

П.И. Лукирский

О фотоэффekte

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
П11

П11 **П.И. Лукирский**
О фотоэфекте / П.И. Лукирский – М.: Книга по Требованию, 2023. – 96 с.

ISBN 978-5-458-57549-2

ISBN 978-5-458-57549-2

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2023

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2023

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий выпуск серии „Проблемы новейшей физики“ выходит в связи с исполняющимся осенью 1933 года пятнадцатилетием деятельности Институт Физико-Технического Комбината (Ленинградского Физико-Технического Института, Электро-Физического Института, Ленинградского Института Химической Физики, Уральского Физико-Технического Института и Института Телемеханики и связанного с Комбинатом Агро-Физического Института. Наиболее рациональной формой, в которой следует отметить этот юбилей, мы сочли выпуск серии монографий по важнейшим проблемам, составлявшим предмет работ институтов. Монографии эти стремятся не столько отобразить деятельность институтов, сколько дать общую картину положения того или иного вопроса на сегодняшний день. Обзор современного состояния важнейших проблем, волнующих физику, и выяснение роли советских ученых в их разрешении, представляют общий интерес и поэтому должны встретить сочувственное внимание советской научной общественности. Подобные монографии помогут также нашим молодым подрастающим научным кадрам быстрее включиться в творческую исследовательскую работу и продвинуть ее вперед.

Редакция

ВВЕДЕНИЕ

Освещая поверхность тела, в частности поверхность металла, видимым или ультрафиолетовым светом можно наблюдать явление вырывания электронов. Характер этого явления зависит, с одной стороны, от длины волны света, его интенсивности, степени его поляризации и от угла падения света на поверхность, с другой стороны — от природы освещаемого тела. При этом главную роль играет, как мы увидим ниже, строение самих поверхностных слоев тела. Задача исследования фотоэффекта заключается в том, чтобы, варьируя условия освещения и изменяя, тем или иным путем, строение поверхности тела, изучить природу фотоэлектрического эффекта, получив в то же время сведения о строении тел и их поверхностей. Мериою фотоэффекта является общее число вырывающихся при освещении из тела электронов, распределение электронов по их энергиям и распределение электронов по направлению, которое составляет начальная скорость электрона с нормалью к поверхности тела.

1. ОСНОВНАЯ МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ.

Основные законы, установленные при исследовании фотоэлектрического эффекта, следующие: 1) общее число вырывающихся в единицу времени электронов пропорционально интенсивности света, 2) энергия вырванных электронов не зависит от интенсивности света и 3) энергия электронов увеличивается по мере увеличения частоты падающего света. Объяснение этим фактам было дано Эйнштейном на основании гипотезы квант. Квант $h\nu$

света частоты ν , поглощаясь передает свою энергию электрону, которая покидает поверхность тела с энергией

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu - b, \quad (1)$$

где b — работа, которую должен совершить электрон, покидая освещаемое тело. Интенсивность света при прочих равных условиях связана пропорциональной зависимостью с числом квант, а следовательно, с числом вырываемых электронов. Энергия же электронов не будет, очевидно, зависеть от числа квант, а будет определяться только их энергией, т. е. частотой света ν . Как будет показано ниже, не все электроны покидают тело, в частности металл, с энергией, удовлетворяющей равенству (1). Это равенство определяет только максимальную энергию вырываемых электронов. Рассмотрим сперва данные, относящиеся к проверке равенства (1) и определению посто-

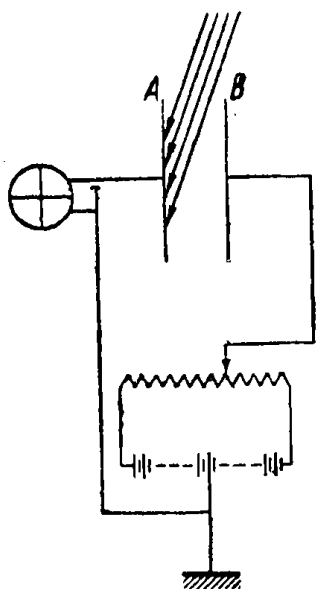


Рис. 1.

янной Планка h . Этому вопросу посвящены работы Ричардсона и Комптона¹, Рамзауэра², Милликена³ и Беккера.⁴ Рамзауэр для изучения распределения скоростей фотоэлектронов применил метод магнитного анализа. Остальные авторы пользовались методом задерживающего электрического поля. Сущность этого метода заключается в следующем. Если пластину A исследуемого металла (рис. 1) осветить какой-либо монохроматической спектральной линией, то в зависимости от приложенной между A и B разности потенциалов V мы получим силу фототока i , выражаемую графиком (а) (рис. 2). При боль-

ших ускоряющих полях все фотоэлектроны будут доходить до электрода B (ток насыщения). При значении приложенной разности потенциалов $V=K$ начинается уменьшение тока. Так как при фотоэффекте электроны имеют начальные скорости и покидают металл в небольшом числе, то ток насыщения должен был бы начинаться без электрического поля. (объемный заряд не играет роли в виду малости токов) и только при задерживающем поле, когда часть электронов возвращалась бы полем назад к пластине A , наблюдалось бы уменьшение тока. Однако опыт всегда дает сдвиг начала насыщения из точки $V=0$.

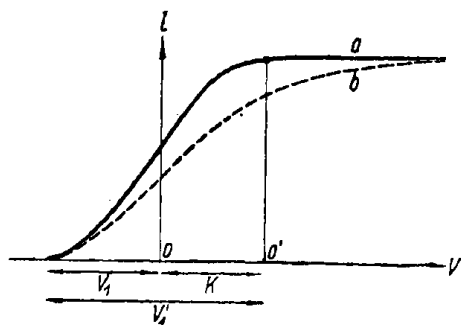


Рис. 2.

Происходит это от того, что обычно металлы A и B разные или обладают различно обработанной поверхностью, вследствие чего между их свободными поверхностями существует контактная разность потенциалов. Истинное электрическое поле складывается из поля, обусловленного этой контактной разностью потенциалов и приложенной разностью потенциалов V .

Величина K дает нам контактную разность потенциалов между поверхностями A и B , значения же истинной разности потенциалов, которую проходят вырванные электроны, нужно отсчитывать от точки O' . Величина V_1' равна той разности потенциалов, при которой ток $i=0$, очевидно, дает нам значение максимальной энергии электронов, из соотношения:

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V_1' = e (V_1 + K), \quad (2)$$

где e — заряд электрона.

Сопоставляя равенства (1) и (2), получим:

$$e V_1' = e (V_1 + K) = h\nu - b. \quad (3)$$

Уменьшая частоту света, мы придем к такому значению ν_0 , при котором максимальная энергия вырванных электронов будет равна нулю. Эта частота ν_0 , так называемая красная граница фотоэффекта, очевидно, удовлетворяет равенству

$$h\nu_0 = b. \quad (4)$$

При частотах $\nu \leq \nu_0$ фотоэффекта не будет, так как электрон не сможет преодолеть работы b , которую он должен совершить для удаления из металла. Определяя на опыте значение приложенной разности потенциалов V_1 при различных частотах $\nu > \nu_0$ можно проверить соотношение Эйнштейна и определить величину h . При этом, как легко видеть из равенства (3), для определения h достаточно знать только приложенную разность V_1 , частоту ν и заряд электрона e . Для полного же изучения явления мы должны знать контактную разность потенциалов K , т. е. найти точку O' . Наиболее тщательные определения h в прежних работах были сделаны Милликеном, который пользовался щелочными металлами (литий, калий и натрий), благодаря чему мог работать в очень широкой области спектра. Определение h связано с той точностью, с которой можно найти точку пересечения кривой с осью абсцисс* (значение V_1). В том случае, когда мы имеем плоский конденсатор или пластину с помещенным против нее фарадеевым цилиндром (Милликен), крутизна кривой у оси абсцисс мала. Действительно, если бы в плоском конденсаторе все вылетающие электроны имели бы скорости равные по величине максимальной, но различные по направлению, то, как легко показать, кривая фототока была бы параболой с ветвью параллельной оси ординат (случай равновероятного рас-

пределения по углу). Но кроме распределения направления вылета электронов по углу, имеется распределение их скоростей по величине от значения максимальной скорости до нуля. В плоском конденсаторе эти распределения не отделимы друг от друга и дают кривую тока, пересекающую ось абсцисс под очень небольшим углом. Это обстоятельство понижает точность определения h и не дает возможности изучить распределение энергии вылетающих фотоэлектронов. Рассмотрим еще одно обстоятельство. Часть электронов отражается от электрода B , сохраняя почти целиком свои скорости. При больших значениях ускоряющего поля они все равно вернутся к электроду B . При уменьшении же потенциала V они смогут при обратном движении преодолеть задерживающее поле и попасть снова на электрод A . Это обстоятельство не сместит точки V_1 , но изменит кривую как показано пунктиром (b), причем точка O' , начала тока насыщения, сместится на величину равную V_1' , так как только тогда отраженные электроны не вернутся на электрод A , когда истинное задерживающее поле будет равно их максимальной энергии, т. е. eV_1' . В опыте Милликена явление отражения электронов не играло большой роли, так как электродом B служил Фарадеев цилиндр.

Указанные недостатки могут быть упразднены, если для изучения фотоэффекта пользоваться методом сферического конденсатора.⁵ В этом случае направление вылета электрона с нормалью к поверхности не играет роли, также несущественным является и отражение электронов от внешней сферы, так как вероятность попадания отраженного электрона назад на небольшую внутреннюю сферу очень мала. Остановимся подробнее на этом методе. Пусть радиус внутреннего шара a , внешнего b (рис. 3). Напряжение электрического поля X в конденсаторе будет равно:

$$X = \frac{a b V}{(b - a) r^2},$$

где V —разность потенциалов между электродами A и B . Закон площадей в полярных координатах (r, θ) дает:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = K.$$

Если начальная скорость электронов v_0 составляет угол φ с полярной осью, то для $t=0$ мы имеем следующие начальные условия:

$$r_0 = a; \theta = 0; \left(\frac{dr}{dt} \right)_0 = v_0 \cos \varphi;$$

$$\left(\frac{d\theta}{dt} \right)_0 = \frac{v_0 \sin \varphi}{a}.$$

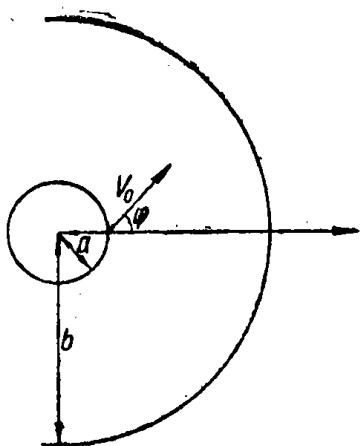


Рис. 3.

Подставляя эти выражения в предыдущее равенство, найдем $K = a v_0 \sin \varphi$.

Из закона сохранения энергии получаем:

$$r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = v_0^2 + 2 \frac{e \cdot a \cdot b}{b - a} \cdot \frac{V}{m} \left(1 - \frac{1}{a} \right).$$

Обозначив $\frac{e \cdot a \cdot b \cdot V}{(b - a) m} = f$ и вставив $\frac{d\theta}{dt}$, из закона площадей найдем, уравнение траектории:

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \frac{ku}{f} \cos(\theta - \alpha)}{\frac{k^2}{f}},$$

где u —положительное значение корня

$$u = + \sqrt{v_0^2 - 2f + \frac{f^2}{k^2}}.$$

Траектория есть кривая второго порядка с эксцентриситетом

$$e = \frac{ku}{f}.$$

Угол α в уравнении траектории есть угол между направлением на перигелий и нашей полярной осью. Возьмем следующие величины, характеризующие размеры конденсатора и задерживающее поле

$$\eta = \frac{b-a}{b} \quad \text{и} \quad \varepsilon = \frac{eV}{m v^2}.$$

Легко показать, что при любых значениях ε и η электрон, покидая поверхность, будет удаляться от перигелия своей траектории. Введя в выражение для эксцентриситета η и ε получим

$$e = + \sqrt{1 + \frac{4\eta^2}{\varepsilon^2} \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta}\right)}.$$

Отсюда видно, что траектории будут: при $\varepsilon < \eta$ — гипербола, при $\varepsilon = \eta$ — парабола и при $\varepsilon \geq \eta$ — эллипс. В обоих первых случаях электрон достигает внешней сферы при любом значении угла вылета φ . В случае же эллиптического движения расстояние до афелия r_2 будет зависеть от угла φ .

В последнем случае оно будет равно

$$r_2 = \frac{\varepsilon a (1 + e)}{2 (\varepsilon - \eta)}.$$

Так как эксцентриситет e и r_2 при возрастании φ от 0 до $\frac{\pi}{2}$ убывают, то при $\varphi = \frac{\pi}{2}$ расстояние до афелия будет наименьшим. Это минимальное расстояние r_2' будет равно:

$$\frac{r_2'}{b} = \frac{\varepsilon (1 - \eta)}{2 (\varepsilon - \eta)} \left[1 + \left(\frac{2\eta}{\varepsilon} - 1 \right) \right].$$

Легко видеть, что при $\varepsilon \leq 2\eta - \eta^2$, $\frac{r^2}{b} \geq 1$, т. е. при этих условиях все электроны независимо от направления их вылета будут достигать внешней сферы. С другой стороны, по закону сохранения энергии при $\varepsilon \geq 1$, т. е. при $eV \geq mv_0^2$ ни один электрон не дойдет до наружного шара. Таким образом, мы задержим все электроны скорости v_0 в промежутке значения ε

$$1 \geq \varepsilon \geq 2\eta - \eta^2.$$

Если отношение радиусов сфер конденсаторов взять равным 10, то $\eta = 0,9$ и условия для величины ε будут

$$1 > \varepsilon > 0,99.$$

Таким образом, при задерживающем поле $eV = 0,99 \times \frac{1}{2} mv_0^2$ все электроны еще будут достигать внешней сферы, в то время как при $eV = \frac{1}{2} mv_0^2$ уже ни один из них не дойдет до нее и все они вернуться на внутренний шар. Вследствие этого мы получаем очень чувствительный метод для изучения энергии вылетающих электронов, в котором используются все электроны, вылетающие по всевозможным направлениям. В случае плоского конденсатора для измерения энергии электронов пришлось бы выделить очень узкий пучок тех электронов, начальная скорость которых нормальна к поверхности металла. Рассматривая, аналогичным образом, решение задачи для электронов, отраженных от внешней сферы идвигающихся в поле сферического конденсатора, легко показать, что только ничтожная часть отраженных электронов смогла бы попасть на внутренний шар.

Указанным методом задерживающего поля в сферическом конденсаторе автором, совместно с С. С. Прилежаевым, ⁶ было произведено определение постоянной