроводников, не принадлежащих к типу, подобных сложным фотокатадам, где основой структуры является диэлектрическая решетка, а полупроводниковые свойства обусловлены наличием вкраплений с низкой работой ионизации. Для полупроводников этого последнего типа неизбежны значительно большие отклонения свойств даже для одинаковых условий изготовления, вследствие чего неизбежен и большой разброс параметров приборов.

Влияние температуры на величину коэффициента вторичной эмиссии ограничивает, прежде всего, возможность сохранения постоянства параметров приборов (умножителей) в широких интервалах внешних температур. Изменения параметров будут тем больше, чем больше число каскадов умножения. Таким образом наименее технически надежными приборами являются всякие «сверхчувствительные» умножители (не говоря уже о том, что для них особенно сложен вопрос питания). Еще более важным являются изменения, вызываемые нагреванием электродов умножителя вследствие электронной бомбардировки. Эти изменения могут носить как временный (обратимый) характер, так и быть необратимыми — в результате изменений структуры эмиттера. Во всяком случае всякое изменение нагрузки неизбежно отражается на параметрах прибора. Эти изменения опять сказываются наиболее резко для многокаскадных умножителей. Допустимая удельная нагрузка ограничивает мощность на выходе умножителя. В современных умножителях она не может без резкого

сокращения срока службы быть больше примерно 1 W. Таким образом создание «мощных» электронных умножителей сейчас не является осуществимым.

Далее, как температурные эффекты, так и влияние пополнения ведут к понижению σ от каскада к каскаду. Поэтому формула, по которой определяется обычно полное усиление, даваемое умножителем: $\mu = \sigma^n$, где μ — полное усиление и n — число каскадов умножения, не применима не только из-за «потерь» электронов при переходе с каскада на каскад, но и при наилучшей фокусировке по причине изменений самого σ и вообще должна быть заменена такой: $\mu = \sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_n$. Таким образом сама природа современных эффективных эмиттеров является причиной крайне нежелательных для технических приборов свойств электронных умножителей: разброса параметров, подверженности внешним воздействиям, изменения параметров в работе.

3. Все это позволяет считать действительно полноценными техническими приборами со вторичной эмиссией лишь те, в которых не стремятся к получению экстремальных значений, т. е. лишь таких, где явление используется в меру возможности. К числу таких применений относятся умножители с малым числом каскадов, применяемые с успехом, например, для усиления импульсов с мозаики иконоскопа. В этом случае выигрыш получается за счет того, что слабый сигнал усиливается без наложения на него флуктуаций в канале связи и во входном сопротивлении лампы. Далее, безусловно заслуживающим внимания является применение трехэлектродных фотоэлементов⁴⁷ и умножителей с малым числом каскадов, поскольку этим путем возможно получать безинерционное усиление, также без наложения флуктуаций на слабый сигнал. Такие фотоэлементы используются в механическом телевидении. Наконец, остроумное использование вторичной эмиссии, открывающее новые перспективы для развития электронных коммутаторов, было описано недавно Д. В. Зерновым⁴⁸.

VIII. ВОЗМОЖНОСТИ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ

1. Из всего сказанного не следует делать вывода о безнадежности применений приборов со вторичной эмиссией более широких, чем это целесообразно в настоящий момент. Вывод, который должен быть сделан, состоит в том, что до сего времени слишком мало уделялось внимания принципиальной стороне вопроса, вследствие чего до сих пор ничего не было сделано для того, чтобы приспособить самое явление для успешного его использования, и использовалось оно в сыром виде — в том виде, в каком оно было открыто.

Примером обратного положения вещей является использование фотоэффекта. Обнаруженный впервые на тяжелых металлах и в ультрафиолетовом свете⁴⁹ фотоэффект нашел себе важные применения лишь тогда, когда были созданы сложные фотокатоды, чувствительные к видимому и даже инфракрасному свету⁵⁰. Этот путь

был пройден в результате большой, но довольно бессистемной работы на протяжении почти 40 лет. Эта бессистемность являлась вынужденной, так как работа велась без верных ориентирующих точек зрения, ибо представления о фотоэффекте радикально менялись за этот промежуток времени не один раз. Поэтому нам и представляется столь необходимым — и прежде всего для практики — наличие правильной, хотя бы и примитивной, теории.

2. Так как в основе явления лежат полупроводниковые свойства эмиттеров, то прежде всего надлежит стремиться к нахождению таких полупроводников, которые, по возможности, менее резко проявляли бы свои полупроводниковые свойства, а также использовать полупроводники в таких условиях, где эти свойства менее всего сказываются. Так как и температурные изменения сопротивления и зависимость от плотности первичного тока будут, вообще, тем больше, чем больше сопротивление, это означает ориентацию на возможно более тонкие эмитирующие слои. Далее, поскольку всегда желательно иметь малое D_0 , следует применять полупроводники, сильно рассеивающие первичный поток. Это условие может быть осуществлено как путем создания дополнительных центров рассеяния¹⁶ (рис. 7), так и посредством использования полупроводников с тяжелыми атомами.

Уменьшение рабочей толщины эмиттера D_0 имеет еще и другое важное преимущество. Для эмиттеров с малым D_0 должен быть выше коэффициент полезного действия эмиттера η . Величина η определяется отношением энергии, уносимой вторичными электронами, к энергии, приходящей с первичным пучком. Вследствие характера распределения вторичных электронов по скоростям^{41, 51} (значительное преобладание медленных электронов) для всех эмиттеров η оказывается порядка нескольких процентов. Повышение η будет иметь следствием увеличение стойкости эмиттера в отношении как обратимых, так и необратимых изменений. Теоретическим верхним пределом для простого эмиттера, т. е. такого, в котором все направления движения возникших вторичных электронов (после гомогенизации) равновероятны, является $\eta = 50\%$. Однако если создать условия для преобладания движения возникших вторичных электронов к поверхности, можно думать и о больших значениях η .

Наконец, весьма существенным является недостаточно ясный в настоящее время вопрос об уровне шумов в приборах со вторичной эмиссией. Уровень шумов определяет собой порог чувствительности и, следовательно, преимущества вторично-электронного или обычного (ламповый усилитель) способа усиления слабых сигналов и, тем самым, ценность электронных умножителей, например, как индикаторов лучистой энергии.

Все перечисленные вопросы требуют для своего разрешения большой и тщательной исследовательской работы с использованием экспериментальной техники, стоящей на уровне подлежащих решению задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Кубецкий, патент 1930 г.
2. P. T. Farnsworth, J. Frankl. Inst., **218**, 411, 1934.
3. Jonker a. Overbeek, Wireless Engineer, **15**, 150, 1938.
4. Успехи физич. наук, **16**, 467, 1936.
5. Известия ОН АН СССР (в печати).
6. Н. С. Хлебников и Н. С. Зайцев, Успехи физич. наук, **19**, 278, 1938.
7. Н. С. Хлебников и Н. С. Зайцев, Журнал техн. физики (в печати).
8. I. Tamm, Z. Physik, **68**, 97, 1931.
9. I. F. Kwarzhava, Sov. Phys., **10**, 809, 1936.
10. K. Sixtus, Ann. Phys., **3**, 1017, 1929.
11. L. Treloar, Nature, **137**, 579, 1936.
12. Л. В. Грошев, Журнал технич. физики, **5**, 1220, 1935.
13. F. M. Penning a. A. A. Kruithof, Physica, **2**, 793, 1935.
14. С. Ю. Лукьянов, Журнал технич. физики, **6**, 1256, 1936.
15. H. Bruining, Physica, **3**, 1046, 1936.
- 15a. H. O. Müller, Z. Physik, **104**, 475, 1937.
16. Н. С. Хлебников и А. С. Коршунова, Журнал технич. физики, **8**, 500, 1938.
17. П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, Журнал технич. физики, **6**, 1645, 1936.
18. П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, Журнал технич. физики, **7**, 2138, 1937.
19. H. Bruining a. J. H. de-Boer, Physica, **5**, 17, 1938.
20. A. Dobroliubsky, Sov. Phys., **10**, 242, 1936.
21. P. L. Copeland, Phys. Rev., **46**, 166, 1934.
22. P. L. Copeland, Phys. Rev., **48**, 96, 1935.
23. R. Warnescke, J. Phys. Rad., **7**, 270, 1936.
24. Н. С. Хлебников, Журнал технич. физики, **8**, 995, 1938.
25. R. Kollath, Physik. Z., **38**, 202, 1937.
26. С. Ю. Лукьянов, Журнал технич. физики, **8**, 671, 767, 1938.
27. F. M. Penning a. J. Moubis, Physica, **2**, 55, 1935.
28. H. E. Farnsworth, JOSA, Rsl, **15**, 290, 1927.
29. R. Petry, Phys. Rev., **26**, 346, 1925.
30. H. Bruining a. J. H. de-Boer, Physica, **4**, 473, 1937.
31. Н. С. Хлебников и Н. С. Зайцев, ДАН (в печати).
32. Ж. Г. де-Бур, Электронная эмиссия и явления адсорбции, ОНТИ, 1936.
33. Н. С. Хлебников, Известия ОН АН СССР (в печати).
34. Д. С. Афанасьева (неопубликовано); Г. А. Кузьмин (неопубликовано).
35. P. Görlisch, Z. Physik, **101**, 335, 1936.
36. Н. С. Хлебников и Н. С. Зайцев, Журнал технич. физики (9, 1939); Успехи физич. наук, **19**, 278, 1938.
37. Н. С. Хлебников, Журнал технич. физики (в печати).
38. А. С. Коршунова и Н. С. Хлебников, Журнал технич. физики (в печати).
39. М. М. Вудынский, Журнал технич. физики, **8**, 790, 1938.
40. H. Frölich, Ann. Phys., **13**, 289, 1932.
- 40a. Н. Д. Моргулис и О. Т. Нагорский, Физич. зап. АН УССР, **7**, 147, 1938.
41. T. Solter, Phys. Rev. **36**, 1212, 1930.
42. К. Рамзауэр и Р. Коллат, Успехи физич. наук, **14**, 957, 1934; **15**, 128, 407, 1935.
43. E. J. Williams, Sc. Progr., № 121, 1936.
44. С. Ю. Лукьянов и В. Н. Бернатович, ЖЭТФ, **7**, 856, 1937.
45. M. Pirani, Z. Elektrochem., **11**, 555, 1905.
46. Rao, Proc. Roy. Soc., A **128**, 41, 1930.

47. Симон и Зурман, Фотоэлементы и их применение, ОНТИ, 1936.
 48. Д. В. Зернов и А. И. Парфентьев, Кино-фото-химпромышленность, № 6, 34, 1938.
 49. А. Л. Юз и Л. А. Дюбридж, Фотоэлектрические явления, ОНТИ, 1938.
 50. A. R. Olpin, Phys. Rev., **36**, 251, 1930.
 51. А. И. Пятницкий, Журнал технич. физики, **8**, 1014, 1938.
 52. А. Е. Кадышев, ЖЭТФ (в печати).
 53. H. Bruining, Diss. Leiden, 1938.
 54. Б. Гудден, Успехи физич. наук, **15**, 703, 1935 (рис. 3).
 55. A. Dember, Z. Physik, **33**, 529, 1925.
 56. П. В. Шмаков, Журнал технич. физики, **6**, 1261, 1936.
 57. L. Malter, Phys. Rev., **50**, 46, 1936.
-