

этую зависимость, можно было бы оценить нижний предел для массы фотона. Найти выражения для фазовой и групповой скорости света в вакууме в предположении, что $m_\Phi \neq 0$.

Решение. Энергия фотона $\hbar\omega$ и его импульс $\hbar k$ связаны соотношением

$$(\hbar\omega)^2 - (c\hbar k)^2 = (m_\Phi c^2)^2, \quad (1.8)$$

где, разумеется, под c следует понимать уже не скорость света в вакууме, а некоторую фундаментальную скорость, входящую в теорию относительности. Из уравнения (1.8) и определятся фазовая скорость света в вакууме $v = \omega/k$:

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{m_\Phi c^2}{\hbar\omega} \right)^2} \approx \frac{1}{c} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_\Phi c^2}{\hbar\omega} \right)^2 \right]. \quad (1.9)$$

На опыте измеряется не фазовая, а групповая скорость света. Для нее из формулы (1.8) получается

$$u = d\omega/dk = c^2 (k/\omega) = c^2/v, \quad (1.10)$$

или

$$u = c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_\Phi c^2}{\hbar\omega} \right)^2 \right] = c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{c\lambda}{h} m_\Phi \right)^2 \right]. \quad (1.11)$$

Современные радиолокационные методы измерения скорости света при различных частотах приводят к результату $m_\Phi < 4 \cdot 10^{-21} m_e$, где m_e — масса электрона.

§ 2. Фотоэлектрический эффект

1. Одним из явлений, подтверждающих гипотезу фотонов, является **фотоэлектрический эффект**, к рассмотрению которого мы и перейдем.

В 1887 г. Генрих Герц (1857—1894) обнаружил, что освещение ультрафиолетовым светом *отрицательного электрода* искрового промежутка, находящегося под напряжением, облегчает проскакивание искры между его электродами. Занятый в то время исследованиями электромагнитных волн, предсказанных Максвеллом, Герц не обратил на это явление серьезного внимания. Первые исследования явления принадлежат Хальваксу (1859—1922), Риги (1850—1921) и в особенности А. Г. Столетову (1839—1896).

Сущность явления, обнаруженного Герцем, состоит в том, что *при освещении ультрафиолетовыми лучами отрицательно заряженного металлического тела оно теряет отрицательный заряд*. При освещении такими же лучами положительно заряженного тела потери заряда не наблюдаются. Более того, если тело не было заряжено, то при освещении оно заряжается *положительно* до потенциала в несколько вольт. После открытия электрона в 1897 г. Дж. Дж. Томсоном (1856—1940) опытами самого Томсона, а также Ленарда (1862—1947) вскоре был найден удельный заряд e/m для частиц, теряемых телами при освещении. Он оказался таким же, как и для частиц катодных

лучей. Тем самым было доказано, что при освещении тела теряют электроны.

Явление вырывания электронов из вещества при освещении его светом получило название *фотоэлектрического эффекта* или, короче, *фотоэффекта*. Различают *внешний* и *внутренний* фотоэффект. При внешнем фотоэффекте электроны освобождаются светом из поверхностного слоя вещества и переходят в другую среду, в частности в вакуум. При внутреннем фотоэффекте оптически возбужденные электроны остаются внутри освещаемого тела, не нарушая электрическую нейтральность последнего. Для обоснования гипотезы фотонов основное значение имеет *внешний фотоэффект*, который преимущественно и рассматривается в этом параграфе. О внутреннем фотоэффекте и о его применениях будет сказано несколько слов в конце этого же параграфа.

Электроны, вырванные под действием света, называются *фотоэлектронами*. Фотоэлектрическими свойствами обладают как металлы, так и диэлектрики, а также полупроводники и электролиты, причем необходимым (но недостаточным) условием фотоэффекта является заметное поглощение используемого света в поверхностном слое освещаемого тела. Фотоэлектрический эффект вызывается не только ультрафиолетовыми лучами. Щелочные металлы — литий, натрий, калий, рубидий, цезий — весьма чувствительны к фотоэлектрическому действию и в видимой области спектра. А специальная обработка поверхностей этих и других металлов делает их способными испускать фотоэлектроны даже под действием инфракрасных лучей.

2. На рис. 1 показана принципиальная схема экспериментальной установки для исследования фотоэффекта. Фотоэлектроны, вырванные при освещении из катода, увлекаются приложенным напряжением к аноду и замыкают цепь. По скорости

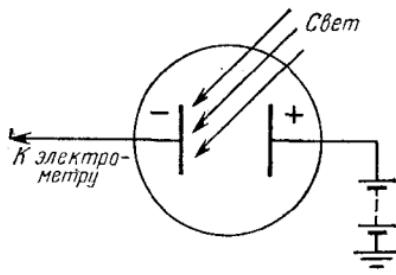


Рис. 1

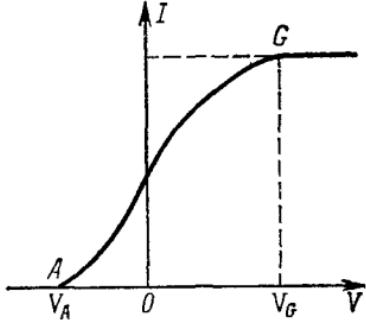


Рис. 2

зарядки электрометра (вместо электрометра можно взять чувствительный гальванометр) можно определить силу электрического тока в цепи, а с ней и количество фотоэлектронов, достигающих анода в единицу времени. Опыты подобного рода в

ранних исследованиях производились в газах. Но их лучше производить в вакууме, так как газ только осложняет явления, происходящие в поверхностном слое металла.

Фотоэффект с данного вещества сильно зависит от состояния его поверхности. Для получения однозначных результатов исследование этого явления необходимо производить в хорошем вакууме, предварительно тщательно очистив поверхность исследуемого тела. Перед помещением электродов в прибор материал, служащий катодом, подвергают перегонке в вакууме, а затем наносят тонким слоем на какую-либо подложку.

Если при постоянных интенсивности и частоте падающего света менять напряжение V между анодом и катодом, то зависимость фототока I от V представится кривой, схематически изображенной на рис. 2. Она называется *характеристикой фотоэлемента*, т. е. того прибора, в котором наблюдается фотоэффект. При увеличении напряжения характеристика переходит в горизонтальную прямую, которой соответствует максимальный ток. Он называется *током насыщения*. Насыщение достигается тогда, когда все электроны, вырванные светом с поверхности катода, попадают на анод. Дальнейшее повышение напряжения не меняет силу фототока: она определяется только количеством *ежесекундно вырываемых электронов*.

Существование тока насыщения экспериментально было установлено А. Г. Столетовым. Им же было доказано на опыте, что *ток насыщения строго пропорционален интенсивности падающего света*, если только частота его остается постоянной. Точнее, ток насыщения пропорционален интенсивности *поглощаемого света*. Однако последняя в свою очередь пропорциональна интенсивности падающего света, а потому в формулировку закона и входит интенсивность того же света. Кроме того, закон пропорциональности Столетова строго соблюдается лишь при условии, когда ток насыщения образован только электронами, освобожденными светом с *светочувствительной поверхности тела*. Для этого светочувствительная поверхность должна помещаться в вакууме. В газонаполненных приборах могут наблюдаться заметные отступления от простой пропорциональности. Такие приборы обычно чувствительнее вакуумных, так как в них к току электронов, освобожденных светом со светочувствительной поверхности тела, добавляется еще *ток ионизации газа*, наполняющего прибор. Поэтому газонаполненными приборами, если они применяются для измерений, надо пользоваться с осмотрительностью.

3. Можно было бы попытаться дать качественное объяснение фотоэффекта с волновой точки зрения. Свободные электроны, в изобилии имеющиеся в металле, удерживаются в нем задерживающим полем, существующим на границе металла. Работа выхода электрона из металла составляет несколько электрон-

вольт. В электрическом поле световой волны свободный электрон приходит в колебания. Когда энергия колебаний сделается достаточно большой, электрон может преодолеть задерживающее поле и уйти за пределы металла. Если же электрон связанный, то все будет происходить аналогично, но зависимость энергии колебаний от частоты будет носить более сложный, резонансный характер.

Однако такое объяснение не согласуется с опытом. Кинетическая энергия колеблющегося электрона заимствуется от световой волны. Казалось бы, что энергия вылетевшего электрона должна быть тем больше, чем больше интенсивность падающего света. Но опыты Ленарда и многочисленные исследования других ученых показали, что *максимальная скорость, с которой электроны вылетают из тела, от интенсивности падающего света совсем не зависит, а определяется только его частотой*. (Предполагается, что материал тела и состояние освещаемой поверхности остаются неизменными.)

Другое резкое расхождение с опытом получится, если на основе приведенного объяснения оценить время возникновения фотоэффекта. Действительно, возьмем, например, электрическую лампочку мощностью $P = 100$ Вт. Для простоты будем считать ее точечным и изотропно излучающим источником света. По классической волновой теории поток лучистой энергии распространяется от источника света *непрерывно* во все стороны. Пусть свет падает нормально на плоский фотокатод из цинка, расположенный на расстоянии r от лампочки. Энергетическая освещенность, создаваемая лампочкой на фотокатоде, будет $P/(4\pi r^2)$. Работа выхода электрона A из цинка составляет около 3,74 эВ. Ясно, что для выхода электрона из металла энергия, накопленная им при вынужденных колебаниях, должна быть не меньше A . Максимальная энергия, которую может получить атом от излучения за время t , составляет $\mathcal{E}_{\max} = (P/4\pi r^2)\sigma t$, где σ — поперечное сечение атома. Энергия, переданная электрону за то же время, меньше \mathcal{E}_{\max} . Но она должна быть не меньше A , чтобы электрон мог выйти из металла, т. е. $\mathcal{E}_{\max} > A$, а потому должно быть $t > (4\pi r^2/\sigma P)A$. Среднее расстояние между атомами цинка найдется по формуле $d = (M/\delta N_A)^{1/3}$, где N_A — постоянная Авогадро, M — молярная масса, δ — плотность цинка. Для цинка $M = 65$ г/моль, $\delta = 7$ г/см³, а следовательно, $d = 2,49 \cdot 10^{-8}$ см. Сечение σ можно оценить по формуле $\sigma \approx d^2 \approx 6 \cdot 10^{-16}$ см². Если положить еще $r = 1$ м, то получится $t \geq 1,25$ с. Таким образом, по классической волновой теории фотоэффект должен протекать с запаздыванием. Если учесть, что фотоэлементы реагируют на значительно более слабые световые потоки, чем в нашем примере, то и запаздывание фотоэффекта может получиться много больше того, которое мы вычислили. Между тем опыт показывает, что

фотоэффект протекает безынерционно, т. е. фототок появляется мгновенно — одновременно с освещением. Именно на такой безынерционности основаны практически все научно-технические применения фотоэффекта.

4. Указанные трудности отпадают, если фотоэффект рассматривать с фотонной точки зрения. Взаимодействуя с электроном металла, фотон может обмениваться с ним энергией и импульсом. Такой процесс взаимодействия напоминает удар шаров, а потому его образно называют *столкновением*. Фотоэффект возникает при *неупругом столкновении* фотона с электроном. При таком столкновении фотон поглощается, а его энергия передается электрону. Таким образом, электрон приобретает кинетическую энергию не постепенно, а сразу — в результате единичного акта столкновения. Этим и объясняется безынерционность фотоэффекта.

Энергия поглощаемого фотона может затрачиваться на отрыв электрона от атома внутри металла. Оторванный электрон может взаимодействовать с атомом внутри металла, растративая энергию на тепло. Максимальной энергией вылетевший электрон будет обладать тогда, когда внутри металла он был *свободен*, т. е. не связан с атомом, а при вылете наружу не расходовал энергию на тепло. В этом случае кинетическая энергия электрона тратится только на преодоление задерживающих сил, действующих в поверхностном слое металла, т. е. на *работу выхода*. Предположим, что электрон получил кинетическую энергию при столкновении *только с одним фотоном*. Многофотонные процессы, которые будут рассмотрены в пункте 9, возможны, но при слабых интенсивностях света (линейная оптика) маловероятны. Тогда *максимальная кинетическая энергия, которой будет обладать вылетевший электрон, определится формулой*

$$\frac{1}{2}m_e v_{\max}^2 = h\nu - A, \quad (2.1)$$

где A — работа выхода, а m_e — масса покоя электрона. Эта формула впервые была получена Эйнштейном и носит его имя.

Прежде чем анализировать формулу Эйнштейна, необходимо выяснить, как может «свободный электрон в металле» поглотить фотон. Не противоречит ли это утверждению, доказанному в конце предыдущего параграфа, согласно которому поглощение фотона свободным электроном несовместимо с законами сохранения энергии и импульса? На самом деле противоречия нет. Противоречие возникает из-за неудачной терминологии. «Свободный электрон в металле» в действительности *не свободен*. Он как бы заперт в ящике, вблизи стенок которого действует задерживающее поле. Фотон взаимодействует не только с электроном, но происходит взаимодействие обеих этих частиц с металлом в целом. При взаимодействии же трех тел законы

сохранения энергии и импульса могут выполняться одновременно. Импульс фотона воспринимается как электроном, так и металлом, энергия же передается только электрону, так как масса металла может считаться бесконечно большой.

5. Из формулы Эйнштейна (2.1) вытекают два следствия, находящиеся в строгом согласии с опытом.

1) *Максимальная кинетическая энергия вырванных электронов линейно зависит от частоты освещдающего света и не зависит от его интенсивности. Интенсивность оказывает влияние только на количество вырванных электронов, но совсем не влияет на их максимальную кинетическую энергию.* Любопытно, что тангенс угла наклона прямой (2.1) к оси частот v равен постоянной Планка h (по оси абсцисс отложена частота v , по оси ординат — максимальная кинетическая энергия электрона $\frac{1}{2}m_e v^2_{\max}$). Это дает новый метод измерения постоянной Планка.

2) *Существует низкочастотная граница (порог) фотоэффекта, т. е. такая частота v_0 , ниже которой фотоэффект не наблюдается.* Она зависит от состава облучаемого тела и состояния его поверхности.

В самом деле, представим работу выхода в виде $A = hv_0$, где v_0 — положительная постоянная, и запишем формулу (2.1) так:

$$\frac{1}{2}m_e v^2_{\max} = h(v - v_0). \quad (2.2)$$

При $v < v_0$ правая часть отрицательна. А это невозможно, так как левая часть существенно положительна. Следовательно, при $v < v_0$ фотоэффект невозможен. Частота v_0 и есть *низкочастотная граница фотоэффекта*. Существование такой границы совершенно непонятно с волновой точки зрения.

6. Экспериментальная проверка формулы Эйнштейна и следствий из нее имеет громадное значение не только для теории света, но и для всей физики. Она производится путем снятия характеристик фотодиода, в котором падающий свет возбуждает электрический ток. Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. Существенно, что фототок должен измеряться не только при положительных значениях разности потенциалов между анодом и катодом (ускоряющее поле), но и при отрицательных (замедляющее поле). Для повышения точности измерений прибор конструируют так, чтобы практически все фотоэлектроны, вырванные светом из катода, попадали на анод. С этой целью вместо плоского применяют *сферический конденсатор*, внешней обкладкой которого служит большая металлическая сфера, а внутренней — маленький шарик из исследуемого материала.

Фотоэлектрон, освобожденный светом, может претерпеть столкновение с атомом внутри поверхностного слоя металла.

Из-за этого он может замедлиться и даже не выйти наружу. Приложенное электрическое поле способствует ускорению замедлившихся электронов и выходу их из металла. В этом причина, почему сила фототока возрастает с напряжением между катодом и анодом. Для проверки формулы Эйнштейна (2.1) надо измерить максимальную кинетическую энергию фотоэлектрона, которой он обладает по выходе из металла. Такие измерения затруднены *контактной разностью потенциалов*, весьма чувствительной к поверхностной обработке металла, а потому трудно контролируемой. Для исключения влияния контактной разности потенциалов на вольт-амперной характеристике фотоэлемента отмечают две точки: одну A , в которой ток обращается в нуль задерживающим полем; другую G , с которой начинается ток насыщения (рис. 2). Показания вольтметра, соответствующие этим точкам, обозначим через V_A и V_G . Это есть именно *показания вольтметра*, а не разности потенциалов между анодом и катодом. К последним должна быть добавлена контактная разность потенциалов V_c между теми же электродами. Полные разности потенциалов равны $V_A + V_c$ и $V_G + V_c$ соответственно.

При показаниях вольтметра меньше V_A все электроны задерживаются и не достигают анода. Когда вольтметр показывает V_A , анода начинают достигать электроны с максимальной скоростью v_{\max} . Приравнивая энергии электрона в точках A и G характеристики, получим

$$\frac{1}{2}m_e v_{\max}^2 = -e(V_A + V_c),$$

где e — заряд электрона по абсолютной величине. (Тепловыми скоростями мы пренебрегаем, так как средняя энергия теплового движения kT пренебрежимо мала по сравнению с энергией фотона hv .) Когда же вольтметр показывает V_G , наоборот, даже электроны нулевой скорости начинают достигать анода, поэтому

$$0 = -e(V_G + V_c).$$

Из последнего уравнения находится контактная разность потенциалов: $V_c = -V_G$. Первое же уравнение определяет искомую максимальную кинетическую энергию фотоэлектрона:

$$\frac{1}{2}m_e v_{\max}^2 = e(V_G - V_A). \quad (2.3)$$

Из уравнения $V_G = -V_c$ следует, что положение точки V_G на вольт-амперной характеристике фотоэлемента зависит только от контактной разности потенциалов, но не зависит от частоты v падающего света. Напротив, положение точки V_A меняется с частотой v , так как от частоты зависит максимальная энергия $\frac{1}{2}m_e v_{\max}^2$, которой определяется величина $V_A + V_c$. При увеличении частоты характеристики будут смещаться вле-

во, но абсцисса V_0 будет оставаться неизменной. Если характеристики строить в таком масштабе, чтобы на них ток насыщения всегда изображался ординатами одинаковой величины, то все они будут проходить через одну и ту же точку G .

В начале пункта 6 было отмечено преимущество сферического конденсатора перед плоским. Теперь, после изложения идеи метода определения максимальной кинетической энергии фотоэлектрона, можно указать на другое преимущество. В случае плоского конденсатора для попадания фотоэлектронов на анод имеют значение не полные скорости их, а только составляющие, перпендикулярные к поверхности анода. Касательные составляющие приводят к тому, что характеристика фотоэлемента в точках A и G не пересекает горизонтальные прямые, а подходит к ним *асимптотически*. Это затрудняет определение положения самих точек A и G . В сферическом же конденсаторе с малым внутренним шариком этого не получается, так как все скорости фотоэлектронов практически радиальные, т. е. нормальны к поверхности анода.

Точная экспериментальная проверка формулы Эйнштейна была впервые осуществлена Ричардсоном (1879—1959) и Карлом Комptonом (1887—1954) в 1912 г., а еще более тщательно Милликеном (1868—1953) в 1916 г. Обе работы подтвердили формулу Эйнштейна, хотя и были не совсем свободны от возражений. В наиболее чистых условиях проверка была произведена П. И. Лукирским (1894—1954) и С. С. Прилежаевым в 1926 г. Схема их установки приведена на рис. 3. Прибор представлял собой сферический конденсатор, в котором создавался

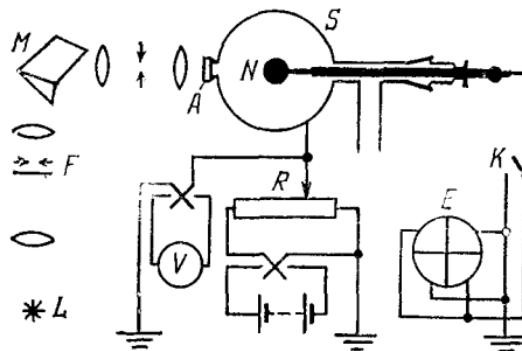


Рис. 3

вакуум, с наружной обкладкой в виде слоя серебра, нанесенного на внутреннюю поверхность сферы S (с диаметром 11 см). Внутренней обкладкой служил шарик N (с диаметром 1,5 см) из металла, с поверхности которого изучался фотоэффект. Чтобы шарик можно было легко заменять, он навинчивался на стержень, связанный со шлифом. Кварцевая изоляция устранила возможность влияния ползучих зарядов со стекла. Шарик N можно было освещать через отверстие A , закрытое кварцевой пластинкой. Свет поступал от ртутной дуги, предварительно пройдя через монохроматор M . Был изучен фотоэффект с металлами: Al, Zn, Sn, Ni, Ag, Cd, Pb, Cu, Pt. На рис. 4 приведены характеристики фотоэлемента для цинка ($\lambda = 230,2; 253,7$

313,0 нм для кривых 1, 2, 3 соответственно). Для других металлов характеристики имели аналогичный вид. Все они построены в таком масштабе, в котором ток насыщения условно принят равным 100. При этом условии все кривые для одного и того же металла, но при различных длинах волн сверху пересекались в одной и той же точке, в которой они переходили в горизонтальные участки.

Это находится в согласии с тем, что было сказано выше. Авторы получили для постоянной Планка значение $h = 6,58 \cdot 10^{-27}$ эрг·с (если пересчитать их результат на современное значение заряда электрона).

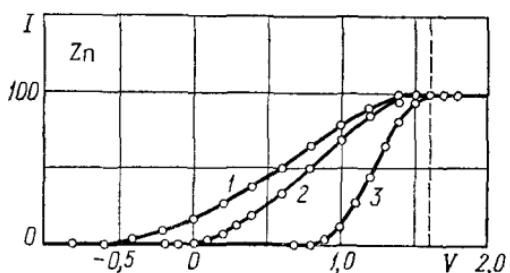


Рис. 4

с работой выхода A . Иными словами, частота v велика по сравнению с частотой v_0 низкочастотной границы фотоэффекта. В этом случае в уравнении (2.1) величиной A можно пренебречь и написать

$$\frac{1}{2}m_e v_{\max}^2 = h\nu, \quad (2.4)$$

или

$$eV = h\nu, \quad (2.5)$$

где eV — энергия электрона, выраженная через ускоряющее напряжение. Эта формула справедлива не только для прямого фотоэффекта, в котором энергия световых квантов переходит в кинетическую энергию электронов. Она относится и к обратному фотоэффекту, в котором рентгеновские кванты получаются за счет кинетической энергии электронов, бомбардирующих металл. Именно такой процесс происходит в рентгеновских трубках. В этом случае формула (2.5) определяет максимальную частоту, с которой могут испускаться рентгеновские лучи анодом при заданном напряжении на трубке. Существование максимальной граничной частоты подтверждается опытом. Это также говорит в пользу квантовой теории света.

При бомбардировке анодата электроны тормозятся, из-за чего возникает так называемое *тормозное рентгеновское излучение*. Спектр этого излучения при разложении по длинам волн оказывается сплошным, как и спектр видимого белого света. По этой причине сплошное рентгеновское излучение называется *белым*. Его спектральная интенсивность при различных напряжениях на трубке представлена кривыми на рис. 5 (для вольфрамового анодата). В сторону длинных волн кривая интенсивности спадает полого, асимптотически приближаясь к

нулю с увеличением длины волны. Напротив, со стороны коротких волн кривая интенсивности резко обрывается при некотором значении длины волны, называемой *коротковолновой границей сплошного рентгеновского излучения*. Эта граница определяется формулой (2.5), из которой следует

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV} = \frac{12,40}{V} \text{ \AA}, \quad (2.6)$$

где напряжение на трубке V измеряется в киловольтах. Коротковолновая граница не зависит от материала анодика, а определяется *только напряжением на трубке*. Если увеличивать напряжение выше определенного предела, зависящего от материала анодика, то на сплошное излучение накладываются узкие спектральные линии, составляющие так называемое *характеристическое излучение* анодика. Но и в этом случае коротковолновая граница рентгеновского спектра существует и определяется прежней формулой (2.6). Существование такой границы является одним из наиболее ярких проявлений корпускулярных свойств рентгеновского излучения.

Измерение коротковолновой границы рентгеновского излучения дает один из методов точного определения постоянной Планка h . Для этого служит формула (2.6). Та же формула применяется для измерения длин волн очень жесткого рентгеновского и гамма-излучения.

8. До сих пор при рассмотрении фотоэффекта мы акцентировали внимание на *корпускулярных* свойствах света. Но фотонам свойственны также и *волновые* свойства света. Проявляются ли они в явлениях фотоэффекта? На этот вопрос следует ответить утвердительно. Волновые свойства проявляются в закономерностях так называемого *селективного* (т. е. избирательного) *фотоэффекта*. Обозначим через I_λ силу фототока насыщения, отнесенную к единичному интервалу длин волн и к единице поглощенной лучистой энергии. Для фотоэффекта, называемого *нормальным*, величина I_λ монотонно убывает с длиной волны, стремясь к нулю на длиноволновой границе $\lambda = \lambda_0$ (рис. 6). Но если электрический вектор падающей волны *не перпендикулярен* к плоскости падения, то у ряда металлов

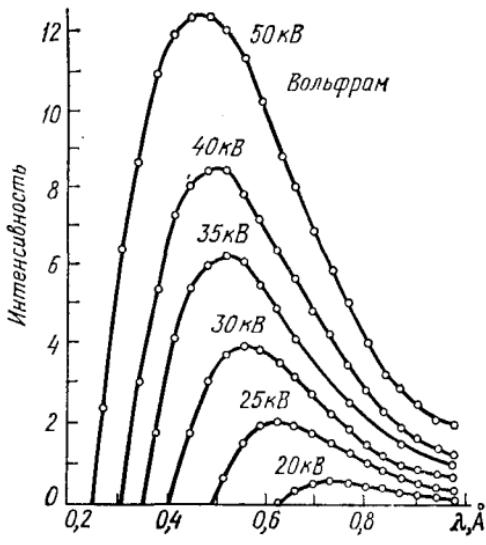


Рис. 5

особенно щелочных, на кривой $I_\lambda(\lambda)$ наблюдается *резко выраженный максимум* в определенной области спектра. У натрия, например, максимум лежит при $\lambda = 340$ нм, у калия при $\lambda = 435$ нм, у алюминия при $\lambda = 215$ нм и т. д. (см. кривую на рис. 7, относящуюся к сплаву калия и натрия). Вероятно, аналогичные максимумы существуют и для других металлов, но лежат далеко в коротковолновой области спектра, а потому

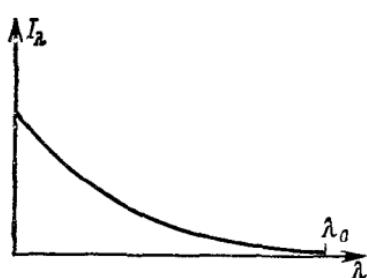


Рис. 6

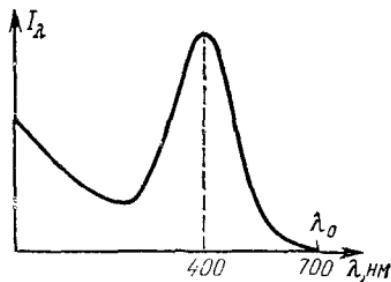


Рис. 7

труднодоступны для наблюдения. Фотоэффект, характеризующийся подобными максимумами на кривой $I_\lambda(\lambda)$, и называется *селективным*.

Максимум на кривой $I_\lambda(\lambda)$ для селективного фотоэффекта напоминает резонансный максимум при вынужденных колебаниях гармонического осциллятора. Поэтому можно сказать, что электроны в металле при селективном фотоэффекте ведут себя так, как если бы они обладали *собственными частотами*, в окрестности которых наблюдаются максимумы величины $I_\lambda(\lambda)$.

Другая особенность селективного фотоэффекта, в которой также проявляются волновые свойства света, состоит в том, что *интенсивность фототока сильно зависит от поляризации падающего света и от угла падения*. Селективный фотоэффект не наблюдается, когда электрический вектор падающей волны *перпендикулярен* к плоскости падения, а также при *нормальном падении света*. В обоих случаях в падающем свете есть составляющая электрического поля, касательная к границе металла, но нет нормальной составляющей. Явление происходит так, как если бы селективность фотоэффекта была обусловлена составляющей электрического вектора, *нормальной к поверхности металла*. Нормальная составляющая более эффективна для вырывания электрона из металла, чем касательная составляющая. В частности, селективность фотоэффекта выражена наиболее резко при скользящем падении поляризованного света, электрический вектор которого лежит в плоскости падения. Для иллюстрации высказанных утверждений на рис. 8 приведена зависимость $I_\lambda(\lambda)$ от λ для различных поляризаций падающего све-

та, а на рис. 9 — зависимость от угла падения. Рисунки относятся к тому же сплаву калия и натрия, что и рис. 7.

9. С изобретением лазеров появилась возможность экспериментировать с мощными пучками света и наблюдать *нелинейные особенности* фотоэффекта. Если интенсивность света достаточно велика, то электрон, прежде чем покинуть катод, может претерпеть столкновение не с одним, а с *несколькими фотонами* (*многофотонный процесс*). В этом случае вместо уравнения (2.1) следует написать

$$\frac{1}{2}m_e v_{\max}^2 = Nhv - A, \quad (2.7)$$

где N — число столкновений электрона с фотонами. Длинноволновая граница фотоэффекта существует по-прежнему, но граничная частота определяется выражением $v_0 = A/(hN)$, т. е. уменьшается в N раз по сравнению с однофотонным эффектом. Наблюдению такого многофотонного нелинейного эффекта длительное время препятствовало нагревание металла при лазерном освещении. Оно сопровождается *термоэлектронной эмиссией*, для которой, разумеется, длинноволновая граница не существует. Маскирующее влияние термоэлектронной эмиссии удалось устраниТЬ почти полностью применением *сверхкоротких импульсов лазерного излучения* длительностью $10^{-11} — 10^{-12}$ с. Аналогично действует *скользящее освещение фотокатода* (угол падения $\approx 85^\circ$). Таким путем длинноволновая граница многофотонного фотоэффекта надежно зафиксирована при $N = 2, 3, 4, 5$ для

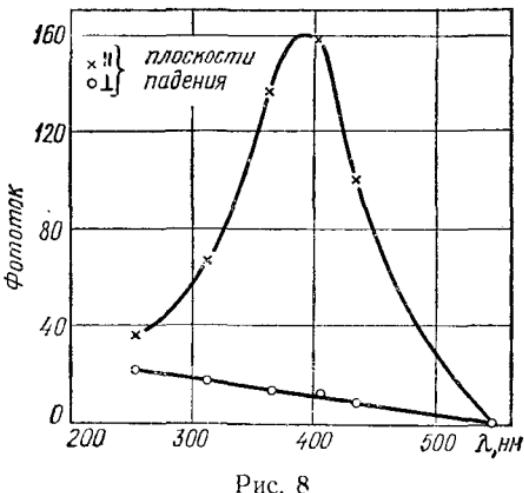


Рис. 8

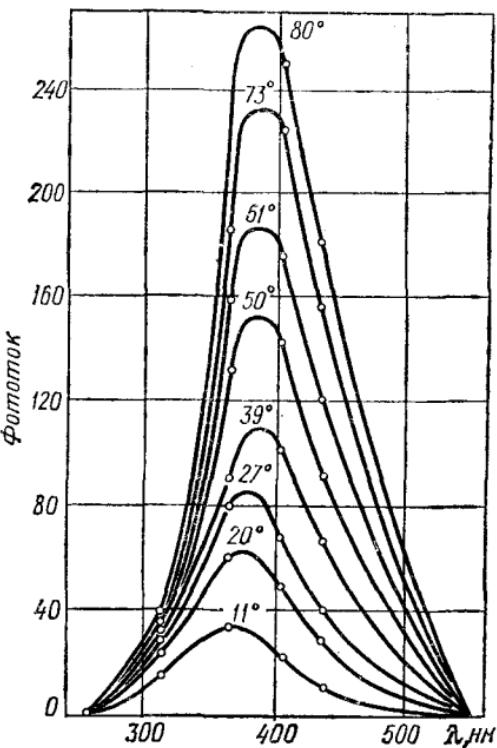


Рис. 9

различных металлов (Na, Ag, Au и пр.), а также полупроводников при изменении интенсивности света от 0,1 до 10^3 МВт. А исследование влияния поляризации света и угла падения на ток насыщения позволило установить, что многофотонный фотоэффект вызывается исключительно составляющей электрического поля, *нормальной к поверхности катода*.

10. В заключение кратко остановимся на *внутреннем фотоэффе*кте и на применении фотоэффекта. Внутренний фотоэффект может происходить в полупроводниках и диэлектриках. Под действием света часть электронов из валентной энергетической зоны переходит в зону проводимости (см. т. III, § 100). Концентрация носителей тока внутри тела увеличивается — возникает *фотопроводимость*, т. е. повышение электрической проводимости тела под действием света. Перераспределение электронов по различным энергетическим состояниям может привести также к изменению *внутреннего электрического поля* в кристалле. Это ведет к появлению *электродвижущей силы* (фото-ЭДС) на границах двух различных полупроводников или полупроводника и металла при их освещении. Около границы образуется *переходный слой*, пропускающий ток только в одном направлении, т. е. обладающий *вентильными свойствами* (см. т. III, § 100).

Фотоэффект (как внешний, так и внутренний) используется в *фотоэлектронных приборах*, получивших разнообразные применения в науке и технике (в телевидении, космической технике и т. д.). Нашли широкое применение *фотоэлементы* с внешним фотоэффектом, т. е. двухэлектродные приборы, в которых падающая на поверхность катода лучистая энергия при внешнем приложенном напряжении между электродами превращается в энергию электрического тока. Электрическое сопротивление полупроводников падает при освещении; это используется для устройства *фотосопротивлений*. Возникновение фото-ЭДС при освещении приконтактной области двух различных соприкасающихся полупроводников используется в *фотодиодах* для непосредственного превращения лучистой энергии в электрическую. *Фотоэлектронные умножители* (см. т. III, § 103), усиливающие первоначальный фототок во много раз, позволяют регистрировать очень слабое излучение, вплоть до отдельных квантов.

ЗАДАЧИ

1. Определить максимальную скорость фотоэлектронов, вылетающих из никелевого электрода, освещаемого ультрафиолетовым светом с длиной волны $\lambda = 220$ нм. Работа выхода электрона из никеля $A = 4,84$ эВ.

$$\text{Ответ. } v_{\max} = c \sqrt{\frac{2}{m_e c^2} \left(\frac{hc}{\lambda} - A \right)} = 510 \text{ км/с.}$$

2. Найти число электронов N , вырываемых светом в одну секунду из катода вакуумного фотоэлемента, если ток насыщения, протекающий через него при освещении, равен $I = 5 \cdot 10^{-10}$ А.

$$\text{Ответ. } N = I/e = 3,1 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}.$$

3. Вычислить длину волны λ для длинноволновой границы фотоэффекта на цинке, если работа выхода электрона из цинка $A = 3,74$ эВ.

Ответ. $\lambda = hc/A = 330$ нм.

4. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов при освещении цезиевого электрода монохроматическим светом оказалась равной $\mathcal{E}_{\max} = 0,15$ эВ. Вычислить длину волны λ света, применявшегося при освещении, если работа выхода электрона из цезия $A = 1,89$ эВ.

Ответ. $\lambda = hc/(\mathcal{E}_{\max} + A) = 600$ нм.

5. Уединенный медный шарик облучается ультрафиолетовым светом с длиной волны $\lambda = 200$ нм. До какого максимального потенциала зарядится шарик, если работа выхода электрона из меди $A = 4,47$ эВ?

Ответ. $V = \frac{hc/\lambda - A}{e} = 1,04$ В.

6. При каких длинах волн λ облучающего света шарик в условиях предыдущей задачи заряжаться не будет?

Ответ. $\lambda \geq hc/\lambda = 274$ нм.

7. Вакуумный фотоэлемент с катодом из молибдена освещается монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 250$ нм. При наложении задерживающей разности потенциалов фототок уменьшается и обращается в нуль, когда она достигает значения $V = 1,8$ В. Определить внешнюю контактную разность потенциалов между молибденом и материалом анода, если работа выхода электрона из молибдена $A = 4,27$ эВ.

Ответ. $V_c = \frac{hc/\lambda - A}{e} - V = -1,40$ В

Отрицательный знак означает, что при контакте молибдена с материалом анода потенциал молибдена окажется ниже.

8. Определить наибольшую скорость электронов v на аноде рентгеновской трубы, если минимальная длина волны сплошного рентгеновского излучения составляет $\lambda = 0,1$ нм.

Ответ. $v = h/m_e \lambda = 7,3 \cdot 10^3$ км/с.

§ 3. Эффект Комптона

1. В 1922 г. Артур Комптон (1892—1962) открыл явление, которое, как и фотоэффект, подтверждает гипотезу фотонов. Комптон изучал рассеяние *жесткого* рентгеновского излучения на телах, состоящих из *легких атомов* (графит, парафин и пр.). Схема его установки показана на рис. 10. Источником рентгеновского излучения служила рентгеновская трубка с молибденовым антикатодом. Узкий пучок монохроматического рентгеновского излучения выделялся диафрагмами D_1 и D_2 и рассеивался на исследуемом теле R . Для исследования спектрального состава рассеянного излучения оно после прохождения ряда диафрагм попадало на кристалл K рентгеновского спектрографа, а затем в ионизационную камеру или на фотопластинку P . Оказалось, что в рассеянном излучении, наряду с исходной длиной волны λ , появляется *смещенная линия* с длиной волны $\lambda' > \lambda$. Изменение длины волны $\lambda' - \lambda$ в длинноволновую сторону спектра при рассеянии излучения получило название *комптоновского смещения*, а само явление — *эффекта Комптона*. Опыт показал, что *комптоновское смещение* $\lambda' - \lambda$ для исследованных веществ не зависит от состава рассеивающего тела