

Взаимодействие фотонов с веществом

А. Короткова

1. Введение

Фотон — это фундаментальная частица, квант электромагнитного поля. Фотон электрически нейтрален, его масса покоя равна нулю, скорость фотона равна скорости света. Эти свойства объясняют особенности его взаимодействия с веществом.

Как и в случае взаимодействия заряженных частиц, поток фотонов поглощается веществом в основном за счет электромагнитного взаимодействия. Однако заряженные частицы передают свою энергию электронам атомов при многократных процессах соударения, а механизм взаимодействия гамма-квантов существенно отличается — фотоны, в отличие от заряженных частиц, отдают всю или, по крайней мере, большую часть своей энергии при однократном взаимодействии. Это взаимодействие очень мало, так что гамма-кванты обладают большей проникающей способностью, чем заряженные частицы, обладающие такой же начальной энергией.

Так как заряд фотона равен нулю, он не подвергается влиянию действующих кулоновских сил, вследствие чего он достаточно редко сталкивается с атомными ядрами и электронами, зато при столкновениях фотон резко отклоняется от своей первоначальной траектории. Также фотон не может замедляться в среде, так как его скорость постоянна и равна c . Он может либо поглотиться, либо рассеяться веществом.

При прохождении через вещество фотоны (гамма-кванты) взаимодействуют с атомами, электронами и ядрами, в результате чего их интенсивность уменьшается.

Процесс поглощения гамма-квантов включает в себя два механизма:

- фотоэффект
- образование электрон-позитронной пары.

Процесс рассеяния включает в себя три основных механизма:

- комптоновское рассеяние(эффект Комптона)
- томсоновское рассеяние
- рэлеевское рассеяние.

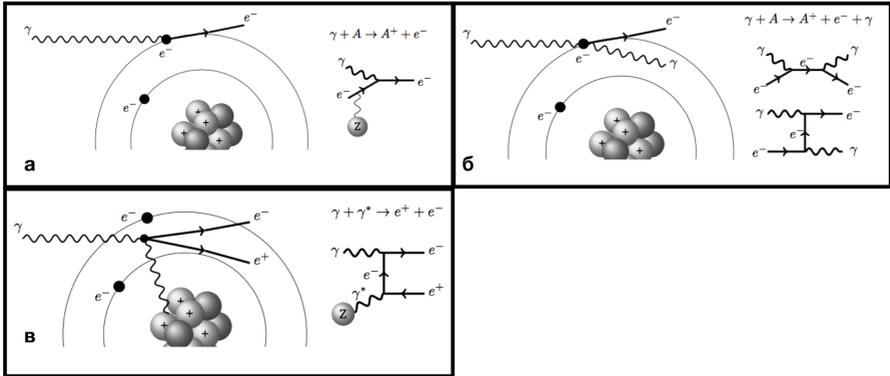


Рис. 1. Иллюстрации процессов взаимодействия фотона с веществом: а — фотоэффект, б — эффект Комптона, в — образование пары

2. Кривая поглощения

При прохождении пучка фотонов через вещество происходит поглощение гамма-квантов. Это приводит к ослаблению пучка фотонов, не испытавших взаимодействие. Закон, по которому происходит ослабление интенсивности в веществе, называется кривой поглощения.

Рассмотрим поток фотонов $I^0(0)$, падающий на мишень. Толщина мишени мала, так что при ее прохождении происходит однократное взаимодействие. Изменение интенсивности dI фотонов при прохождении слоя dx пропорционально величине потока $I^0(x)$, толщине слоя dx , плотности атомов n и эффективному сечению взаимодействия фотонов σ :

$$-dI^0(x) = I^0(x) \cdot n \cdot \sigma \cdot dx \Rightarrow$$

$$\Rightarrow I^0(x) = I^0(0) \cdot \exp(-n \cdot \sigma \cdot x).$$

$I^0(x)$ — кривая поглощения фотонов. Также вводится линейный коэффициент поглощения $\tau = n \cdot \sigma$ [см⁻¹] — толщина вещества, на которой поток ослабляется в e раз, и массовый коэффициент поглощения

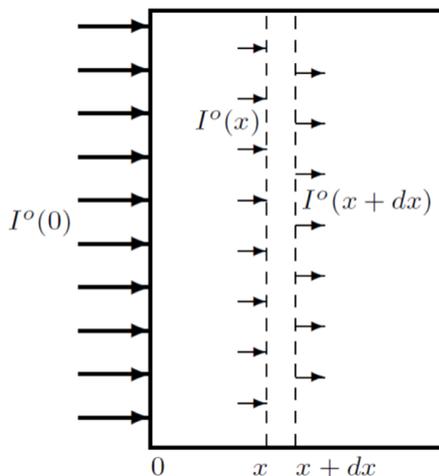


Рис. 2. Изменение интенсивности потока фотонов при прохождении через вещество

$\mu = \tau/\rho$ [см²/г] — толщина вещества в г/см², на которой поток ослабляется в e раз.

Коэффициент поглощения полностью характеризует прохождение фотонов через вещество. Он зависит от свойств среды и энергии фотонов. Если поглощение идет за счет нескольких различных процессов, каждому из которых соответствует свой коэффициент поглощения μ_i, τ_i , то полный коэффициент поглощения определяется суммами $\mu = \sum \mu_i, \tau = \sum \tau_i$.

3. Эффект Комптона

В 1922 году Артур Холли Комптон обнаружил и дал теоретическое обоснование эффекту изменения длины волны рентгеновского излучения вследствие рассеяния его электронами вещества. Он изучал рассеяние жесткого рентгеновского излучения на телах, состоящих из легких атомов, таких как графит, парафин. На рисунке 3 показано рассеяние на графите под различными углами.

Опыт показал, что в рассеянном излучении, наряду с исходной длиной волны λ , появляется смещенная линия с длиной волны $\lambda' > \lambda$. Изменение длины волны $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ в длинноволновую сторону спектра при рассеянии излучения получило название комптоновского смещения, а само явление — эффекта Комптона. За это открытие в 1927 году Комптон был

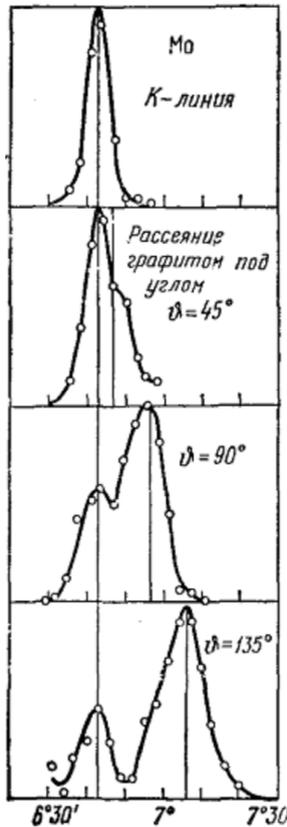


Рис. 3. Комптоновское рассеяние при различных углах

награжден Нобелевской премией.

Элементарная теория эффекта была дана А. Комптоном и, независимо от него, П. Дебаем на основе представления о том, что гамма- и рентгеновское излучение состоит из частиц — фотонов (гамма-квантов). С точки зрения классического подхода, гамма-излучение можно рассматривать как плоскую волну с частотой ω , волновым вектором \vec{k} и интенсивностью I . С другой стороны, для объяснения рассеяния, сопровождающегося потерей энергии излучения, Комптон и Дебай предположили, что фотон (гамма-квант) обладает как энергией $E_\gamma = \hbar\omega$, $\omega = 2\pi c/\lambda$, так и импульсом $\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k}$, $k = 2\pi/\lambda$, а также интенсивностью, означающей сумму энергий фотонов, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную импульсу фотона. Данный подход учитывает кван-

товую природу электромагнитного излучения (корпускулярно-волновой дуализм). В качестве модели Комптон рассмотрел упругое рассеяние фотона на свободном покоящемся электроне, что на практике является хорошим приближением для рассеяния фотонов гамма- и рентгеновских лучей на слабосвязанных атомных электронах легких атомов, то есть $E_\gamma \gg E_b$, где E_b — энергия связи электрона в атоме. Согласно этой модели, при рассеянии фотон передает электрону часть энергии и импульса, что эквивалентно изменению частоты или длины волны рассеиваемого излучения (рис. 4).

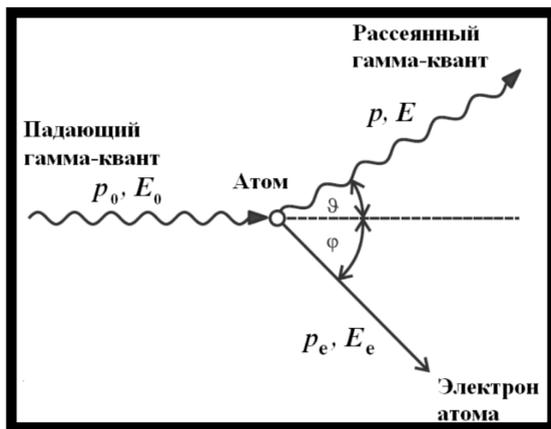


Рис. 4. Схема комптоновского рассеяния

В легких веществах, с которыми производились опыты Комптона, энергия связи электрона с атомом мала по сравнению с энергией, передаваемой ему рентгеновским квантом при столкновении. Энергия, передаваемая атому квантом при столкновении, тем больше, чем больше угол рассеяния. Поэтому указанное условие выполняется тем лучше, чем больше угол рассеяния. В легких атомах энергией связи электрона внутри атома можно пренебречь при всех углах рассеяния, то есть можно считать свободными все электроны.

Рассмотрим упругое столкновение двух частиц: налетающего фотона с энергией $E_0 = \hbar\omega_0$, импульсом $p_0 = \hbar\omega_0/c$ и покоящегося электрона, энергия покоя которого равна $E_{e0} = mc^2 = 511$ кэВ. При столкновении с электроном фотон рассеивается, его импульс становится равным $p = \hbar\omega/c$, а энергия $E = \hbar\omega < E_0$, что соответствует увеличению длины волны фотона.

Полная энергия электрона после столкновения и приобретения им им-

пульса p_e

$$E_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

$$\text{ЗСЭ: } E_0 + E_{e0} = E + E_e \text{ или } \hbar\omega_0 + mc^2 = \hbar\omega + \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

$$\text{ЗСИ: } \vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{p}_e.$$

$$\begin{aligned} \text{Из теоремы косинусов: } p_e^2 &= \left[\frac{\hbar\omega_0}{c}\right]^2 + \left[\frac{\hbar\omega}{c}\right]^2 - 2\left[\frac{\hbar}{c}\right]^2 \omega_0 \omega \cos \theta \Rightarrow \\ &\Rightarrow (\omega_0 - \omega) m c^2 = (1 - \cos \theta) \hbar \omega_0 \omega. \end{aligned}$$

Можно переписать: $\Delta\lambda \equiv \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{mc}(1 - \cos \theta) = 2\frac{h}{mc} \sin^2(\theta/2)$ — формула Комптона.

Параметр $\frac{h}{mc} \equiv \Lambda_e = 2.426 \cdot 10^{-12}$ м — комптоновская длина волны.

Формула Комптона показывает, что сдвиг длины волны не зависит от свойств рассеивающего вещества, а также не зависит от величины длины волны и определяется только лишь углом рассеяния фотонов θ . Можно рассчитать величину энергии рассеянного фотона в зависимости от угла рассеяния и связь углов вылета рассеянного фотона θ и электрона отдачи φ :

$$E(\theta) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2}(1 - \cos \theta)},$$

$$\text{tg}(\varphi) = \text{ctg}(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{\hbar\omega_0}{mc^2}\right).$$

4. Томсоновское рассеяние

Рассмотрим формулу Комптона

$$\Delta\lambda \equiv \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{mc}(1 - \cos \theta) = 2\frac{h}{mc} \sin^2(\theta/2).$$

Относительное изменение длины волны $\Delta\lambda/\lambda_0$ велико только в том случае, когда $\lambda_0 < \Lambda_e$, что соответствует диапазону гамма- и рентгеновских длин волн. В пределе малых частот, когда $E_\gamma < E_b$, комптоновское рассеяние переходит в томсоновское рассеяние: свободный электрон под действием периодического поля электромагнитной волны совершает вынужденные колебания на частоте волны и поэтому излучает рассеянные волны той же частоты. При томсоновском рассеянии изменение длины

волны $\Delta\lambda/\lambda_0$ очень мало, лежит за пределами технических возможностей эксперимента и является ненаблюдаемым. Таким образом, рассеяние фотонов происходит без изменения их энергии. Итак, томсоновское рассеяние можно рассматривать как частный случай эффекта Комптона в случае больших длин волн.

5. Рэлеевское рассеяние

Рэлеевское рассеяние, в отличие от комптоновского, является рассеянием на связанных электронах. В опытах было установлено, что при комптоновском рассеянии вместе со смещенной линией λ наблюдается также и несмещенная линия с длиной волны λ_0 . Это явление можно объяснить тем, что фотон взаимодействует с электронами, сильно связанными с атомом, например, с электронами внутренних оболочек. В таком случае фотон обменивается энергией и импульсом со всем атомом в целом, а из-за его большой массы по сравнению с массой электрона атому передается очень малая часть начальной энергии фотона. Поэтому длина волны λ рассеянного излучения не отличается от длины волны λ_0 падающего. Итак, рэлеевское рассеяние есть комптоновское рассеяние в пределе сильно связанных с атомом электронов, при котором изменение длины волны не проявляется.

При рассеянии видимого, ультрафиолетового и инфракрасного света также наблюдается рэлеевское рассеяние, при котором не происходит изменение длины волны, так как энергия фотонов оптического диапазона сравнима с энергиями связи электронов в атоме.

6. Фотоэффект

Фотоэлектрический эффект — это освобождение электронов, находящихся в веществе в связанном состоянии, под воздействием фотонов. Фотоэффект может быть внутренним и внешним. При внутреннем фотоэффекте электроны под воздействием электромагнитного излучения внутри полупроводника или диэлектрика переходят из связанных состояний в свободные без вылета наружу. Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах, газах, на отдельных атомах и молекулах — это испускание электронов наружу при поглощении фотонов. Энергетические соотношения при этом выглядят следующим образом: $E_\gamma = E_e + E_i$.

Вероятность эффекта увеличивается по мере приближения энергии фотона к энергии связи электрона с атомом. Для фотоэффекта важна

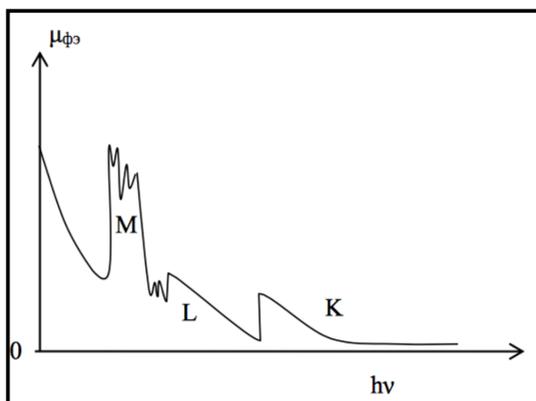


Рис. 5. Зависимость массового коэффициента поглощения в ходе фотоэффекта от энергии падающих фотонов

относительная связанность электрона $\sigma \sim I_i/h\nu$, где I_i — энергия ионизации i -й оболочки. По мере увеличения энергии гамма-кванта это отношение для электронов данной оболочки становится все меньше. Если это отношение больше единицы, то гамма-квант вообще не может выбить электрон этой оболочки из атома, поглощение электронами этой оболочки вовсе не происходит. Зависимость коэффициента поглощения от энергии гамма-квантов показана на рис. 5. В общем случае поглощение быстро уменьшается с возрастанием энергии. Однако каждый раз, как только энергия гамма-квантов становится больше энергии, необходимой для ионизации электронов следующей, более глубокой оболочки, поглощение скачком возрастает. После того как энергия гамма-квантов становится больше энергии связи электронов K -оболочки, скачков больше не наблюдается. В этом случае гамма-кванты (до 80%) поглощаются электронами K -оболочки, то есть наиболее сильно связанными. Мелкие скачки на рис. 5 обусловлены различной энергией связи электронов, находящихся в разных подоболочках одной и той же оболочки. При очень больших энергиях γ -квантов поглощение за счет фотоэффекта становится малым по сравнению с поглощением за счет других эффектов. Так как с увеличением порядкового номера Z элемента растет и общее число электронов в атомах, и энергия связи электронов внутренних оболочек, то с ростом Z поглощение гамма-квантов за счет фотоэффекта сильно увеличивается (при равном числе атомов в единице объема вещества — пропорционально Z^5 , если энергия гамма-квантов больше энергии ионизации K -оболочки).

После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке (при достаточно

большой энергии фотона «обдирается» сама внутренняя K -оболочка) образуется вакантное место. Переход менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже), или трансформироваться в энергию характеристического рентгеновского излучения. Таким образом, при фотоэффекте часть энергии первичного гамма-кванта преобразуется в энергию электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), а часть выделяется в виде характеристического излучения (рис. 6).

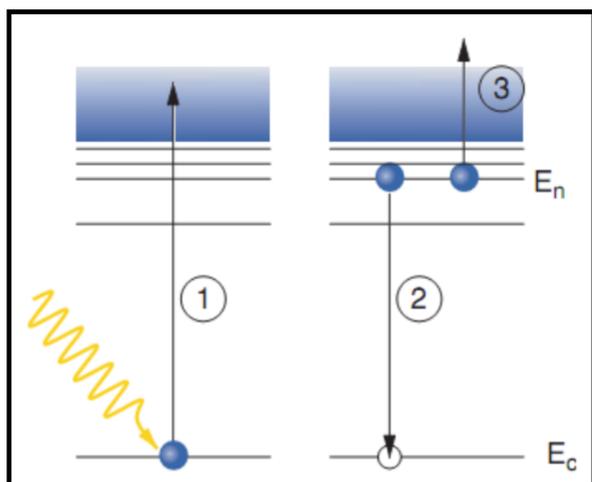


Рис. 6. Схема Оже процессов

Характеристическое рентгеновское излучение — это результат перехода электронов с внешних электронных оболочек на вакантное место внутренней оболочки, образовавшееся при вырывании фотоэлектрона. Испускание Оже электронов и рентгеновская флуоресценция — конкурирующие процессы. Вероятность спонтанной флуоресценции пропорциональна кубу разности энергии между верхним и нижним уровнями и определяется коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения. K -характеристическое излучение более вероятно и, следовательно, имеет большую интенсивность, чем L -флуоресценция. Рентгеновское излучение будет сильнее для более тяжелых атомов из-за увеличения притяжения положительно заряженного ядра и, как следствие, увеличения разности энергий между соседними оболочками. Зависимость относительного выхода характеристического K - и L -излучений и Оже-эффекта от зарядово-

го числа атомного ядра Z показана на рис. 7. В отличие от характеристического излучения, испускание Оже-электронов увеличивается с уменьшением разности энергии между возбужденным атомом и ионом после эмиссии Оже-электрона. Оже-процессы происходят более вероятно для легких атомов вследствие того, что электроны в этих атомах менее связаны с ядром, чем в тяжелых атомах.

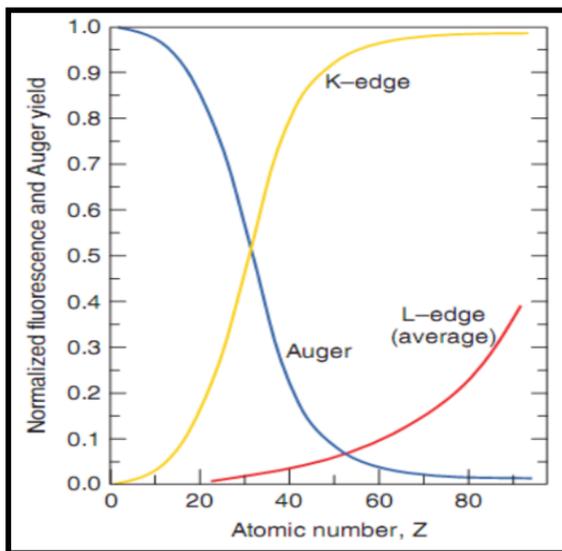


Рис. 7. Зависимость относительного выхода характеристического K - и L -рентгеновского излучений и Оже-эффекта от зарядового числа атомного ядра Z

Литература

1. Гайнов Р. Р., Дулов Е. Н., Бикчантаев М. М. // Эффект Комптона
2. Егранов А. В. // Методы экспериментальной физики конденсированного состояния, часть 2
3. Fauwari L. // Interactions particules-matière
4. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. // Частицы и атомные ядра