

## ЯВЛЕНИЕ КОМПТОНА.

*Л. Я. Штрум.*

1. Вступление. — 2. Основы теории Дебая-Комптона. — 3. Смещение спектральных линий. — 4. Явление Комптона для связанных электронов. — 5. Волновая теория явления Комптона. — 6. Движение электронов. — 7. Интенсивность вторичных лучей.

1. Согласно теории световых квантов в той форме, какая была придана ей Эйнштейном [1], излучение распространяется в пространстве не в виде волн, а в виде ограниченных дискретных количеств энергии, квантов, заключенных внутри небольшого объема и обладающих определенным количеством движения. Энергия такого кванта равна  $h\nu$ , а количество движения равно  $\frac{h\nu}{c}$ , где  $h$  — постоянная Планка,  $\nu$  — число колебаний в секунду,  $c$  — скорость света. Взаимодействие квантов с материальными частицами происходит на основании законов сохранения энергии и сохранения количества движения.

Эта теория оказалась чрезвычайно полезной при объяснении различных явлений. Для некоторых явлений взаимодействия между материей и лучистой энергией она дает единственное рациональное объяснение. Сюда относятся явления фотоэлектричества, при которых энергия кванта, поглощенная целиком, затрачивается на сообщение энергии электрону, и — в известном смысле обратное первому — явление образования рентгеновских лучей при остановке движущихся электронов, когда кинетическая энергия остановившегося электрона проявляется в виде энергии кванта рентгеновского излучения. Исходя из этой теории, Эйнштейн получил простой и чрезвычайно изящный вывод формулы Планка для черного излучения, а, приняв во внимание закон смещения Вина, вывел также квантовое условие частоты (второй постулат Бора) [2]. На основании постулата о количестве движения кванта, Шредингер получил выражение принципа Доплера [3].

При всех успехах теории квантов, остается обширная область явлений, связанных с распространением лучей света и взаимодействием

их между собой, которые могут быть объяснены только на основании волновой теории. Таковы явления отражения, преломления, интерференции, поляризации. К числу явлений, необъяснимых теорией квантов, относилось до последнего времени также явление рассеяния света. Классическая теория давала полное объяснение не только рассеянию лучей с оптической длиной волны: Дж. Дж. Томсон дал электромагнитную теорию рассеяния рентгеновских лучей [4], на основании которой ему удалось рассчитать число электронов в атоме. Однако исследования, произведенные в течение последних лет Дебаем, Комптоном и др., показали, что теория квантов дает более полное и согласное с опытами объяснение явлениям, связанным с рассеянием рентгеновских лучей. Таким образом область явлений, объясняемых теорией квантов, расширяется.

Согласно теории Томсона, электромагнитная волна рентгеновских лучей, падая на какое-нибудь тело, сообщает ускорение электронам, входящим в состав атомов этого тела, а электроны, получившие ускорение, в свою очередь излучают энергию в виде вторичных рассеянных рентгеновских лучей. Классическая теория Томсона приводит к следующим результатам:

- 1) При рассеянии рентгеновских лучей, как и при рассеянии световых лучей, длина волны остается неизменной.
- 2) Энергия вторичных лучей, испускаемых каждым электроном, не зависит от длины волны первичных лучей и равна величине

$$\frac{8}{3} \pi \frac{e^4}{m^2 c^4} P, \dots \dots \dots (1),$$

где  $e$  — заряд электрона,  $m$  — масса электрона  $c$  — скорость света,  $P$  — энергия первичных лучей, падающих в единицу времени на единицу поверхности тела, испускающего вторичные лучи.

- 3) Интенсивность вторичных лучей зависит от угла рассеяния и выражается формулой

$$I = I_0 \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}, \dots \dots \dots (2),$$

где  $I$  — интенсивность вторичных лучей по направлению, составляющему угол  $\theta$  с направлением первичных лучей,  $I_0$  — интенсивность лучей, рассеянных в направлении первичных лучей, т.-е. при  $\theta = 0$ . Из формулы (2) следует, что при  $\theta = \pi$ ,  $I = I_0$ . Это значит, что когда рентгеновские лучи проходят через тонкий слой какого-нибудь вещества, то интенсивность рассеянных лучей должна быть одинаковой по обе стороны слоя.

Теория Томсона находится в хорошем согласии с опытом для рентгеновских лучей обычной жесткости. Но при исследовании рас-

сеяния очень жестких лучей, т.-е. лучей с малой длиной волны, а также  $\gamma$ -лучей, длина волны которых еще меньше, оказалось, что наблюдаются довольно заметные отступления от результатов, предсказываемых теорией Томсона. Так, например, было замечено, что при рассеянии жестких рентгеновских лучей вторичные лучи оказываются более мягкими, т.-е. отличаются большей длиной волны [5, 6, 7]. Еще раньше это явление было наблюдеено для  $\gamma$ -лучей [8]. Интенсивность рассеянных жестких лучей принимает значения, отступающие от получающихся из формулы (2) [9, 10]. Интенсивность вторичных лучей больше при острых углах, чем при тупых углах  $\theta$ . Общая интенсивность вторичных лучей оказывается меньшей, чем получается по теории Томсона.

Эти отступления наблюдаемых явлений от предсказаний классической теории привели к попытке объяснить рассеяние рентгеновских лучей при помощи теории квантов. Квантовую теорию рассеяния рентгеновских лучей предложили почти одновременно и независимо друг от друга П. Дебай [11] и А. Комптон [12, 13, 14, 15]. Сущность теории Дебая-Комптона заключается в следующем.

2. Согласно представлениям теории световых квантов, рассеяние рентгеновских лучей обусловлено столкновениями квантов излучения с электронами. Эти столкновения совершенно аналогичны явлению упругого удара. Положим, что квант рентгеновских лучей, которому присуща частота  $\nu_0$ , двигаясь по направлению  $AB$  (рис. 1), сталкивается в точке  $B$  с неподвижным электроном. В результате столкновения электрон приходит в движение с некоторой скоростью  $v$  в направлении, составляющем угол  $\varphi$  с направлением  $AB$ , т.-е. с направлением первичного луча. Энергия движущегося электрона равна (в предположении, что масса электрона зависит от скорости) величине

$$E = mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \dots \dots \dots (3)$$

где  $E$  — энергия электрона,  $m$  — масса неподвижного электрона,  $c$  — скорость света,  $\beta = \frac{v}{c}$ . Так как к столкновению кванта с электроном применяются законы сохранения энергии и сохранения количества движения, то при сообщении энергии электрону уменьшится энергия кванта. Если первоначальная энергия кванта равна  $h\nu_0$ , то энергия кванта после столкновения равна  $h\nu$ , где новая частота колебаний  $\nu$  меньше, чем  $\nu_0$ . Из закона сохранения энергии имеем:

$$h\nu_0 = h\nu + E \dots \dots \dots (4)$$

Подставив значение  $E$  из (3), получим:

$$h\nu_0 = h\nu + mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \dots \dots \dots (5)$$

После столкновения с электроном изменится не только частота кванта, но и направление движения. Пусть новое направление кванта составляет с первоначальным направлением его угол  $\theta$ . Абсолютная величина количества движения кванта до столкновения равна  $\frac{h\nu_0}{c}$ , после столкновения —  $\frac{h\nu}{c}$ . Абсолютная величина количества движения электрона равна  $\frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . Так как количество движения первичного кванта равно векториальной сумме количеств движения вторичного кванта и электрона, то

$$\left(\frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + 2 \frac{h\nu_0}{c} \cdot \frac{h\nu}{c} \cdot \cos \theta \dots (6)$$

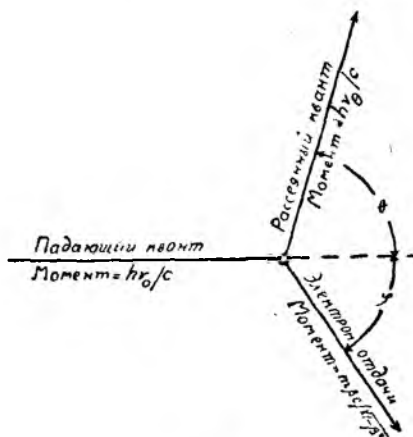


Рис. 1.

Уравнения (5) и (6) являются основными в квантовой теории рассеяния рентгеновских лучей. Приняв за независимые переменные величины  $\nu$  и  $\theta$  и разрешив эти два уравнения относительно  $\nu$  и  $\beta$ , получим:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + a(1 - \cos \theta)} \dots (7)$$

$$\beta = 2a \sin \frac{\theta}{2} \frac{\sqrt{1 + (2a + a^2) \sin^2 \frac{\theta}{2}}}{1 + 2(a + a^2) \sin^2 \frac{\theta}{2}}, \dots (8)$$

где

$$a = \frac{h\nu_0}{mc^2} \dots (9)$$

Постоянная  $a$  выражает отношение массы кванта  $\frac{h\nu_0}{c^2}$  к массе электрона  $m$ .

Равенство (7) показывает, что частота колебаний рентгеновских лучей не остается постоянной при рассеянии, как это следует из классической теории, а уменьшается в зависимости от угла рассеяния  $\theta$ .

Выразив частоту колебаний кванта через длину волны, имеем:

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

и формулу (7) можем переписать следующим образом:

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \dots \dots \dots (10)$$

Формула (10) наглядно показывает, что спектральная линия однородных рентгеновских лучей смещается под влиянием рассеяния в сторону более длинных волн. Замечательно то, что это смещение одинаково для всех длин волн и зависит только от угла рассеяния. Подставив численные значения величин  $h, m, c$  в формулу (10), получим:

$$\lambda - \lambda_0 = 0,0486 \sin^2 \frac{\theta}{2} \dots \dots \dots (10 a)$$

При рассеянии рентгеновских лучей под прямым углом величина смещения, одинаковая для всех лучей, равна  $0,0243 \text{ \AA}$ .

3. Как мы упоминали, уже сравнительно давно было замечено, что жесткие лучи становятся при рассеянии более мягкими, т.-е. длина волны их увеличивается. Точные количественные измерения, подтверждающие формулу (10), были впервые произведены А. Комптоном [12,14,16]. Так как ожидаемое изменение длины волны довольно мало, порядка нескольких сотых ангстрема, то для наблюдений необходимо было выделить одну определенную спектральную линию. В качестве источника лучей Комптон взял молибденовый антикатод и производил измерения над линией  $K_\alpha$  молибдена. Радиатором (т.-е. телом, рассеивающим рентгеновские лучи) служил кусок графита. Главная трудность опыта заключалась в том, что интенсивность однородных лучей, рассеянных в определенном направлении, очень мала, она составляет всего одну двадцатипятитысячную долю полной интенсивности первичных лучей. Поэтому необходимо было получить воз-

можно более интенсивный пучок лучей. На рис. 2, заимствованном из статьи Комптона, представлена схема опыта. Источником лучей служит молибденовый антиматод *I* рентгеновской трубки особой конструкции, которая позволяет поместить источник вторичных лучей возможно ближе к антиматоду. Вторичные лучи от графита *B*, пройдя через ряд щелей, попадают на кристалл спектрометра и далее в ионизационную камеру. На рис. 3 воспроизведены кривые, полученные по методу Брэгга. Кривая *A* показывает неизменную первичную линию  $K_{\alpha}$  молибдена. Кривые *B*, *C* и *D* изображают спектр лучей, рассеянных под углами в  $45^{\circ}$ ,  $90^{\circ}$  и  $135^{\circ}$ . Разница между правыми и левыми кривыми лишь в том, что в последнем случае щель была уже. Кроме первичной линии, на кривых ясно видна еще другая линия, смещенная в сторону более длинных волн, при чем смещение

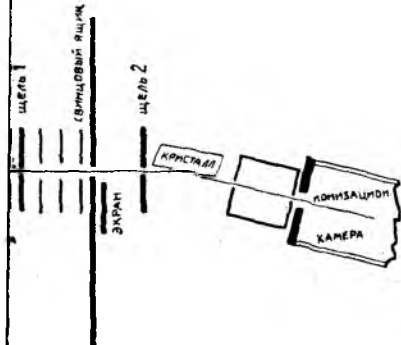


Рис. 2.

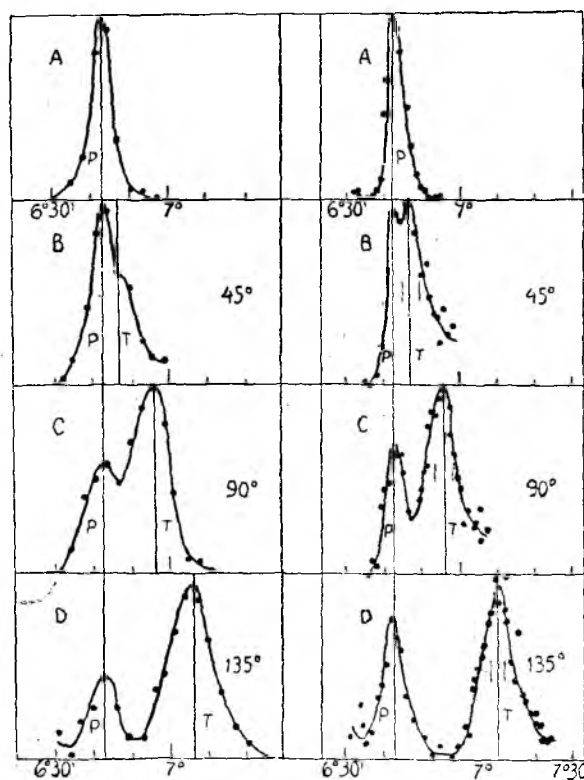


Рис. 3.

тем больше, чем больше угол рассеяния, как это следует из формулы (10). Точность наблюдений соответствует  $0,001 \text{ \AA}$ . Длина волны линии  $K_{\alpha}$  молибдена  $\lambda_0 = 0,708 \text{ \AA}$ . Длина волны смещенной линии при угле рассеяния в  $90^{\circ}$  равна  $0,730 \text{ \AA}$ . Таким образом, наблюдаемое смещение равно  $0,022 \text{ \AA}$ . Теоретически ожидаемое смещение по формуле (10 а) составляет  $0,023 \text{ \AA}$ . Совпадение с опытом полное.

Изменение длины волны в зависимости от угла рассеяния было прослежено Комптоном также и для  $\gamma$ -лучей [14,17]. Длина волны

определялась в последнем случае уже косвенным путем, по показателю поглощения. На приложенной табличке результаты наблюдений (третий столбец) сравнены с вычисленными величинами.

ДЛИНА ВОЛНЫ ПЕРВИЧНЫХ И ВТОРИЧНЫХ  $\gamma$ -ЛУЧЕЙ.

	Угол рас- сеяния.	$\lambda$ наблюд.	$\lambda$ вычис.
Первичные лучи . . . . .	0°	0,022 Å	—
Вторичные лучи : . . . . .	45°	0,030 Å	0,029 Å
”	90°	0,043 Å	0,047 Å
”	135°	0,068 Å	0,063 Å

Против изложенного нами истолкования опытов Комптона направил свою критику Дюэн, который в ряде работ, произведенных вместе с несколькими сотрудниками, повторил опыты Комптона и защищал ту точку зрения, что появление новой спектральной линии объясняется возникновением так называемых „третичных“ лучей [18, 19, 20, 21]. По мнению Дюэна, рентгеновские лучи, падая на рассеивающее их тело, вызывают выделение фотоэлектронов. Кинетическая энергия каждого фотоэлектрона несколько меньше энергии кванта, так как часть этой энергии затрачивается на работу отделения электрона. Ударяясь об атомы тела, эти фотоэлектроны в свою очередь вызывают появление непрерывного рентгеновского спектра, и так как энергия электронов соответствует меньшей частоте, чем частота первичных лучей, то граница этого спектра сдвинута в сторону длинных волн. В качестве вторичных радиаторов Дюэном и его сотрудниками применялись различные вещества: графит, лед, алюминий, поваренная соль, сера. Величина смещения, в согласии с теорией Дюэна, возрастает вместе с атомным весом. А так как для графита результаты Дюэна совпадают с результатами Комптона, то Дюэн приходит к заключению, что третичные лучи не представляют собою явления, лишь сопровождающего явления Комптона, а в них-то и заключается причина смещения спектральной линии.

Несмотря на то, что наблюдаемое смещение численно не противоречит теории Дюэна, она не в состоянии объяснить некоторых особенностей явления. Прежде всего, рентгеновские лучи, вызванные ударами электронов и составляющие угол в 90° с направлением потока электронов, бывают поляризованы не больше, чем на 25% [22]. В данном случае степень поляризации должна быть еще меньше, так как фотоэлектроны движутся в разные стороны. На самом же деле вто-

ричные лучи от легких элементов под углом в  $90^\circ$  к первичным поляризованы почти целиком, не меньше, чем на  $98\%$  [23].

Кроме того, энергия вторичных лучей, вызванных в графите и в парафине линией  $K_\alpha$  молибдена, составляет  $24\%$  энергии первичных лучей [24], между тем как для фотоэлектронов соответствующей скорости лишь  $1\%$  энергии обращается в энергию рентгеновских лучей.

В образовании третичных лучей видную роль играют, по мнению Дюэна, фотоэлектроны, выделяющиеся из деревянного ящика, окружающего прибор. Проверочные опыты с ящиком, выложенным свинцом, и вовсе без ящика произвели Росс и Вебстер [25], также Комптон, Бирден и Ву [26]. Результаты получились те же, что и раньше в согласии с теорией Комптона.

Наиболее убедительным подтверждением теории Дебая—Комптона служат точные спектроскопические наблюдения, произведенные рядом исследователей [27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39]. Смещение спектральной линии измерялось не только при помощи ионизационной камеры, но и фотографическим путем. Как мы уже упоминали, интенсивность вторичных лучей по определенному направлению очень незначительна, поэтому при фотографировании спектральных линий экспозиция продолжается довольно много, не меньше ста часов при мощной трубке [27]. В качестве первичных лучей применялись обычно лучи линии  $K_\alpha$  молибдена (длина волны  $0,708 \text{ \AA}$ ) или линии  $K_\alpha$  вольфрама (длина волны  $0,209 \text{ \AA}$ ). На фотографиях, полученных Россом, Вебстером, Беккером, Калльманом и Марком, Шарпом, отчетливо видны как первичная, несмещенная, так и смещенная линии, при чем величина смещения находится в точном количественном соответствии с теорией Комптона. В то время как по теории третичных лучей на месте смещенной линии должна находиться широкая полоса, резко ограниченная только со стороны коротких волн, на большинстве фотографий смещенная линия получается довольно резкой (менее все же резкой, чем первичная линия). Так, например, на фотографии Росса [30], который наблюдал линию  $K$  молибдена, рассеянную парафином под углом в  $55^\circ$ , можно было отличить на смещенной линии даже составляющие  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , для которых разница в длинах волн равна  $0,004 \text{ \AA}$ . Очень отчетливая спектрограмма, полученная Беккером вместе с четырьмя сотрудниками [34], изображена на рис. 4. Фотографировались лучи молибдена, рассеянные алюминием под углом в  $100^\circ$ . На рисунке ясно видны как несмещенные линии  $\alpha$  и  $\beta$ , так и смещенные линии, обозначенные  $\alpha_c$  и  $\beta_c$ . Величина смещения равна  $0,027 \text{ \AA}$ . На оригинальных спектрограммах можно разделить даже составляющие  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

Наиболее точные до последнего времени измерения произведены, по видимому, Шарпом, в лаборатории Комптона [35] (в декабре



1925 года). Фотографировалась линия  $K_\alpha$  молибдена, рассеянная парафином под углом в  $169,07^\circ$ .

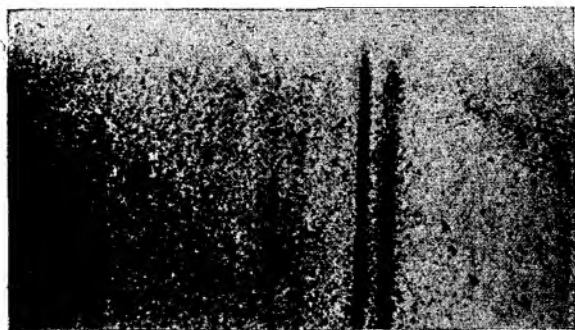


Рис. 4.

На рис. 5, воспроизводящем спектрограмму Шарпа, видны смещенная и несмещенная линии  $K_\alpha$  молибдена. Для сравнения помещена линия  $K_\alpha$  циркона с большей длиной волны. Экспериментально наблюдаемая величина смещения составляет  $(0,04825 \pm 0,00017) \text{ \AA}$ , теоретически вычислен-

ная по формуле (10), равна  $(0,04798 \pm 0,00009) \text{ \AA}$ . Любопытно то, что Шарп, воспользовавшись своими результатами и подставив их в формулу (10), вычисляет величину массы электрона  $m$ , не-

зависимо от отношения  $\frac{e}{m}$ . Получается  $m = (8,99 \pm 0,034) \cdot 10^{-28} \text{ г}$ . Из наблюдений над отклонением движущихся электронов получается  $m = 8,98 \cdot 10^{-28} \text{ г}$ . (В. Т. Bridge, Phys. Rev. 14, 369, 1919.)

Решающее значение для теории Комптона имеют измерения смещения спектральной линии в зависимости от угла рассеяния, так как по теории третичных лучей величина смещения не зависит от угла. Росс [31] наблюдал смещение под углами в  $110^\circ$  и  $160^\circ$ . Величина смещения при  $110^\circ$  равна  $(0,035 \pm 0,002) \text{ \AA}$  (теоретическая  $0,0345 \text{ \AA}$ ); при  $160^\circ$  — равна  $(0,047 \pm 0,002) \text{ \AA}$  (теоретическая  $0,0469$ ). Калльман и Марк [32] получили фотограммы линии  $K_\alpha$  молибдена, рассеянной графитом под углами в  $90^\circ$  и  $72^\circ$  (рис. 6). Наблюдаемые величины смещения соста-

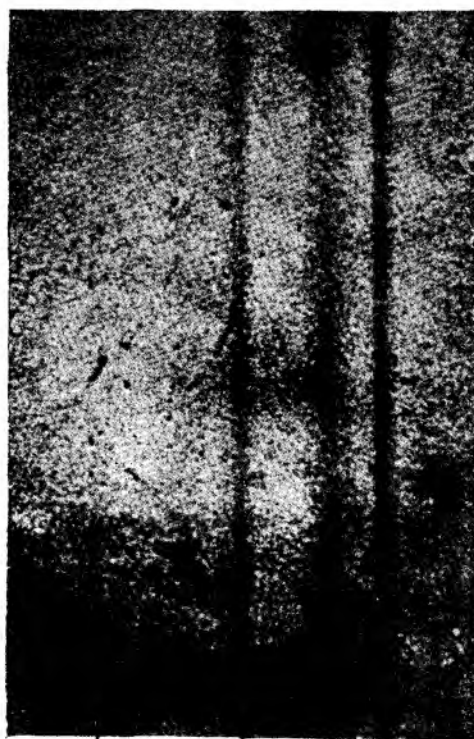
Мо  $K_\beta$     Мо  $K_\alpha$     Zr  $K_\alpha$ 

Рис. 5.

вляют  $0,0241 \text{ \AA}$  и  $0,0170 \text{ \AA}$ , вычисленные по формуле (10), равны  $0,0243 \text{ \AA}$  и  $0,0168 \text{ \AA}$ .

Интересно то, что Дюэн, который долгое время был противником теории Комптона, опубликовал в конце 1925 года результаты систематических опытов (совместно с Аллисоном) над рассеянием рентгеновских лучей алюминием, литием и другими элементами, при чем результаты опытов подтверждают, по мнению Дюэна, теорию Комптона [36]. Этой статьей Дюэна заканчивается, повидимому, дискуссия о „теории третичных лучей“.

4. Как мы видели, теория Дебая—Комптона с большой точностью подтверждается экспериментальными данными.

Наибольшее совпадение данных опыта с предсказаниями теории получается в тех случаях (о них у нас преимущественно шла пока речь), когда рентгеновские лучи рассеиваются элементами с небольшим атомным весом — углеродом, литием, бором и др.

Но если освещению рентгеновскими лучами подвергается элемент с сравнительно большим атомным весом, то величина смещения спектральной линии не всегда соответствует формуле (10) [40]. С другой стороны, на всех спектрограммах получается, кроме смещенной линии, также и основная, не смещенная, при чем интенсивность последней в одних случаях больше, в других — меньше, чем интенсивность смещенной линии. Первоначальная теория Дебая—Комптона не дает никаких указаний на существование несмещенной линии, не говоря уже об относительной интенсивности обеих линий. Кроме того, если сравнить строение этих линий, то смещенная линия обычно оказывается несколько более широкой и размытой. На это обстоятельство изложенная нами теория также не дает указаний. Из всего этого следует, что теория, в общем правильно изображающая сущность явления, но не освещающая некоторых деталей, нуждается в некоторых дополнениях или в обобщении.

Действительно, когда мы обсуждали распределение энергии между квантом и электроном [уравнение (5)], то предполагалось, что вся энергия, сообщенная квантом электрону, имеет форму кинетической энергии. Другими словами, мы предполагаем, что до столкновения с квантом электрон был неподвижен и не связан заметными силами с атомами вещества. Первоначальная теория Комптона есть теория

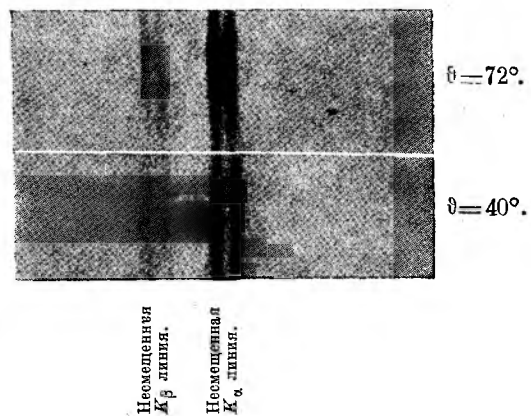


Рис. 6.

рассеяния рентгеновских лучей свободными электронами. Но, как известно, электроны находятся внутри атома на стационарных орбитах с различными уровнями энергии, и для того, чтобы только удалить электрон из сферы притяжения остальной части атома, нужно затратить некоторое количество энергии, равное энергии ионизации атома для соответствующего уровня. Если эта энергия ионизации невелика, то ею можно пренебречь, но для элементов с большим зарядом атомного ядра необходимо принять ее во внимание. Кроме того, при столкновении кванта с электроном, который связан с атомом, часть энергии и количества движения сообщается и остальной части атома. Все эти обстоятельства необходимо учесть при построении обобщенной теории явления Комптона.

Обобщенная квантовая теория рассеяния рентгеновских лучей была предложена самим Комптоном [41, 49] и, несколько позже, Джанси [42, 43, 44, 45].

Согласно обобщенной теории Комптона, энергия кванта при столкновении со связанным электроном распределяется следующим образом. Часть энергии затрачивается на удаление электрона из атома. Эта часть равна  $h\nu_0$ , где  $\nu_0$  — критическая частота ионизации, т.е. наименьшая частота тех лучей, которые в состоянии вырвать электрон из атома. Часть энергии идет на сообщение кинетической энергии электрону, еще одна часть — на сообщение энергии атому и, наконец, последняя часть остается в виде энергии измененного кванта. Количество движения первичного кванта также равно сумме (векториальной) количеств движения вторичного кванта, электрона и атома. Отсюда уравнение энергии получает вид:

$$\frac{hc}{\lambda_0} = \frac{hc}{\lambda} + \frac{hc}{\lambda_e} + mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) + \frac{1}{2} + MV^2, \dots (11)$$

где  $\lambda_0$  — длина волны ионизирующих лучей,  $M$  и  $V$  — масса и скорость атома, остальные обозначения — прежние.

Положим, что первичный квант движется вдоль координатной оси  $X$ . Направление оси  $Y$  выберем таким образом, чтобы путь отклоненного кванта лежал в плоскости  $XY$ . Движение электрона происходит, в общем случае, вне этой плоскости. Косинусы углов, составленные отклоненным квантом с осями координат, обозначим:  $l_1, m_1, 0$ . Соответствующие косинусы для пути электрона:  $l_2, m_2, n_2$ ; для пути атома:  $l_3, m_3, n_3$ . Количество движения электрона

$$p = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \dots (11a)$$

Количество движения атома:  $P = MV \dots (12)$

Уравнения количеств движения (в проекциях на координатные оси):

$$\frac{h}{\lambda_0} = \frac{hl_1}{\lambda} + pl_2 + Pl_3 \dots \dots \dots (13)$$

$$0 = \frac{h}{\lambda} m_1 + pm_2 + Pm_3 \dots \dots \dots (14)$$

$$0 = 0 + pn_2 + Pn_3 \dots \dots \dots (15)$$

Так как  $M$  велико по сравнению с  $m$ , то скорость атома  $V$  мала и величиной  $\frac{1}{2} MV^2$  в уравнении (11) можно пренебречь. Решая уравнения (11), (13), (14) и (15), получим, что изменение длины волны

$$\begin{aligned} \delta\lambda &= \lambda - \lambda_0 = \\ &= \frac{\lambda_0}{1-A} \left[ \alpha (1-l_1) + s \left( 1 - \frac{1}{2} as \right) + B \left( l_1 l_3 + m_1 m_3 - l_3 + \frac{B}{2\alpha} \right) \right], \end{aligned} \quad (16)$$

где введены сокращенные обозначения:

$$\alpha = \frac{h}{mc\lambda_0}; \quad s = \frac{\lambda_0}{\lambda_s}; \quad B = \frac{P}{mc}; \quad A = s \left( 1 + \alpha - \frac{1}{2} ds \right) - B \left( l_3 - \frac{B}{2\alpha} \right) \dots \dots (17)$$

Для кинетической энергии электрона получается выражение:

$$E = h\nu_0 \left[ 1 - \frac{1 - \alpha \left( l_1 s + \frac{1}{2} s^2 \right) + B \left( l_3 + l_1 l_3 s + m_1 m_3 s - \frac{B}{2\alpha} \right)}{1 + \alpha (1 - l_1 - s) + B (l_1 l_3 + m_1 m_3)} \right] \dots \dots (18)$$

Если электроны свободны, то  $\nu_s = 0$ ;  $\lambda_s = \infty$ ;  $P = 0$  (импульс сообщается только электрону). В этом случае выражения (16) и (18) упрощаются и обращаются в уравнения Дебая—Комптона для свободных электронов:

$$\delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - l_1) \dots \dots \dots (16 \text{ а})$$

$$E = h\nu_0 \cdot \frac{\alpha (1 - l_1)}{1 + \alpha (1 - l_1)} \dots \dots \dots (18 \text{ а})$$

Уравнения (16 а) и (18 а), однозначные с уравнениями (10) и (8).

Как видно из формулы (16), смещение спектральной линии зависит от величины  $s$ , т.е. от отношения волны первичных лучей к волне ионизирующих лучей. При определенном значении  $s$  смещение спектральной линии будет наименьшим. Это будет в том случае, когда энергия ионизации настолько велика, что вся энергия, сообщенная электрону, затрачивается на отделение его от атома. Кинетическая энергия электрона равна нулю, и весь импульс сообщен ионизированному атому.

Величину смещения (обозначим ее буквой  $D$ ) получим из уравнения (11), приравняв нулю в этом уравнении третий и четвертый член. Имеем:

$$D = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_s - \lambda_0} \dots \dots \dots (19)$$

Самый процесс сообщения импульса электрону и ионизированному атому Комpton представляет себе следующим образом. Для того, чтобы удалить электрон из атома, затрачивается энергия ионизации  $\frac{hc}{\lambda_s}$ . При сообщении этой энергии электрон остается неподвижным вне атома, и соответствующее количество движения сообщается остатку атома. Как только электрон освободился, дальнейшее действие излучения сообщается уже не атому, а только электрону, как и в том случае, когда электрон свободен с самого начала. Таким образом, к концу этого процесса атом получает количество движения  $P = \frac{h}{\lambda_s}$  в направлении первичного луча. В уравнении (16) имеем:

$$B = \frac{P}{mc} = \frac{h}{mc\lambda_s} = as; \quad l_2 = 1; \quad m_2 = 0.$$

Подставив эти значения в уравнение (16), получим:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_s - \lambda_0} + \frac{h}{mc}(1 - l_1) \dots \dots \dots (20)$$

В правой части уравнения (20) первый член равен величине  $D$  в уравнении (19), т.-е. величине наименьшего смещения, а второй член равен смещению в случае свободного электрона, согласно уравнениям (16 а) и (10). Обозначив последнюю величину через  $F$ , имеем:

$$\delta\lambda = D + F \dots \dots \dots (20 \text{ а})$$

где

$$F = \frac{h}{mc}(1 - l_1) \dots \dots \dots (21)$$

$$D = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_s - \lambda_0} \dots \dots \dots (19)$$

Формулы (20) и (20а) подтверждаются опытами Комптона [40]. В прилагаемой таблице выписаны результаты некоторых опытов.

Первичные лучи.	Радиатор.	Угол рассеяния.	$\delta\lambda$ Наблуден. в $\text{Å}$	$\delta\lambda$ вычислен. ( $D + F$ ).	$D$ .
Mo $K_\alpha$	Li	135°	0,035	0,041	0
Mo $K_\alpha$	C	90°	0,030	0,024	0
Mo $K_\alpha$	лед	90°	0,025	0,024	0
Mo $K_\alpha$	Al	90°	0,094	0,093	0,069
Mo $K_\alpha$	NaCl	90°	0,137	0,130	0,106
W $K_\beta$	Cu	90°	0,053	0,051	0,027
W $K_\alpha$	Mo	90°	0,106	0,130	0,106
W $K_\beta$	Mo	90°	0,081	0,103	0,079

В первом столбце таблицы указаны спектральные линии первичных лучей (линии  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  молибдена и вольфрама), во втором столбце — радиатор (тело, рассеивающее лучи), в третьем — угол рассеяния, в четвертом — наблюдаемая величина смещений, в пятом — вычисленная по формуле (20), в шестом — предельная величина смещения  $D$ , вычисленная по формуле (19). Из таблицы видно, что в тех случаях, когда лучи рассеиваются легкими веществами (первые три строки), для которых энергией ионизации можно пренебречь, наблюдаемое смещение соответствует случаю свободных электронов, и  $D=0$ . Для более тяжелых веществ величина  $D$  составляет уже значительную долю наблюдаемого смещения. Наконец, в том случае, когда атомный вес радиатора значителен (лучи вольфрама рассеиваются молибденом), энергия ионизации настолько велика, что почти вся энергия, сообщенная квантам, затрачивается на отдельные электроны, и все смещение исчерпывается величиной  $D$ .

Положим, что электрон занимает такое положение на орбите в момент столкновения, что вся энергия, сообщенная ему квантом, оказывается недостаточной для удаления его из атома. В таком случае электрон остается внутри атома, к массе электрона присоединяется масса всего атома; в формуле (10) нужно заменить  $m$  величиной  $M$ , и величина смещения оказывается ничтожно малой. Этим и объясняется существование несмещенной линии.

Теория Джанси сходна по существу с теорией Комптона, но идет дальше, давая подсчет для ширины смещенной линии и для отношения интенсивностей смещенной и несмещенной линии. В отличие от Комптона, Джанси вводит, главным образом, в уравнения энергии и количества движения не энергию ионизации, а скорость электрона (которая, в свою очередь, может быть выражена в зависимости от энергии ионизации). В результате вычислений длина волны смещенной линии выражается в виде функции от угла между направлением пер-

вичного кванта и направлением скорости электрона в момент столкновения. Вычислив maximum и minimum этой функции, можно найти наибольшее и наименьшее значения длины волны смещенной линии. Разность между этими величинами определяет ширину смещенной линии. Если обозначить их через  $\lambda_{max}$  и  $\lambda_{min}$ , то по Джанси:

$$\lambda_{max} - \lambda_{min} = 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \cdot \sqrt{\frac{2h}{mcl_s}} \dots \dots \dots (22)$$

(остальные обозначения прежние).

Таким образом, из теории следует, что смещенная линия должна иметь конечную ширину. Этот вывод находится в согласии с опытами [16, 46].

Прилагая свои вычисления к рассеянию лучей  $K_\alpha$  молибдена электронами углеродного атома на уровне  $L$ , Джанси получает для ширины смещенной линии  $0,021 \text{ \AA}$ . Опыты Комптона дают  $0,027 \text{ \AA}$  [16].

Как уже было указано, несмещенная линия обязана своим существованием тем квантам, которые не вызвали при столкновении отщепления электрона. Положим, что вероятность столкновения такого рода равна  $P_0$ , а вероятность столкновения, при котором энергия, сообщенная квантом электрону, оказывается достаточной для ионизации атома, равна  $P_1$ . Тогда отношение числа квантов, вызвавших столкновение смещенной линии к числу квантов, произведших несмещенную линию, равно отношению  $\frac{P_1}{P_0}$ . Таково же отношение и интенсивности смещенной линии к интенсивности несмещенной линии (точнее, следовало бы принять в расчет также различную энергию самих квантов). Мы не станем останавливаться на ходе не вполне строгих вычислений Джанси, а укажем лишь на полученные результаты: 1) Относительная интенсивность возрастает с увеличением угла рассеяния. Это можно пояснить следующим образом: чем больше угол рассеяния, тем больше энергия, сообщенная квантом электрону [см. ниже формулу (27)] и тем больше вероятность того, что эта энергия окажется достаточной для отщепления электрона, т.е. квант изменит свою частоту. Этот результат подтверждается опытами [16, 47] (ср., напр., рис. 3). 2) Относительная интенсивность смещенной линии при данном угле рассеяния уменьшается с возрастанием атомного номера рассеивающего элемента: чем больше атомный номер, тем, вообще говоря, сильнее связаны электроны, и тем больше вероятность того, что энергия, сообщенная квантом, окажется недостаточной для ионизации атома. Этот результат подтверждается опытами Дэвиса [48], Росса [28, 31, 49], Вебстера [50], Дюэна и Аллисона [36]. 3) Относительная интенсивность смещенной линии увеличивается с уменьшением длины волны рентгеновских лучей: чем меньше длина волны, тем больше энергия кванта, и тем больше ве-

роятность отщепления электрона. Эта зависимость также отмечена на опыте [49]. Интересно отметить, в связи этим, попытку Росса [49] получить явление Комптона для световых лучей, именно, для зеленой линии ртути. Отрицательный результат этой попытки может быть объяснен недостаточной энергией кванта световых лучей видимого спектра.

5. До сих пор мы говорили об истолковании явления Комптона только с точки зрения теории световых квантов. Однако существует ряд попыток совместить явление Комптона с существованием излучения, которое распространяется в пространстве в виде волн, но испускается и поглощается целыми квантами энергии  $h\nu$ . Таковы „полуклассические“ теории Ферстерлинга [51], Гальперна [52], Я. И. Френкеля [53], Эккерта [54], Бауера [55], Ми [56, 57]. Существенная особенность этих теорий состоит в том, что они объясняют смещение спектральной линии явлением Допплера, которое обусловлено движением рассеивающих электронов. Комpton еще в одной из своих первых работ указал, что такая же величина смещения, какая получается из формулы (10), может быть получена на основании принципа Допплера, если предположить, что излучающие электроны движутся в направлении первичных лучей с „эффективной“ скоростью  $\bar{\beta}c$ , где

$$\bar{\beta} = \frac{a}{1+a} \dots \dots \dots (23)$$

Согласно „полуклассическим“ теориям, электромагнитная волна рентгеновских лучей, падая на электрон, сообщает ему ускоренное движение. Если количество энергии, поглощенной электроном из первичной волны, равно  $h\nu_0$ , то средняя скорость электрона соответствует формуле (23). Эккарт, основываясь на общей теории относительности, выводит из уравнения волны и из дифференциального уравнения светового луча, как геодезической линии, — уравнения, аналогичные уравнению Комптона—Дебая. Ми высказывает оригинальную гипотезу, согласно которой не только целые атомы, но и электроны могут переходить в различные стационарные состояния, так что рассеяние рентгеновских лучей представляет собой в некотором роде флюоресцирующее излучение электронов. Свою теорию Ми сочетает с теорией виртуальных вибраторов Бора, Крамерса и Слэтера [58], на которой Бор [59], повидимому, уже не настаивает в настоящее время.

Мы не останавливаемся подробно на этих теориях не только по недостатку места, но и в виду недостаточности их для полного объяснения явления Комптона: выводя при помощи тех или иных допущений формулу смещения для свободных электронов, они не в состоянии объяснить те явления, которые связаны с движением



„электронов отдачи“ (т.-е. электронов, столкнувшихся с квантами излучения). К рассмотрению этих явлений мы и перейдем.

6. При столкновении кванта с электроном, последнему сообщается некоторая часть энергии и количества движения первичного кванта. Если квант отклоняется на угол  $\theta$  от первоначального направления, то скорость электрона, в зависимости от угла  $\theta$ , выражается формулой (8), где  $\beta = \frac{v}{c}$ . Положим, что направление скорости электрона составляет угол  $\varphi$  с направлением первичного кванта. Нетрудно найти зависимость между углами  $\varphi$  и  $\theta$ . Напишем уравнения количества движения в проекциях на направление  $AB$  (рис. 1) и на направление, перпендикулярное к последнему:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \varphi + \frac{h\nu}{c} \cos \theta \dots \dots \dots (24)$$

$$0 = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \varphi + \frac{h\nu}{c} \sin \theta \dots \dots \dots (25)$$

Из последних двух уравнений найдем:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{(1 + \alpha) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} \dots \dots \dots (26)$$

Кинетическая энергия электрона, на основании формул (3) и (8),

$$E = h\nu_0 \cdot \frac{2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}} \dots \dots \dots (27)$$

При помощи формулы (26) можно выразить энергию  $E$  в зависимости от угла  $\varphi$ :

$$E = \frac{2\alpha h\nu_0 \cos \varphi}{(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \varphi} \dots \dots \dots (28)$$

На рис. 7, заимствованном из статьи Дебая, наглядно изображены стрелками величины  $h\nu$  по сравнению с  $h\nu_0$  для различных углов  $\theta$ . Стрелки, отложенные вниз, показывают направление движения и величину энергии электрона при тех же значениях  $\theta$  (обозначены одинаковыми цифрами).

Из формул (26) и (28) и из чертежа видно, что электроны отбрасываются всегда вперед, под острым углом к направлению первичного кванта. Чем меньше угол, образованный скоростью электрона с на-



лившихся в газе под влиянием пучка рентгеновских лучей. Вильсон установил, что кроме фотоэлектронов с большим пробегом и большой скоростью, соответствующей поглощению кванта, имеются также электроны с малым пробегом („fish tracks“), движущиеся под острыми углами к направлению рентгеновских лучей. Такие же опыты с положительными результатами были произведены Икеути [61] и Боте [62, 63]. Икеути показал, что величина пробега электронов, а значит, и скорость их тем больше, чем меньше угол с направлением рентгеновских лучей, в соответствии с формулой Комптона (28). На рис. 8 воспроизведена одна из фотографий, полученных Боте.



Рис. 9.

Д. В. Скобельцын [64, 65] исследовал при помощи метода Вильсона выделение электронов  $\gamma$ -лучами, длина волны которых еще меньше, чем длина волны рентгеновских лучей. Чтобы установить зависимость между пробегом (скоростью) электронов и углом  $\varphi$ , Д. В. Скобельцын подвергал их воздействию магнитного поля, под влиянием которого траектории загибались по кругу. Касательная в начале траектории дает приблизительное значение  $\varphi$ . Получилось соответствие с теорией Комптона. На рис. 9 воспроизведена одна из фотографий Д. В. Скобельцына.

Подробное теоретическое и опытное исследование электронов-отдачи было произведено Комптоном (вместе с сотрудниками), который сравнил выводы своей теории с выводами „полуклассической“ теории [66, 67, 68].

Что электроны с малым пробегом действительно вызваны рассеянием рентгеновских лучей, Комптон подтверждает сравнением числа электронов. Если  $N_R$  — число электронов с малым пробегом (электроны отдачи),  $\sigma$  — коэффициент рассеяния (доля энергии первичных лучей, обратившаяся в энергию рассеянных лучей),  $N_P$  — число электронов с большим пробегом (фотоэлектроны),  $\tau$  — коэффициент поглощения, то должна быть соблюдена пропорциональность:

$$\frac{N_R}{N_P} = \frac{\sigma}{\tau} \dots \dots \dots (30)$$

Последняя формула не совсем точна, так как не все рассеянные кванты вызывают отделение электронов (существование несмещенной линии) и не все электроны могут дать заметную траекторию. Поэтому в правую часть равенства (30) нужно ввести поправочный коэффициент, и равенство (30) примет вид:

$$\frac{N_R}{N_P} = k \frac{\sigma}{\tau}, \dots \dots \dots (30a)$$

где  $k < 1$ . Величину  $k$  вычислили Джанси и де-Фо [69, 70].

На прилагаемой таблице результаты наблюдений Комптона сопоставлены с результатами вычислений Комптона и Джанси:

Длина волны.	$\frac{\sigma}{\tau}$	$k$	$k \frac{\sigma}{\tau}$	$\frac{N_R}{N_P}$
0,71 Å	0,27	0,36	0,097	0,10
0,44	1,2	0,62	0,75	0,9
0,29	3,8	0,82	3,1	2,7
0,20	10	0,90	9,0	9
0,17	17	0,92	15,6	17

Согласно волновой теории явления Комптона, все электроны движутся по направлению первичного луча с одинаковой скоростью, которая определяется по формуле (23). В таком случае энергия электронов выразилась бы величиной:

$$E = h\nu_0 \cdot \frac{1}{a} \left[ \frac{1+a}{\sqrt{1+2a}} - 1 \right] \dots \dots \dots (31)$$

Между тем, по теории квантов, энергия электрона зависит от его направления [(см. (28)]. При небольших значениях  $a$  величина  $E$ , вычисленная по формуле (31), в четыре раза меньше максимального значения  $E$  по формуле (29). Так как пробег электрона пропорционален квадрату кинетической энергии его, то различие получается еще боль-

шее, в 16 раз. На прилагаемой таблице сопоставлены результаты наблюдений Комптона с величиной наибольшего пробега электронов, вычисленной по „квантовой“ формуле (29) и по „волновой“ формуле (31).

Длина волны в Å	Наибольший пробег электронов в м.м.	по (29)	по (31)
0,71	0	0,06	0,004
0,44	0	0,3	0,02
0,29	2,5	1,8	0,1
0,20	6	6	0,4
0,17	9	12	0,7
0,13	24	25	1,5

Как показывает таблица, величины, вычисленные на основании теории квантов, значительно ближе к наблюдаемым.

Наиболее непосредственным подтверждением квантовой теории явления Комптона служат наблюдения над траекториями отдельных электронов и вторичных квантов, вызванных ударом одного и того же первичного кванта. Эти замечательные наблюдения были произведены Комптоном и Саймоном [71, 72] по методу Вильсона. На полученных ими фотографиях траектории электронов отдачи видны непосредственно: что касается вторичного кванта, то последний вызывает на своем пути появление быстрых  $\beta$ -лучей (фотоэлектронов), и прямая, соединяющая начало траектории электрона с началом  $\beta$ -луча, дает направление вторичного кванта. Углы, составленные этими двумя направлениями с направлением первичного луча, подтверждают формулу (26) с довольно большой точностью (если принять во внимание трудность наблюдений). Вероятность случайного совпадения составляет, по вычислениям Комптона, около  $\frac{1}{250}$ . Опыты Комптона непосредственно подтверждают то положение, что энергия и количество движения сохраняются постоянными при взаимодействии между излучением и электронами и что рассеянию каждого кванта соответствует отталкивание одного электрона.

Если опыты Комптона доказывают пространственное соотношение между направлением отклоненного кванта и направлением отброшенного электрона, то опыты Боте и Гейгера [73, 74, 75] указывают на совпадение во времени между процессами отбрасывания электрона и рассеяния рентгеновских лучей. В этих опытах рентгеновский луч проходил мимо двух счетчиков Гейгера, из которых один отмечал момент появления электрона, второй — момент появления вторичного кванта (с точностью в одну десятитысячную секунды).

Число совпадений значительно превосходит математическое ожидание для числа случайных совпадений. Вероятность того, что это различие оказалось случайным, равна, по вычислениям Боте и Гейгера, 0,0000025. (Подробнее см. реферат Г. С. Ландсберга: „Успехи Физич. Наук“, стр. 252, 1925, № 3).

Опыты Комптона и Саймона, Боте и Гейгера показывают, как признал Бор [59], неудовлетворительность теории виртуальных вибраторов Бора, Крамерса и Слэтера, согласно которой законы сохранения энергии и количества движения имеют только статистическое значение.

7. В начале статьи мы упомянули о том, что в случае жестких первичных лучей распределение интенсивности вторичных лучей в зависимости от угла рассеяния не соответствует классической формуле Томсона (2). Особенно заметно несимметричное распределение интенсивности относительно плоскости, перпендикулярной к первичному лучу. Задача теории квантов — вывести независимым путем формулу, согласную с опытом, — оказывается в данном случае нелегкой. Согласно теории квантов, интенсивность лучей, рассеянных в данном направлении, зависит от числа квантов, отклоненных в этом направлении, а это число, в свою очередь, пропорционально вероятности отклонения кванта под данным углом. Но о такой вероятности мы еще не можем высказать определенного количественного суждения, так как мало знаем о самом механизме взаимодействия между квантом и электроном. Чтобы получить хотя бы приблизительное разрешение вопроса, современные теории пользуются предложенным Бором методом („принципом“) соответствия, согласно которому выводы, полученные на основании теории квантов, асимптотически приближаются к заключениям классической теории для колебаний с уменьшающейся частотой. При пользовании этим методом берется какое-нибудь допущение классической теории, подтверждающееся на опыте для медленных колебаний, и вносится в рассуждения теории квантов. Выбор этого допущения и характеризует различие между теориями разных авторов.

Так, например, Дебай [11] заключает на основании формулы (2), что вероятность отклонения кванта под данным углом  $\theta$  пропорциональна величине  $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$ . Так как интенсивность излучения пропорциональна, кроме того, энергии каждого кванта  $h\nu$ , то Дебай получает отсюда выражение:

$$\frac{J}{J_0} = \frac{h\nu}{h\nu_0} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}.$$

Подставив сюда значения  $\nu$  и формулы (7), получим:

$$J = J_0 \frac{\nu_0}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \dots \dots \dots (32)$$

Комптон [14] применяет следующее рассуждение. Как мы видели, смещение спектральной линии получается такое же, как если бы рассеяние производилось на основании классических законов электронами, движущимися с „эффективной“ скоростью  $\beta \cdot v$  [(см. (23)]. Комптон предполагает, что и распределение интенсивностей соответствует классическому распределению, но для электронов, движущихся с такой же эффективной скоростью. Из этого нестрого мотивированного (по признанию самого Комптона) допущения он выводит такое выражение для интенсивности рассеянного излучения:

$$J = J_0 \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta + 2\alpha (1 + \alpha) (1 - \cos \theta)^2}{[1 + \alpha (1 - \cos \theta)]^5} \dots \dots \dots (33)$$

Формула Комптона (33) оказывается в лучшем соответствии с результатами наблюдений над рассеянием  $\gamma$ -лучей под разными углами [10], чем формула Дебая (32).

Если проинтегрировать выражение для интенсивности вторичных лучей по всем значениям угла  $\theta$  и разделить получившуюся величину рассеянной энергии на полную интенсивность первичных лучей, то мы получим величину коэффициента рассеяния. Если интенсивность первичных лучей обозначим через  $P$ , то мы получим такое выражение для коэффициента рассеяния:

$$\sigma_s = \frac{2\pi R^2}{P} \int_0^\pi J \cdot \sin \theta \, d\theta \dots \dots \dots (34)$$

Значение коэффициента рассеяния, полученное из классической теории, обозначим  $\sigma_0$ . Как видно из формулы (1),

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2 c^4}, \dots \dots \dots (35)$$

где  $N$  — число электронов в единице объема.

Подставив значение  $J$  из (32) в (34), Дебай получает:

$$\sigma_s = \sigma_0 \cdot \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\alpha^3} \left[ (1 + 2\alpha + 2\alpha^2) \ln(1 + \alpha) - \alpha \left( 1 + \frac{3}{2} \alpha \right) \right] \dots \dots (36)$$

В вычисления Дебая вкралась ошибка (в интегрировании).

Исправленная формула имеет вид:

$$\sigma_s = \sigma_0 \cdot \frac{3}{8} \cdot \frac{1}{\alpha^3} \left[ (1 + 2\alpha + 2\alpha^2) \ln(1 + 2\alpha) - 2\alpha(1 + \alpha) \right] \dots \dots (36a)$$

Комптон получает из (32) и (34) следующее выражение:

$$\sigma_s = \sigma_0 \cdot \frac{1 + \alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \dots \dots \dots (37)$$

Последняя формула, довольно близко соответствуя опытным данным для малых длин волн, дает значительные отступления в случае волн большой длины.

Исходя из рассуждений, несколько отличных от выводов Комптона, Ву [76] получает другое выражение для коэффициента рассеяния:

$$\sigma_s = \sigma_0 \cdot \frac{1 + \alpha}{1 + 2\alpha} \dots \dots \dots (37a)$$

Чисто квантовую теорию интенсивности рассеянных рентгеновских лучей пытался дать Джанси [77, 78]. Но полученная им формула, еще более сложная, чем формула Комптона, выведена также на основании недостаточно обоснованных допущений.

Как мы видим, в вопросе об интенсивности рассеянных лучей квантовая теория оказывается далеко не полной. Дальнейшая разработка этого вопроса непосредственно связана, повидимому, с более глубоким изучением механизма взаимодействия между квантами излучения и материальными частицами.

#### ЛИТЕРАТУРА.

- 1) A. Einstein, Ann. d. Phys. 17, 132, 1905; 20, 199, 1906. 2) A. Einstein, Phys. ZS. 18, 121, 1917. 3) E. Schrödinger, Phys. ZS. 23, 301, 1922. 4) J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, p. 325, 1906. 5) J. A. Gray, Phil. Mag. 26, 611, 1913. 6) D. C. H. Florance, Phil. Mag. 27, 225, 1914. 7) A. H. Compton. Phil. Mag. 41, 760, 1921. 8) A. S. Eve, Phil. Mag. 8, 669, 1904. 9) D. C. H. Florance, Phil. Mag. 20, 921, 1910. 10) A. H. Compton, Phil. Mag. 41, 749, 1921. 11) P. Debye, Phys. ZS. 24, 161, 1923. 12) A. H. Compton, Bull. Nat. Res. Council. 4, 19, 1922. 13) A. H. Compton, Phys. Rev. 21, 207, 1923. 14) A. H. Compton, Phys. Rev. 21, 483, 1923. 15) A. H. Compton, Phil. Mag. 46, 897, 1923. 16) A. H. Compton, Phys. Rev. 22, 409, 1923. 17) A. H. Compton, Phil. Mag. 41, 760, 1921. 18) G. L. Clark a. W. Duane, Proc. Nat. Ac. Sc. 9, 419, 1923. 19) G. L. Clark a. W. Duane, Proc. Nat. Ac. Sc. 10, 41, 92, 148, 191, 1924. 20) G. L. Clark, W. W. Stifler a. W. Duane, Phys. Rev. 23, 511, 1924. 21) W. Duane a. G. L. Clark, Phys. Rev. 23, 551. 1924. 22) C. G. Barkla, Phil. Trans. 204, 467, 1905. 23) A. H. Compton a. C. F. Hagenow, Phys. Rev. 18, 97, 1921. 24) C. W. Hewlett, Phys. Rev. 20, 688, 1922. 25) P. A. Ross a. D. L. Webster, Phys. Rev. 25, 235, 1925. 26) A. H. Compton, J. A. Bearden a. Y. H. Woo, Phys. Rev. 25, 236, 1925. 27) P. A. Ross, Phys. Rev. 22, 201, 1923. 28) P. A. Ross, Phys. Rev. 22, 524, 1923. 29) P. A. Ross, Proc. Nat. Ac. Sc. 9, 246, 1923. 30) P. A. Ross, Phys. Rev. 23, 290, 1924. 31) P. A. Ross, Phys. Rev. 26, 281, 1925. 32) H. Kallmann u. H. Mark, Naturwissenschaften. 13, 297, 1925. 33) M. C. Magarian, Phys. Rev. 26, 282, 1925. 34) J. A. Becker, E. C. Watson, W. B. Smyth, R. B. Brode, L. M. Matt-Smith, Phys. Rev. 23, 763, 1924. 35) H. M. Scharp, Phys. Rev. 26, 691, 1925. 36) J. K. Allison a. W. Duane, Phys. Rev. 26, 300, 1925. 37) J. A. Becker, Proc. Nat. Ac. Sc. 10. 342, 1924. 38) M. de-Broglie, C. R. 178, 908, 1 24; 179, 11, 1924. 39) A. H. Compton a. Y. H. Woo, Phys. Rev. 23, 763, 1924. 40) A. H. Compton, Phys. Rev. 24, 168, 1924. 41) A. H. Compton, Phys. Rev. 23, 763, 1924. 42) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. 24, 204, 1924. 43) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. 25, 314, 1925. 44) G. E. M. Jauncey,



- Phys. Rev. 25, 723, 1925. 45) G. E. M. Jauncey, Phil. Mag. 49, 427, 1925. 46) A. H. Compton a. Y. H. Woo, Proc. Nat. Ac. Sc. 10, 271, 1924. 47) P. A. Ross, Proc. Nat. Ac. Sc. 10, 304, 1924. 48) Bergen Davis, Phys. Rev. 25, 737, 1925. 49) P. A. Ross, Phys. Rev. 25, 235, 1925. 50) P. A. Ross a. D. L. Webster, Phys. Rev. 25, 714, 1925. 51) H. Försterling, Phys. ZS. 25, 313, 1924. 52) O. Halpern, ZS. f. Phys. 30, 153, 1924. 53) J. Frenkel, ZS. f. Phys. 32, 27, 1925. 54) C. Eckart, Phys. Rev. 24, 519, 1924. 55) Bauer, C. R. 177, 1031, 1211, 1923. 56) G. Mie, ZS. f. Phys. 33, 33, 1925. 57) G. Mie, Phys. ZS. 26, 665, 1925. 58) N. Bohr, H. A. Kramers, J. C. Slater, ZS. f. Phys. 24, 69, 1924 (в особ. стр. 84). Phil. Mag. 47, 785, 1924 (в особ. стр. 799). 59) N. Bohr, Nature. 116, 845, 1925. 60) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) 104, 1, 192, 1923. 61) H. J. Kenti, C. R. 180, 1257, 1925. 62) W. Bothe, ZS. f. Phys. 16, 319, 1923. 63) W. Bothe, ZS. f. Phys. 20, 237, 1923. 64) Д. В. Скобелъцын, Ж. Р. Ф.-Х. О. 56, 120, 1924. 65) D. Skobelzyn, ZS. f. Phys. 28, 278, 1924. 66) A. H. Compton a. J. C. Hubbard, Phys. Rev. 23, 439, 1924. 67) A. H. Compton a. A. W. Simon, Phys. Rev. 25, 107, 1925. 68) A. H. Compton a. A. W. Simon, Phys. Rev. 25, 306, 1925. 69) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. 25, 314, 1925. 70) G. E. M. Jauncey a. O. K. de Foe, Phys. Rev. 26, 281, 1925. 71) A. H. Compton a. A. W. Simon, Proc. Nat. Ac. Sc. 11, 303, 1925. 72) A. H. Compton a. A. W. Simon, Phys. Rev. 26, 289, 1925. 73) W. Bothe u. H. Geiger, Naturwissenschaften. 13, 440, 1925. 74) W. Bothe u. H. Geiger, ZS. f. Phys. 26, 44, 1924. 75) W. Bothe u. H. Geiger, ZS. f. Phys. 32, 639, 1925. 76) Y. H. Woo, Phys. Rev. 25, 444, 1925. 77) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. 22, 233, 1923. 78) G. E. M. Jauncey, Phys. Rev. 23, 313, 1924.