

4498

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

ВНЕШНИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Методические указания
к самостоятельной работе

Рязань 2011

УДК 539

Внешний фотоэлектрический эффект: методические указания к самостоятельной работе / Рязан. гос. радиотехн. ун-т; Сост.: А.П.Соколов.— Рязань, 2011.—16 с.

Излагаются элементы теории, связанные с явлением фотоэлектрического эффекта. Приведены вопросы для самоконтроля и список литературы.

Предназначены для студентов всех специальностей дневной и заочной форм обучения, изучающих курс физики.

Ил. 11. Библиогр.: 4 назв.

Фототок, фотокатод, работа выхода, квант, красная граница, фотоэмиттер, квантовый выход

Печатается по решению редакционно-издательского совета Рязанского государственного радиотехнического университета.

Рецензент: кафедра общей и экспериментальной физики РГРТУ
(зав. кафедрой проф. Б. И. Колотилин)

Внешний фотоэлектрический эффект

Составитель: Соколов Александр Павлович

Редактор Р. К. Мангутова

Корректор С. В. Макушина

Подписано в печать 25. 05. 11. Формат бумаги 60 x 84 1/16.

Бумага газетная. Печать трафаретная. Усл. печ. л.1,0.

Тираж 200 экз. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ

Изучение законов теплового излучения привело к развитию представлений о том, что испускание и поглощение электромагнитных волн нагретыми телами происходят не непрерывно, а порциями (квантами), величина которых прямо пропорциональна частоте излучения. К числу явлений, в которых проявляются квантовые (корпускулярные), а не волновые свойства излучения, относится внешний фотоэлектрический эффект или просто фотоэффект. ***Фотоэффектом называется процесс испускания электронов веществом под действием электромагнитного излучения.***

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 квантовой природы излучения основное значение имеет ***внешний фотоэффект***, который и будет рассмотрен далее. На его основе разрабатываются и выпускаются многочисленные промышленные устройства. Среди них можно выделить фотоэлементы, используемые для регистрации световых потоков и применяемые в различных областях техники: связи, автоматике, телемеханике и т. д.

Фотоэффект был открыт в 1887 г. Герцем, который обнаружил, что проскакивание искры между цинковыми шариками разрядника происходит при меньшем напряжении между ними, если один из шариков осветить ультрафиолетовым светом. Занятый в то время исследованиями электромагнитных волн, предсказанных Максвеллом, Герц не обратил на это явление серьезного внимания. Первые исследования принадлежат Хальваку (1859—1922), Риги (1850—1921) и в особенности А. Г. Столетову (1839—1896).

С 1888 по 1889 г.г. Столетов проводит подробное изучение действия света на заряженные тела, называя эти действия актиноэлектрическими явлениями. Освещая дугой металлическую пластинку, он установил, что при этом пластинка теряет заряд только в тех случаях, когда она была предварительно заряжена отрицательно (т. е. соединялась с отрицательным полюсом батареи В). При обратном же включении батареи, когда на пластину подавался положительный заряд, фототок не регистрировался. Схема опыта представлена на рис. 1. Между обкладками конденсатора, состоящего из полированной цинковой пластинки С и металлической сетки C^1 , создавалась разность потенциалов с помощью батареи В. Ток I_{ϕ} ,

возникающий при освещении пластинки С дугой А, мог измеряться гальванометром G.

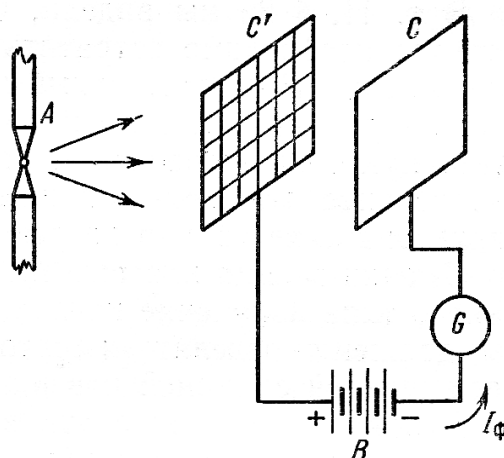


Рис. 1

На основании своих измерений Столетов установил следующие закономерности рассматриваемого явления: 1) *испускаемые под действием света с поверхности вещества частицы имеют отрицательный знак*; 2) *наиболее эффективное действие на фотоэффект оказывают ультрафиолетовые лучи*; 3) *величина испущенного телом заряда пропорциональна поглощенной им световой энергии*; 4) *фотоэффект является безынерционным явлением, т. е. не обнаруживается запаздывание в появлении вылетающих частиц в интервале 10^{-10} с после начала освещения*. В 1898 г. Ленард и Томсон измерили отношение заряда к массе частиц, появляющихся при фотоэффекте, изучая их отклонение в электрических и магнитных полях. Основываясь на полученных данных, они пришли к выводу, что этими частицами являются электроны.

Рассмотрим в общих чертах механизм выбивания электронов при фотоэффекте. При этом ограничимся рассмотрением только металлических тел. Согласно электронной теории электроны в металле (точнее, валентные электроны, занимающие внешние оболочки) находятся в прямоугольной потенциальной яме конечной высоты E_{Π} (рис. 2,а). При температуре абсолютного нуля $T = 0$ К они заполняют в соответствии с принципом Паули различные энергетические уровни вплоть до некоторого максимального (энергия этого уровня называется энергией Ферми), образуя зону проводимости. Из рисунка видно, что разность между высотой

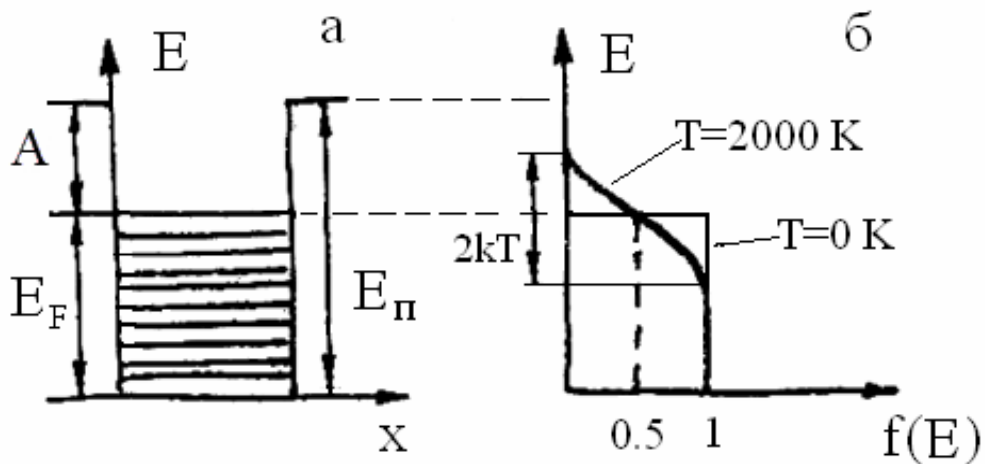


Рис. 2

потенциального порога E_{Π} на границе металла и энергией Ферми E_F равна **работе выхода** A , т. е. минимальной энергии, которую надо затратить, чтобы электрон с верхнего уровня вывести за пределы металла.

По современным представлениям электроны подчиняются статистике Ферми - Дирака, а их распределение по энергетическим уровням описывается функцией распределения Ферми $f(E)$. Вид этой функции показан на рис. 2,б. Ступенчатая кривая соответствует распределению электронов при температуре $T = 0$ K. Такой вид кривой означает, что все энергетические уровни, расположенные ниже уровня Ферми E_F , заняты электронами полностью [$f(E) = 1$ для $E < E_F$], а уровни, лежащие выше уровня Ферми, абсолютно свободны [$f(E) = 0$ для $E > E_F$]. Для металлов типичные значения энергии Ферми попадают в интервал 3–6 эВ.

При отличной от нуля температуре T граница между занятыми и пустыми энергетическими уровнями зоны определена не резко [(плавная кривая $f(E)$ на рис. 2,б)] из-за появления термически возбужденных электронов. Тепловое «размытие» границы по порядку величины равно $2kT$ и при комнатной температуре $T = 300$ K соответствует примерно 0,05 эВ, т. е. составляет для металлов около 1 % энергии E .

Покинуть потенциальную яму и уйти за пределы металла могут только те электроны, которые обладают достаточной энергией для того, чтобы преодолеть потенциальный порог высоты E_{Π} . При комнатной и более низкой температурах электроны не могут самопроизвольно покинуть потенциальную яму, поскольку работа

выхода A для металлов равна несколько эВ. Чтобы это произошло, электронам, находящимся в яме, необходимо сообщить дополнительную энергию. Это можно сделать, например, освещая металл светом, у которого энергия квантов $\epsilon = h\nu$ больше работы выхода A . Получив от падающей световой волны дополнительную энергию, некоторые электроны покинут металл и будут двигаться с разными скоростями. Скорость электрона при заданной частоте ν облучающего света зависит от того, с какого энергетического уровня он был выбит.

Основные закономерности фотоэффекта проявляются при изучении зависимостей количества испускаемых освещенной поверхностью металла фотоэлектронов (величины фототока) и их кинетических энергий от интенсивности и частоты падающего монохроматического света. Таким образом, при исследовании фотоэффекта необходимо установить связь между характеристиками падающего света и характеристиками потока вылетающих фотоэлектронов. Упрощенная схема установки, которую можно использовать для изучения фотоэффекта, приведена на рис. 3.

Монохроматический свет с частотой ν и интенсивностью J проникает через кварцевое стекло в откачанную колбу через трубку T и освещает катод K , изготовленный из исследуемого материала. Испущенные катодом фотоэлектроны перемещаются под действием электрического поля к аноду A_n . В результате в электрической цепи появляется фототок, величина I_{ϕ} которого измеряется гальванометром A . Напряжение V между анодом и катодом изменяется потенциометром R и измеряется вольтметром V .

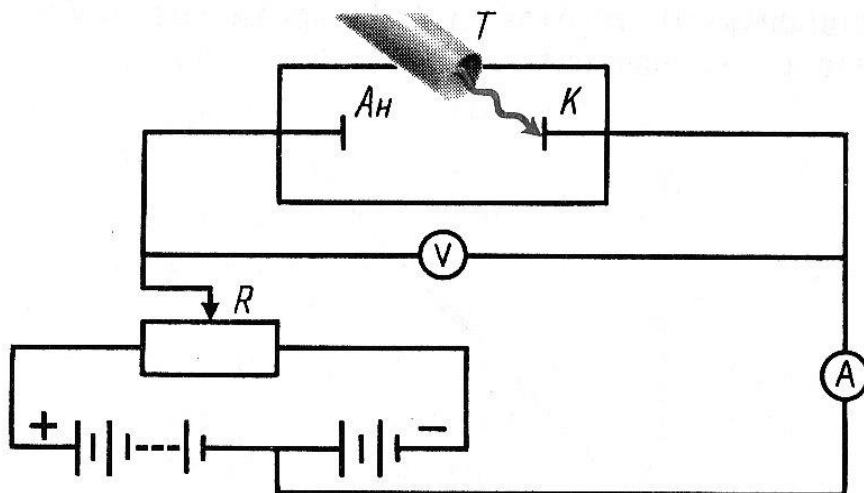


Рис.3

Экспериментально были установлены четыре закона фотоэффекта.

Согласно **первому закону**, называемому законом Столетова, **величина фототока I_ϕ прямо пропорциональна интенсивности J падающего на катод света: $I_\phi = a J$.** На рис. 4 представлена линейная зависимость фототока I_ϕ от интенсивности J . Данную зависимость получают следующим образом.

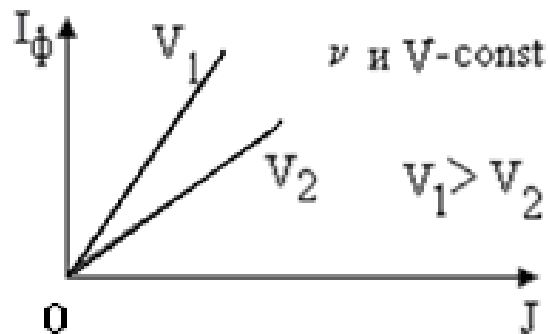


Рис.4

Катод освещают монохроматическим светом при постоянных значениях частоты ν и напряжения V между катодом и анодом. При этих условиях измеряют величину фототока I_ϕ при разных значениях интенсивности J падающего света.

Второй закон фотоэффекта утверждает, что **для каждого вещества катода существует наименьшая частота $\nu_{кр}$ падающего света, ниже которой фотоэффект не наблюдается.** Эта частота называется красной границей фотоэффекта. Красная граница $\nu_{кр}$ различна для разных материалов и является их характеристикой.

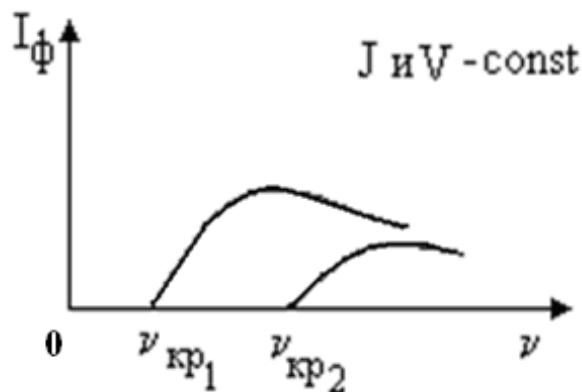


Рис.5

Выполнение данного закона проверяется путем построения спектральной характеристики $I_{\phi}(\nu)$, т. е. зависимости величины фототока I_{ϕ} от частоты ν падающего света при постоянных значениях интенсивности J падающего света и напряжения V между катодом и анодом (рис. 5).

Вид кривой $I_{\phi}(\nu)$ зависит от материала катода. Величина фототока I_{ϕ} может изменяться с изменением частоты ν света монотонно или иметь максимум при определенной частоте, уменьшаясь по обе стороны от максимального значения.

Третий закон фотоэффекта говорит о том, что *максимальная кинетическая энергия T_{max} фотоэлектронов (начальная скорость) не зависит от интенсивности J падающего света.*

Анализ вольт-амперных характеристик, а именно зависимостей величины фототока I от напряжения U между катодом и анодом для нескольких значений интенсивности J падающего света при неизменном значении его частоты ν , позволяет подтвердить выполнение этого закона. Примерный вид подобных зависимостей приведен на рис. 6.

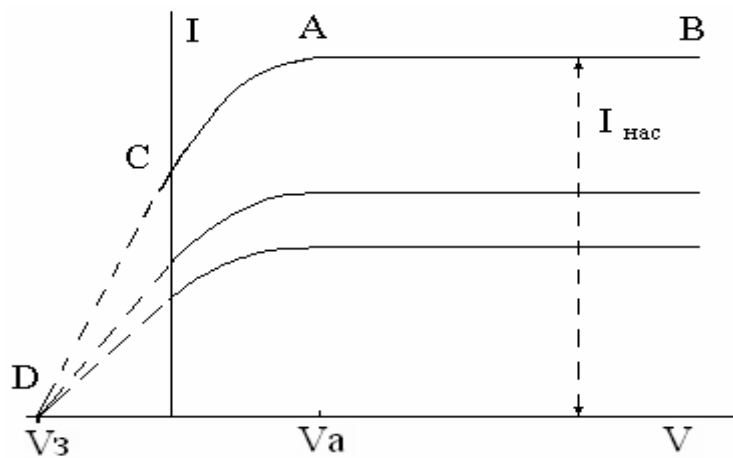


Рис.6

Участок AB графика соответствует току насыщения $I_{нас}$ фотоэлемента. При этом сила тока при $V > V_A$ не зависит от напряжения между катодом и анодом, потому что все электроны, выбитые светом в область пространства между катодом и анодом, достигают анода.

При напряжениях $V < V_A$ электрическое поле между катодом и анодом недостаточно для того, чтобы при данной геометрии фотоэлемента собрать на аноде все выбитые электроны. Сила тока

становится меньше $I_{\text{нас}}$. Причем при нулевом и даже отрицательном напряжении на аноде сила тока отлична от нуля. Это объясняется тем, что некоторые выбитые фотонами электроны (при $\varepsilon_f = h\nu$) обладают достаточным запасом кинетической энергии для того, чтобы даже в тормозящем поле достичь анода (участок графика CD).

При некоторой определенной разности потенциалов задерживающего поля V_3 наступает состояние, когда даже самые энергичные из летевших к аноду электронов, не коснувшись его, отбрасываются назад к катоду. Ток через фотоэлемент при этом становится равным нулю (точка D графика). Работа сил тормозящего электрического поля над электронами с максимальной кинетической энергией в момент их остановки около анода равна приращению этой энергии:

$$0 - \frac{mv_{\text{МАКС}}^2}{2} = -|eV_3|. \quad (1)$$

В реальном фотоэлементе анод и катод могут быть изготовлены из различных веществ. Поэтому между ними, кроме разности потенциалов V , обусловленной внешним источником, возникает так называемая контактная разность потенциалов $V_{\text{конт}}$. Вольтметр, включенный в схему, измерить $V_{\text{конт}}$ не может. Следовательно, точке D графика соответствует истинное напряжение

$$V_D = V_3 + V_{\text{конт}}. \quad (2)$$

Особенностью представленных на рис. 6 кривых $I_{\text{ф}}(V)$ является то, что значение V_3 остается постоянным, а значит, $T_{\text{мах}}$ не зависит от интенсивности J падающего света.

Четвертый закон фотоэффекта утверждает, что *максимальная кинетическая энергия $T_{\text{мах}}$ фотоэлектронов (начальная скорость) зависит от частоты ν падающего света, причем зависимость является линейной.*

Выполнение этого закона можно проверить, построив вольт-амперную характеристику для фиксированных, но разных значений частот ν падающего света и при его неизменной интенсивности J (рис. 7). Из приведенных кривых $I_{\text{ф}}(V)$ видно, что максимальная кинетическая энергия $T_{\text{мах}}$ фотоэлектронов, связанная с величиной V_0 , изменяется при изменении частоты ν падающего света. Причем чем больше частота, тем больше кинетическая энергия. (Значению V_0 на рис. 7 соответствует величина V_3 , представленная на рис. 6.)

Отклонение экспериментальной вольт-амперной характеристики от линейной на участке от V_0 до V_A (т. е. от точки

возникновения фототока вплоть до начального участка тока насыщения) объясняется возникновением возле фотокатода отрицательного объемного заряда, состоящего из фотоэлектронов малых энергий.

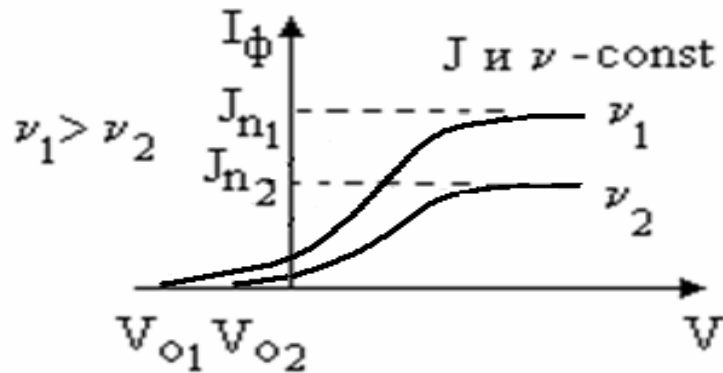


Рис.7

В линейном характере $T_{\max}(\nu)$ можно убедиться, если построить зависимость абсолютной величины запирающего напряжения $|V_0|$ от частоты ν . Для убедительности на рис. 8 представлена подобная зависимость кинетической энергии ($T_{\max}=eU_3$) фотоэлектронов от частоты.

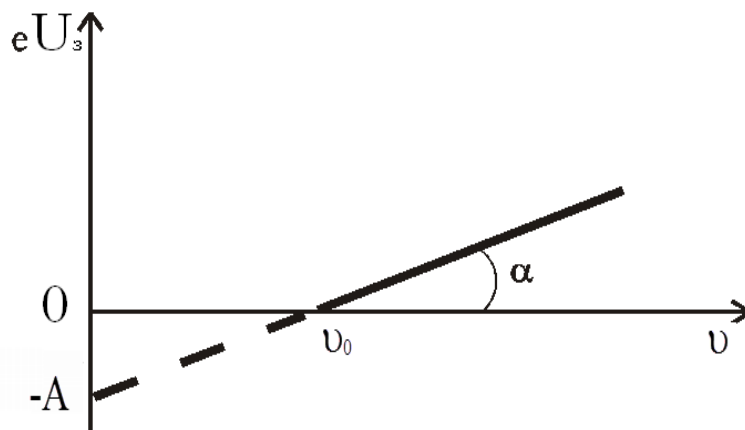


Рис. 8

Из графика легко определяются и красная граница, и работа выхода, и постоянная Планка. Отметим только, что угол α наклона прямой не зависит от материала, из которого изготовлен катод ($\text{tg}\alpha=h$).

Необходимо заметить, что в рамках классического волнового подхода к излучению невозможно объяснить законы фотоэффекта. Согласно волновой теории электроны в металле, из которого сделан катод, под действием падающей электромагнитной волны совершают вынужденные колебания с амплитудой, пропорциональной амплитуде этой волны. При резонансе между собственными колебаниями электрона и колебаниями падающей волны амплитуда колебаний электрона становится большой, что может привести к разрыву связи электрона с металлом и выходу его наружу с некоторой скоростью v . Кинетическая энергия $T_{кин}$ электрона, определяющая эту скорость, заимствуется у падающей волны, а ее величина находится в прямой зависимости от интенсивности J этой волны. Но это противоречит действительности, поскольку от интенсивности J падающей волны зависит только число выбиваемых фотоэлектронов (первый закон фотоэффекта), а **кинетическая энергия электронов не зависит от интенсивности J** (третий закон). Кроме того, с позиций электромагнитной теории света нельзя объяснить и второй закон фотоэффекта.

В 1905 г. Эйнштейн показал, что все основные закономерности фотоэффекта легко объясняются с корпускулярной точки зрения на излучение. Он развил идеи Планка и пришел к выводу, что излучение испускается, распространяется и поглощается только квантами с энергией $\Delta E = h\nu$. Иными словами свет частотой ν не только покидает атом в виде порции энергии, равной $h\nu$, но и в дальнейшем распространяется в пространстве и вступает во взаимодействие с веществом в виде такой порции, локализованной и перемещающейся как целое со скоростью света. Такие частицы принято называть **фотонами**.

Энергия фотона зависит от его частоты и равна $h\nu$. С энергией \mathcal{E} фотона неразрывно связана его масса m , причем численное соотношение между \mathcal{E} и m дается выражением $\mathcal{E} = mc^2$. На этом основании масса фотона определяется выражением

$$m = h\nu/c^2.$$

Так как фотон движется со скоростью света, то он обладает импульсом с абсолютной величиной

$$P = mc = h\nu/c$$

и направлением, совпадающим с направлением распространения волны. Таким образом, энергия фотона равна $h\nu$, его масса равна $h\nu/c^2$, величина его импульса равна $h\nu/c$.

По гипотезе Эйнштейна в монохроматическом свете частотой ν все кванты имеют одинаковую энергию $\varepsilon=h\nu$. Поглощение порции света представляется как поглощение одного фотона одним электроном. При этом фотон передает всю свою энергию электрону (считается, что вероятность поглощения электроном одновременно двух и более фотонов ничтожно мала).

Взаимодействуя с электроном металла, фотон может обмениваться с ним энергией и импульсом. Такой процесс взаимодействия напоминает удар шаров, и поэтому 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 единого 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, теряя свою энергию на тепло. Максимальной энергией вылетевший электрон будет обладать лишь, если внутри металла он будет свободен, т. е. не связан с атомом, а при вылете наружу не будет расходовать 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*.

Возникает вопрос: как может «свободный электрон в металле» поглотить фотон? Данное утверждение несовместимо с законами сохранения энергии и импульса. На самом деле противоречия нет, так как «свободный электрон в металле» в действительности не свободен. Он как бы заперт в потенциальном ящике, вблизи стенок которого действует задерживающее поле. Фотон взаимодействует не только с электроном, имеет место 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.

Закон сохранения энергии при поглощении фотона выражается уравнением, которое называется уравнение Эйнштейна для фотоэффекта:

$$h\nu = P_1 + P_2 + T_{\text{кин}} , \quad (3)$$

где P_1 – энергия отрыва электрона от атома (энергия ионизации), P_2 – работа выхода электрона за пределы поверхности тела, $T_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия электрона. Согласно этому уравнению энергия фотона, поглощенного электроном, тратится на отрыв электрона от атома, на работу по выходу электрона за пределы поверхности тела и на сообщение электрону кинетической энергии. Металлы характеризуются тем, что у них имеется большое количество свободных электронов, поэтому считается, что $P_1 = 0$. Обозначим P_2 через A , тогда для металлов из (3) окончательно следует привычная для нас форма записи **уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэлектрического эффекта**:

$$h\nu = A + T_{\text{кин}}. \quad (4)$$

Опираясь на квантовый подход к излучению и уравнение Эйнштейна, можно следующим образом объяснить законы фотоэффекта.

Первый закон: количество выбитых за единицу времени фотоэлектронов, определяющих величину фототока $I_{\text{ф}}$, должно быть прямо пропорционально количеству падающих за это время фотонов, которые характеризуют интенсивность излучения J .

Второй закон: фотоэффект имеет место только при условии, что $h\nu \geq A$ (для металла). Это означает, что существует минимальная частота $\nu_{\text{кр}}$ (красная граница) $h\nu_{\text{кр}} = A$, для которой еще может наблюдаться фотоэффект.

Третий и четвертый законы: из уравнения Эйнштейна видно, что кинетическая энергия $T_{\text{макс}}$ электронов не зависит от интенсивности J , а зависит от частоты ν падающего света, причем, линейно.

Отметим, что уравнение Эйнштейна допускает экспериментальную проверку. Наиболее точная проверка была выполнена Лукирским и заключалась в построении зависимости абсолютной величины запирающего напряжения $|V_0|$ от частоты ν падающего света (см. рис. 8).

Одной из важнейших характеристик фотоэмиттера (т. е. фотокатода) является его **квантовая эффективность (квантовый выход) Y** . Пусть на фотоэмиттер падает в единицу времени $n \gg 1$ фотонов. Тогда число электронов n_e , испускаемых этим фотоэмиттером за единицу времени, равно

$$n_e = Yn. \quad (5)$$

Если энергия фотона меньше значения, соответствующего красной границе фотоэффекта ν_0 , квантовый выход равен нулю (эффект не наблюдается). При увеличении частоты света $\nu > \nu_0$ квантовый выход быстро растет, достигая максимума при некоторой частоте ν_1 , затем уменьшается; при еще большем росте частоты может опять наблюдаться медленный рост квантового выхода. Указанный характер зависимости $Y(\nu)$ связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов. Для большинства металлов максимальное значение величины Y не превышает 0,1 при энергии фотона $h\nu = (10—20)$ эВ. Кроме того, красная граница фотоэффекта для щелочных металлов соответствует энергии фотона $\varepsilon_0 \approx 3 \div 5$ эВ, а для остальных металлов еще больше $\varepsilon_0 \approx 10 \div 15$ эВ. Сказанное означает, что металлические фотоэмиттеры нефоточувствительны в видимой области спектра и, кроме того, имеют малый квантовый выход. Поэтому чистые металлы практически не используются в качестве фотоэмиттеров в электровакуумных приборах.

Эффективные фотоэмиттеры в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра созданы на основе полупроводниковых материалов. При этом следует отметить, что, переходя от металлов к полупроводникам, нужно применять в уравнении Эйнштейна вместо работы выхода $A_{\text{в}}$ другую энергию W – **порог фотоэффекта** :

$$h\nu = W + E_{\text{кин макс}} \quad (6)$$

Это связано с более сложным, чем у металлов, характером энергетических состояний электронов, способных покинуть полупроводник при фотоэффекте. Существенное влияние на фотоэмиссию оказывают примесь, добавленная в полупроводник, и состояние его поверхности. При использовании полупроводниковых фотоэмиттеров удастся увеличить максимальное значение квантового выхода Y_{max} до 0,5 при пороге фотоэффекта $W = 1 \div 2$ эВ.

Корпускулярные свойства фотона не должны заслонить тот факт, что для огромного круга явлений волновые представления оказались в высшей степени плодотворными, так как и в явлении фотоэффекта есть черты, говорящие в пользу классических волновых представлений о свете. Эти черты особенно отчетливо проступают при исследовании зависимости силы фототока от длины волны. Для исследования зависимости силы фототока от длины волны необходимо определить силу тока насыщения, которая соответствует вполне определенной энергии падающего света. Если по оси ординат

отложить силу тока насыщения, отнесенную к поглощенной лучистой энергии, а по оси абсцисс — длины волн, то данная зависимость будет иметь вид, представленный на рис. 9.

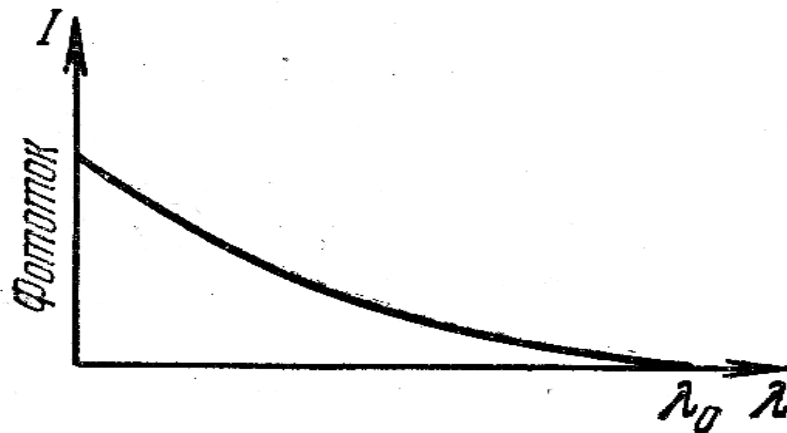


Рис.9

Из представленного рисунка видно, что красная граница соответствует $\lambda = \lambda_0$ и с уменьшением длины волны сила тока на единицу поглощенной энергии возрастает. Это означает, что свет с более короткой длиной волны более эффективен. При этом необходимо принять во внимание и тот факт, что чем короче длина волны падающего света, тем меньше квантов содержится в единице поглощенной энергии.

Однако опыт показал, что ход зависимости, изображенный на рис. 9, не всегда имеет место. У ряда металлов, особенно щелочных, для которых красная граница лежит далеко в видимой и даже инфракрасной области спектра и которые, следовательно, чувствительны к широкому интервалу длин волн, наблюдается следующая особенность: сила тока имеет резко выраженный максимум для определенного спектрального участка, быстро спадая по обе его стороны (*селективный*, или *избирательный*, фотоэффект, рис.10).

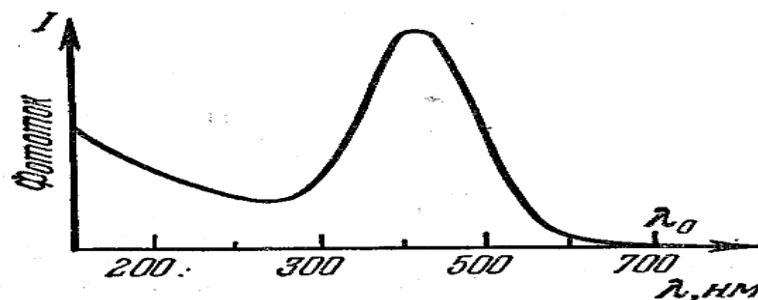


Рис.10

Селективность фотоэлектрических явлений очень напоминает резонансные эффекты. Дело обстоит так, как будто электроны в металле обладают собственным периодом колебаний, и по мере приближения частоты возбуждающего света к собственной частоте электронов амплитуда колебаний их возрастает и они преодолевают работу выхода.

Отметим, однако, что явление селективного фотоэффекта сильно зависит от направления поляризации света и угла падения. Если падающий свет поляризован так, что электрический вектор параллелен плоскости падения (E_{\parallel}), то эффект резко усиливается (рис.11.). Наоборот, при повороте плоскости поляризации на 90° (E_{\perp})

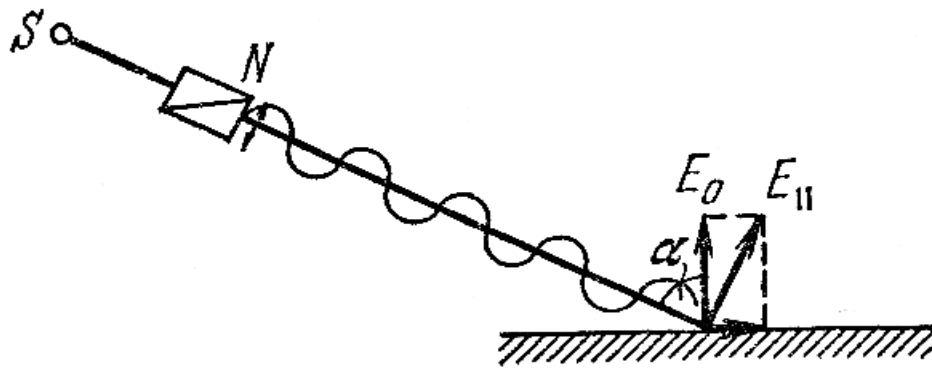


Рис.11

селективный фотоэффект исчезает. В первом случае электрический вектор имеет составляющую, перпендикулярную к поверхности металла, во втором—нет. Легко заметить, что эта составляющая E_{\perp} вектора электрического поля E , перпендикулярная к поверхности металла, тем больше, чем ближе угол падения света к прямому, и, следовательно, величина селективного максимума резко возрастает по мере увеличения угла падения.

Селективный фотоэффект является прямым экспериментальным свидетельством применимости понятия поляризации к отдельному фотону. Фотон нельзя представить себе как пространственно распределенный объект, различные части которого находятся в различных областях (или точках) пространства. Нельзя представить себе фотон как некоторую область пространства, заполненную электромагнитным полем. Нельзя соотносить с фотоном напряженность электрического или магнитного поля, которыми характеризуется электромагнитная волна. Он является квантовым объектом, который нельзя себе представить с помощью классических образов. Поэтому мы вынуждены описывать фотон с использованием

квантовой модели, которая правильно описывает не только отдельные физические факты, но и всю совокупность явлений атомного и субатомного мира.

В заключение рассмотрим решение двух типовых задач по данной теме.

Задача № 1. Определить скорость фотоэлектронов, вырываемых с поверхности серебра ультрафиолетовыми лучами с длиной волны $\lambda_1=0,155$ мкм и γ -лучами с длиной волны $\lambda_2=0,001$ нм.

Решение. Скорость фотоэлектронов можно определить из уравнения Эйнштейна для фотоэффекта:

$$h\nu = A + T_{\text{кин}}.$$

1. Определим энергию фотона по формуле: $\varepsilon = hc/\lambda$. Для ультрафиолетовых лучей ($\lambda=0,155$ мкм) эта энергия оказывается равной

$$\varepsilon_1 = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,55 \cdot 10^{-7}} \text{ Дж} = 1,28 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = 8 \text{ эВ}.$$

Так как полученная энергия фотона много меньше энергии покоя электрона (0,51 МэВ), то кинетическая энергия фотоэлектрона может

быть выражена по классической формуле $\frac{m_0 v^2}{2}$, откуда

$$v = \sqrt{\frac{2(\varepsilon_1 - A)}{m_0}} \quad \text{или после подстановки числовых значений}$$

окончательно получим: $v=1,08 \cdot 10^6$ м/с.

2. Вычислим энергию фотона γ -лучей: $\varepsilon_2=1,99 \cdot 10^{-13}$ Дж=1,24 МэВ. Работа выхода фотоэлектрона ($A=4,7$ эВ) пренебрежимо мала по сравнению с энергией фотона, поэтому можно принять, что кинетическая энергия электрона равна энергии фотона. Так как в этом случае кинетическая энергия электрона больше его энергии покоя E_0 , то для вычисления скорости фотоэлектрона следует взять релятивистскую формулу кинетической энергии:

$$T = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right), \quad \text{откуда следует, что} \quad v = \frac{\sqrt{(2E_0 + T)T}}{E_0 + T} c.$$

После подстановки числовых значений — $v=2,85 \cdot 10^8$ м/с.

Задача № 2. В явлении фотоэффекта электроны, вырывающиеся с поверхности металла излучением частотой $2 \cdot 10^{15}$ Гц, полностью задерживаются тормозящим полем при разности потенциалов 7 В, а при частоте $4 \cdot 10^{15}$ Гц—при разности потенциалов 15 В. По этим данным вычислить постоянную Планка.

Решение. Так как вылетевшие с поверхности металла электроны полностью задерживаются тормозящим электрическим полем, то изменение их кинетической энергии равно работе электрического поля: $\frac{mv^2}{2} = eU$. Учитывая это обстоятельство, записываем уравнение Эйнштейна для двух рассматриваемых случаев фотоэффекта:

$$h\nu_1 = A + eU_1,$$

$$h\nu_2 = A + eU_2.$$

Решая совместно эту систему уравнений, находим:

$$h = \frac{e(U_2 - U_1)}{\nu_2 - \nu_1}.$$

После подстановки числовых значений окончательно

получим: **$h = 6,4 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$** .

Контрольные вопросы

1. Что такое внешний фотоэффект?
2. Какое уравнение предложено для квантового описания внешнего фотоэффекта?
3. Почему при фотоэффекте ярко проявляются корпускулярные свойства света?
4. Объясните все особенности вольт-амперной характеристики при фотоэффекте.
5. Сформулируйте и объясните законы внешнего фотоэффекта.
6. В чем преимущество полупроводниковых фотоэмиттеров перед металлическими?
7. Какие изменения в уравнение Эйнштейна надо ввести, если оно применяется к полупроводниковому фотоэмиттеру?
8. Объясните явление селективного фотоэффекта.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука, 1987. С. 34-38.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. С. 633-652.
3. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 2001. С. 376-385.
4. Тарасов Л.В. Введение в квантовую оптику: учеб. пособие для вузов. М.: Высш. шк., 1987.