

ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ γ -ЛУЧЕЙ

М. П. Бронштейн, Ленинград

§ 1. Вопрос о поглощении и о рассеянии γ -лучей в последнее время привлекает к себе большое внимание в связи с аномальным поглощением, открытым в 1930 г. Тэррэнтом и Чао. Это аномальное поглощение весьма интересно как один из тех эффектов, которые совершенно ускользают от объяснения в рамках современной теории и смогут быть объяснены лишь после того, как удастся построить релятивистскую теорию квантов и основанную на ней удовлетворительную теорию атомного ядра. Обзор старых работ о поглощении и рассеянии γ -лучей (до открытия Тэррента и Чао) можно найти в книге Рёзерфорда, Чадвика и Эллиса¹; вопросу об аномальном поглощении посвящен один параграф в книге Гамова², однако, в настоящее время и это изложение успело заметно устареть в связи с новыми, вышедшими с тех пор, работами. Поэтому мы считаем целесообразным дать связный обзор вопроса в его развитии и современном состоянии.

Уже первые исследователи γ -лучей нашли, что при прохождении через материю их интенсивность уменьшается по закону, который стремится к экспоненциальному при увеличении толщины поглощающего слоя. Отсюда было выведено заключение, что γ -лучи, испускаемые данным радиоактивным препаратом, представляют комплекс электромагнитных излучений разной проникающей способности, вследствие чего увеличение толщины поглощающего слоя действует как фильтр, который делает γ -лучи более однородными, пропуская лишь наиболее проникающие лучи, соответствующие наименьшему коэффициенту поглощения. Начиная с 1904 г. известно, что поглощение γ -лучей сопро-

вождается их рассеянием, т. е. испусканием вторичных γ -лучей, причем проникающая способность вторичных γ -лучей меньше, чем первичных, на величину, заметно возрастающую с увеличением угла рассеяния. В настоящее время совершенно ясно, что здесь мы имеем дело попросту с комптон-эффектом, т. е. с рассеянием γ -лучей электронами. То обстоятельство, что в поглощении γ -лучей комптон-эффект играет роль, было подтверждено Скобельцыным³, который наблюдал в камере Уильсона трэки электронов отдачи под разными углами к падающему пучку γ -лучей и измерял скорости этих электронов, искривляя их пути в магнитном поле; если скорость электрона отдачи и угол, образуемый направлением этой скорости с направлением первичных γ -лучей, одновременно известны, то по формуле Комптона может быть вычислена частота первичных лучей. Таким образом Скобельцын дал новый метод измерения длины волны γ -лучей, способный конкурировать с обычным фотоэлектрическим методом.

Так как изучение поглощения γ -лучей всегда производится таким образом, что, пройдя через поглощающий слой, они поступают в ионизационную камеру, причем измеряется уменьшение ионизирующего тока при увеличении толщины слоя, то весьма существенным является требование, чтобы вторичные лучи по возможности не поступали в камеру и не накладывали своего ионизационного эффекта на измеряемый ионизационный эффект первичных лучей. Для этого нужно, чтобы поглотитель был виден из камеры под весьма небольшим углом. Поэтому понятно, что для изучения поглощения γ -лучей пригодны только очень мощные источники. В качестве такого мощного источника в прежних работах употреблялся радий В + С. Первые исследователи (Содди и Расселль, 1909—1913) нашли, что после прохождения через свинцовый фильтр толщины 2 см γ -лучи этого источника начинают поглощаться по экспоненциальному закону; отсюда они ошибочно заключили, что таким путем удастся получить γ -лучи высокой степени однородности. В действительности это объясняется лишь тем, что всякие заключения о спектральном составе γ -лучей, основанные

только на изучении поглощения, чрезвычайно ненадежны, вследствие малой чувствительности такого метода. В действительности же, как показывает изучение, произведенное Фрилле по методу рассеяния в кристаллах, и Тибо, Эллисом и Астоном по фотоэлектрическому методу⁴, γ -спектр радия В + С состоит из очень большого числа линий в области от 0,05 до двух с половиной миллионов вольт-электронов, причем наиболее жесткие лучи отнюдь не отличаются наибольшей интенсивностью. Поэтому получение однородного пучка невозможно, и истолкование опытов становится затруднительным. Гораздо более благоприятные условия мы находим в препарате радиотория, находящегося в равновесии со своими продуктами распада, из которых торий С'' испускает наиболее жесткую γ -линию (длина волны $\lambda = 4,66$ X-единиц, энергия кванта $2,649 \cdot 10^6$ вольт-электронов). Эта линия отличается весьма большой интенсивностью; при этом она отделена весьма широким интервалом спектра от всех остальных γ -линий того же препарата⁵. Бастингс находит даже, что около 70 или 80% всей интенсивности приходится на наиболее жесткую линию. Поэтому не удивительно, что достаточно нескольких сантиметров свинца, чтобы практически изолировать линию $\lambda = 4,66$ X-единиц и получить, таким образом, интенсивный монохроматический пучок γ -лучей. Все современные успехи в области изучения поглощения и рассеяния γ -лучей обязаны применению препарата радиотория в качестве источника.

С чем может быть связано уменьшение энергии γ -лучей при прохождении через материю? Если мы обратимся к рентгеновским лучам, то окажется, что уменьшение интенсивности первичного пучка происходит трояким способом: 1) фотон рентгеновских лучей может быть поглощен начисто с одновременным переходом атома в возбужденное состояние или с выбрасыванием электрона из атома (фотоэлектрический эффект), 2) фотон может быть рассеян всей совокупностью электронов атома без изменения длины волны, 3) фотон может быть рассеян одним электроном, которому он сообщает часть своей энергии и количества движения (комpton-эффект). Так как в случае γ -лучей, как показы-

вает опыт (см. дополнение к работе, цитированной в примечании 22), рассеянные (вторичные) лучи не содержат заметных следов излучения с первоначальной жесткостью. то в области γ -лучей мы должны ожидать лишь первую и третью причину уменьшения интенсивности, т. е. фотоэффект и комптон-эффект. Изучение поглощения рентгеновских лучей показывает, что фотоэлектрическое поглощение на атом растет пропорционально четвертой степени атомного номера; однако, так как оно, кроме того, пропорционально примерно третьей степени длины волны, то мы должны ожидать, что в случае жестких γ -лучей даже у тяжелых элементов фотоэлектрическое поглощение должно быть во много раз меньше, чем поглощение, связанное с комптон-эффектом, которое, напротив, очень медленно уменьшается при увеличении жесткости лучей. Итак, мы имеем все основания ожидать, что комптон-эффект будет главным источником поглощения γ -лучей. Поэтому мы должны с самого начала вспомнить результаты теории комптон-эффекта.

Так как энергия фотона γ -лучей в большое число раз превосходит энергию всех, даже очень глубоких электронов, окружающих ядро атома, то мы имеем право рассматривать все атомные электроны в этом процессе как свободные, не обладающие кинетической энергией и независимые друг от друга. Поэтому комптоновское поглощение должно быть попросту пропорциональным числу всех атомных электронов в рассматриваемом объеме. Элементарный процесс заключается в том, что фотон с частотой ν „сталкивается“ с неподвижным электроном и улетает по направлению, образуя угол θ с первоначальным направлением его движения. Применение законов сохранения энергии и количества движения приводит, как известно, к тому, что частота рассеянного фотона должна уменьшиться. Если вместо частоты ν задавать энергию фотона α , выраженную в единицах mc^2 , т. е. дробь $\frac{h\nu}{mc^2}$, то для энергии фотона, рассеянного под углом θ , получается известное выражение:

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (1)$$

Весьма важен вопрос о вероятности комптон-эффекта, т. е. об интенсивности рассеянных лучей. Теория этого вопроса была разработана Кляйном и Нишиной⁶, которые применили к ней релятивистское волновое уравнение Дирака. Они нашли решение этого уравнения для электрона, находящегося в поле плоской монохроматической электромагнитной волны, а из волновой функции электрона вычислили вторичное, вызываемое им, электромагнитное поле. Это дает возможность вычислить интенсивность рассеянных лучей. Если падающая на электрон волна не поляризована, причем через каждый 1 см^2 каждую секунду проходит n фотонов, то по направлениям, образующим углы от θ до $\theta + d\theta$ с направлением первичного пучка, электрон испускает в секунду число фотонов, равное:

$$n \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} \sin \theta d\theta \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^2} \times \left\{ 1 + \alpha^2 \frac{(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta) [1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right\} \quad (2)$$

Из формулы (1) явствует, что эти фотоны обладают энергией от α' до $\alpha' + d\alpha'$, где $d\alpha' = -\alpha'^2 \sin \theta d\theta$. Исключая из формулы (1) и (2) угол θ , мы находим, что число фотонов, рассеянное электроном в секунду в участок спектра от α' до $\alpha' + d\alpha'$, равно:

$$f(\alpha') d\alpha' = -n \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} \frac{d\alpha'}{\alpha'^2} \left\{ \frac{2}{\alpha} + \frac{1}{\alpha^2} + \frac{\alpha'}{\alpha} + \frac{1}{\alpha'^2} + \frac{1}{\alpha'} \left(\alpha - \frac{2}{\alpha} - 2 \right) \right\} \quad (3)$$

Поэтому уменьшение энергии первичного пучка, вызванное одним электроном в секунду, равно (в эргах):

$$mc^2 \alpha \int_{\alpha}^{\frac{\alpha}{1+2\alpha}} f(\alpha') d\alpha'. \quad (4)$$

Величина $\frac{\alpha}{1+2\alpha}$, стоящая в верхнем пределе интеграла, равна: α' при $\theta = 180^\circ$.

Отношение уменьшения энергии первичного пучка под действием одного электрона к энергии самого первичного

пучка, прошедшей в течение того же промежутка времени через 1 см^2 , называется полным коэффициентом комптоновского поглощения на один электрон. (Нетрудно видеть, что обыкновенный объемный коэффициент поглощения или точнее та его часть, которая связана с комптон-эффектом, равен этому отношению, помноженному на число электронов в единице объема.) Обозначая полный коэффициент поглощения на электрон через σ , мы получаем из (3) и (4):

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{mc^2\alpha}{nh\nu} \int_{\frac{\alpha}{1+2\alpha}}^{\frac{\alpha}{1+2\alpha}} f(\alpha') d\alpha' = \\ &= \frac{\pi e^4}{m^2 c^4 \alpha^2} \int_{\frac{\alpha}{1+2\alpha}}^{\alpha} \left[\frac{2}{\alpha} + \frac{1}{\alpha^2} + \frac{\alpha'}{\alpha} + \frac{1}{\alpha'^2} + \frac{1}{\alpha'} \left(\alpha - \frac{2}{\alpha} - 2 \right) \right] d\alpha',\end{aligned}$$

или окончательно:

$$\sigma = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\frac{2}{\alpha^2} + \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2} + \left(\frac{1}{2\alpha} - \frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\alpha^3} \right) \lg(1+2\alpha) \right]. \quad (5)$$

Эта формула и есть знаменитая формула Клейна-Нишины. Так как она имеет весьма громоздкий характер, то мы иллюстрируем ее чертежом (рис. 1). Для $\lambda = 4,66 \text{ X-единиц}$ (жесткая линия ThC') вычисление по формуле Клейна-Нишины дает $\sigma = 1,234 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$.

Если бы поглощение γ -лучей было связано с одним лишь комптон-эффектом, то величина $\frac{\mu A}{NZ\rho}$, где μ — объемный коэффициент поглощения, ρ — плотность, Z — атомный номер, N — число Авогадро, A — атомный вес, равнялась бы σ . В действительности уже давно известно, что у тяжелых элементов $\frac{\mu A}{NZ\rho}$, т. е. коэффициент поглощения на один электрон значительно больше, чем у легких. Это установили уже Содди и Рэсселл. Кольрауш и Амад⁷, опыты которых подробно описаны в цитированной книге Резерфорда, пользовались в качестве источника радием В + С. При этом для легких элементов коэффициенты поглощения на один электрон оказывались

одинаковыми. Так, например, Кольрауш нашел, что коэффициент поглощения γ -лучей радия В + С, пропущенных через свинцовый фильтр больше 3,5 см, равен в углероде $1,58 \cdot 10^{-25}$, в магнии $1,59 \cdot 10^{-25}$, в алюминии $1,60 \cdot 10^{-25}$ и в сере $1,51 \cdot 10^{-25}$ см² на электрон. Мы знаем, что γ -лучи радия В + С, даже таким образом профильтрованные, не могут считаться вполне однородными. Однако мы можем приближенно допустить, что после прохождения через указанный свинцовый фильтр, главную роль в поглощении начинает играть

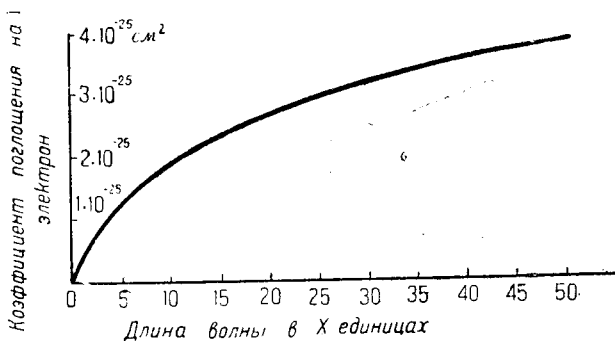


Рис. 1. Зависимость полного коэффициента поглощения от длины волны по формуле Клейна-Нишины.

чрезвычайно интенсивная линия радия С с длиной волны $\lambda = 6,94$ X-единиц (все более жесткие линии радия В + С значительно менее интенсивны). Вычисление по формуле Клейна-Нишины дает для этой линии $\sigma = 1,57 \cdot 10^{-25}$ см², что прекрасно совпадает (в пределах точности опыта) с числами Кольрауша. Измерения с γ -лучами тория С'' до 1930 г. производились только Рёзерфордом и Ричардсоном⁸, которые нашли, что в алюминии коэффициент поглощения отфильтрованных лучей составляет $1,228 \cdot 10^{-25}$ см² на электрон, что прекрасно совпадает с числом, выведенным выше из формулы Клейна-Нишины; впрочем, это совпадение, как замечает в своей книге Рёзерфорд, следует считать случайным, так как в 1913 г., когда эти опыты производились, измерительная техника была весьма несовершенна. Тем не менее все говорило в пользу того, что поглощение γ -лучей легкими элементами сводится к одному лишь комптон-

эффекту. Интенсивность излучения, рассеянного углем по разным направлениям по отношению к первичному пучку, изучалась Кольраушем и другими авторами; впрочем, неоднородность применявшихся γ -лучей не позволяет утверждать с уверенностью, что распределение интенсивности вторичных лучей по разным направлениям соответствует именно формуле Клейна-Нишины, а не какой-либо из применявшихся прежде формул интенсивности комптоновского рассеяния. Что касается поглощения в тяжелых элементах, то уже из старых опытов вытекало, что поглощение, отнесенное к одному электрону, значительно больше, чем в случае легких элементов. Описание этих опытов можно найти в книге Рёзерфорда. Все они имеют весьма пуганный характер вследствие неоднородности применявшихся γ -лучей. Амад и Кольрауш нашли (мы увидим в дальнейшем, что это ошибочно), что добавочное поглощение на один электрон пропорционально кубу атомного номера; это дало основание заключить, что добавочное поглощение в тяжелых элементах связано с фотоэлектрическим эффектом. Такого мнения придерживаются, например, Рёзерфорд, Эллис и Чадвик в цитированной книге, вышедшей в 1930 г. Однако в этом же 1930 г. это мнение было опровергнуто благодаря ряду экспериментальных работ, в которых в качестве источника γ -лучей применялись продукты распада радиотория.

Систематическое изучение поглощения монохроматических γ -лучей ($\lambda = 4,66$ X-единиц) было предпринято китайским физиком Чао⁹, Тэррэнтом¹⁰ и Мейтнер и Хупфельдом¹¹, независимо друг от друга. Сюда же относятся работы Якобсена¹² и Тэррента¹³. Рассмотрим результаты этих работ, причем, следуя Тэрренту¹³, вычислившему соответствующие поправки для данных, полученных в предыдущих работах, будем приводить все результаты, лишь исправив их предварительно на неоднородность γ -лучей, оставшуюся после фильтрации, и на рассеянные вторичные лучи, попадавшие в ионизационную камеру („поправка на фильтр“ и „поправка на рассеяние“).

Чао⁹ измерял коэффициенты поглощения γ -лучей препарата радиотория, находящегося в равновесии с продуктами

распада, после того, как эти лучи прошли через свинцовый фильтр в 6,8 см толщины. Результаты его измерений сведены в таблицу.

Вещество	Вода	Алюминий	Медь	Цинк	Олово	Свинец
Коэффициент поглощения на 1 электрон, помноженный на 10^{25}	1,274	1,292	1,348	1,357	1,475	1,702

Более обширное исследование было произведено Тэррэнтом¹⁰. Соответствующая таблица имеет вид:

H	C	Na	Mg	Al	P	S	Fe	Cu
1,26	1,244	1,253	1,260	1,386	1,381	1,203	1,290	1,383

Zn	Cd	Sn	S b	Pb	Bi
1,242	1,463	1,493	1,371	1,652	1,593

(поглощение в водороде вычислялось из поглощения в воске). То обстоятельство, что добавочное поглощение (сверх комптоновского поглощения $1,234 \cdot 10^{-25}$ см² на электрон) меняется весьма нерегулярно от элемента к элементу, убедило Тэррента в том, что добавочное поглощение объясняется совсем не фотоэлектрическим эффектом, а что здесь мы имеем дело с поглощением γ -лучей ядрами. В дальнейшем, как мы увидим, оказалось, что нерегулярность изменения коэффициента поглощения с атомным номером в действительности не имеет места и опровергается более точными измерениями; тем не менее наличие ядерного поглощения явствует хотя бы из того, что если бы даже все добавочное поглощение в свинце (т. е. разность между поглощением в свинце и поглощением в легких элементах) объяснялось фотоэлектрическим эффектом, то, изменяя его пропорционально кубу атомного номера, мы все равно смогли бы объяснить лишь незначительную

часть добавочного поглощения в олове, сурьме и кадмии. Кроме того, тот факт, что добавочное поглощение γ -лучей тория С" больше, чем в случае менее жестких γ -лучей радия С, также указывает на независимость этого явления от фотоэлектрического эффекта, который должен был бы уменьшаться с увеличением частоты. Опыты Грея¹⁴ показывают, что фотоэффект, вызываемый γ -лучами рассматриваемой частоты в свинце, в состоянии объяснить лишь часть добавочного поглощения в этом элементе, а именно от $0,1 \cdot 10^{-25}$ до $0,2 \cdot 10^{-25}$, в то время как добавочное поглощение в свинце составляет около $0,4 \cdot 10^{-25}$. Таким образом в цитированных работах Чао и Тэррента содержалось открытие совершенно нового эффекта — поглощения γ -лучей ядрами тяжелых элементов. Заметим, что это заключение не является, вообще, обязательным, так как можно усумниться в справедливости и самой формулы Клейна-Нишины: ведь она выведена из уравнения Дирака, которое не является настоящим законом релятивистской теории квант, а имеет какой-то компромиссный характер; и в самом деле, Хайзенберг¹⁵ показал, что космические лучи, которые у поверхности земли являются электронами с кинетической энергией в десятки миллиардов вольт, а при входе в атмосферу, вероятно, являются γ -лучами соответствующей чудовищной жесткости, преобразующимися затем в быстрые электроны благодаря комптон-эффекту, поглощаются в этом комптон-эффекте во много раз сильнее, чем следует из формулы Клейна-Нишины. Однако, в рассматриваемой области спектра отступления от формулы Клейна-Нишины вряд ли имеют место; кроме того различные особенности аномального рассеяния γ -лучей, о котором будет идти речь дальше и которое сопровождает рассматриваемое аномальное поглощение, показывают на то, что наиболее вероятным объяснением является ядерный эффект, даже если он регулярно возрастает при переходе от элемента к элементу.

Дальнейшее изучение вопроса было произведено Мейтнер и Хупфельдом¹¹. Результаты их опытов сводятся в следующую таблицу:

C	Mg	Al	Si	P	Fe	Cu	Ag	Sn	W	Hg	Pb
1,116	1,253	1,318	1,332	1,332	1,362	1,373	1,528	1,534	1,709	1,719	1,733

Эти данные, как видно из рис. 2, где мы приводим результаты всех измерений, с трудом могут быть уложены на плавную кривую.

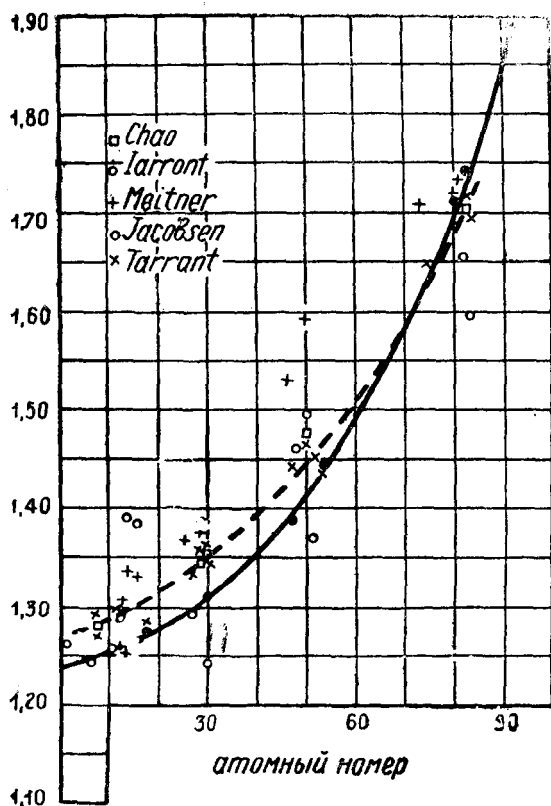


Рис. 2. Зависимость поглощения линии $\lambda = 1,66$ х. ед. от атомного номера.

К совершенно иному результату пришел Якобсен¹². Его метод заключался в следующем: поглотителем служил сосуд, наполняемый раствором исследуемого вещества или

какого-либо его соединения в жидкости; ионизация измерялась временем спадания листочка электрометра. Количество жидкости в сосуде менялось до тех пор, пока не получалось то же самое время спадания, что и в первом исследованном веществе. После этого измерялось (посредством химического анализа) количество электронов в поглотителе, что давало возможность найти коэффициент поглощения на один электрон. После этого результат перевычислялся на поглощение в чистом веществе (а не в растворе его или его соединений). Исследовалось поглощение γ -лучей радия С и тория С". Результаты Якобсена сведены в таблицу:

S	Cl	Zn	Ag	J	Hg	Pb	U
1,270	1,273	1,313	1,385	1,441	1,716	1,741	1,882

Они укладываются на совершенно плавную кривую (сплошная кривая на рис. 2), которая при $Z=0$ дает значение, соответствующее формуле Клейна-Нишины, а при возрастании Z обнаруживает добавочное поглощение, приблизительно пропорциональное квадрату атомного номера. Это добавочное поглощение состоит из суммы ядерного поглощения и фотоэффекта; относительно последнего мы можем ожидать (по аналогии с рентгеновскими лучами), что он будет идти (при расчете на один электрон) пропорционально Z^3 , а не Z^2 . Во всяком случае, надежное разделение обоих эффектов затруднительно.

Тэррент¹³ вновь предпринял тщательные измерения с целью проверки своих прежних результатов и окончательного решения вопроса о том, имеет ли зависимость аномального поглощения от атомного номера регулярный или нерегулярный характер. При этом он пользовался тем же методом непосредственного измерения поглощения, что и прежде (в отличие от метода Якобсена, в котором менялось лишь количество электронов, но не ионизация), но весьма

значительно повысил точность опыта, применяя ионизационную камеру, наполненную азотом под очень большим давлением (100—120 *atm*): при повышении давления ионизация, производимая γ -лучами, возрастает, и это дало возможность получать гораздо большие ионизационные токи и легче измерять их, чем в прежних работах. Результаты Тэррента сведены в таблицу:

Вода	Бензин	C	Mg	Al	S	Fe	Ni	Cu
1,272	1,277	1,288	1,296	1,289	1,285	1,332	1,355	1,356

Zn	Ag	Cd	Sn	Sb	J	W	Hg	Pb	Bi
1,342	1,440	1,432	1,468	1,450	1,440	1,645	1,690	1,715	1,693

Как показывает рисунок, эти результаты лежат очень близко к плавной кривой (пунктирная кривая на рис. 2). Эта кривая, впрочем, заметно отличается от кривой Якобсена, приводя при $Z=0$ к значению заметно большему, чем вычисленное по формуле Клейна-Нишины. Это, по мнению Тэррента, может объясняться тем, что γ -лучи тория C'' имеют кроме исследуемой линии еще и непрерывный фон, или тем, что зависимость внутриядерного поглощения от атомного номера имеет не столь простой характер, приводя к аномально большим (по сравнению с законом Z^2) значениям у легких элементов. Во всяком случае, опыт говорит решительно против нерегулярного хода аномального поглощения, который получался в первой работе Тэррента и в работе Мейтнер и Хупфельда.

§ 2. Возникает вопрос о теоретическом истолковании ядерного поглощения. Бек ¹⁶ предложил в качестве объяснения возможное рассеяние тяжелыми составными частями ядра, например α -частицами; Ландау ¹⁷ показал, однако, что это рассеяние должно быть в огромное число раз меньше

комптоновского. Поэтому необходимо приписать существенную роль внутриядерным электронам. Так как поведение внутриядерных электронов выходит из рамок существующей физической теории (т. е. обычной, не релятивистской, теории квант), то теоретический расчет производимого ими поглощения невозможен. Ввиду того, что целый ряд обстоятельств указывает на неприменимость закона сохранения энергии к электронам внутри ядра, Гамов¹⁸ и предложил в качестве возможной гипотезы, что поглощенный ядром фотон γ -лучей исчезает бесследно, не приводя ни к возбуждению ядра ни к соответствующему аномальному рассеянию. Эта гипотеза, однако, не соответствует действительности, так как эксперимент указывает на наличие аномального рассеяния. К этому вопросу мы теперь и перейдем.

Уже в 1930 г. Чао¹⁹ нашел, изучая вторичные γ -лучи от алюминия и от свинца, что в случае свинца к лучам, рассеянными по формулам комптон-эффекта, присоединяется аномально рассеянное излучение, которого нет в случае алюминия. Чао убедился в этом на основании того факта, что при измерении ионизации, производимой в ионизационной камере лучами, рассеянными под разными углами, отношение ионизационных токов, вызываемых вторичными лучами свинца и алюминия, равно отношению интенсивностей этих лучей, вычисленному по формуле Клейна-Нишины, только при малых углах рассеяния, при больших же углах рассеяния отношение ионизационного эффекта вторичных лучей свинца к ионизационному эффекту вторичных лучей алюминия в несколько раз больше, чем по формуле Клейна-Нишины. Так как при малых углах рассеяния интенсивность комптоновского рассеяния гораздо больше, чем при больших, то это легко объяснить следующим образом: на комптоновское рассеяние свинца накладывается аномальное рассеяние, примерно одинаковое по всем направлениям; при малых углах им можно пренебречь по сравнению с комптоновским, но при больших углах оно становится существенным и приводит к заметному увеличению тока в ионизационной камере. Желая найти длину волны ано-

мально рассеянных лучей, Чао изучал их поглощение в свинцовом фильтре. Оказалось, что в случае лучей, рассеянных алюминием, их поглощение вполне соответствует обычному изменению длины волны, происходящему при эффекте Комптона. Пропустив вторичные лучи свинца, рассеянные под углом 135° , через свинцовый фильтр в 1,36 см, Чао нашел, что после такой фильтрации остается приблизительно монохроматическое излучение с коэффициентом поглощения в свинце равным 1,5, что соответствует длине волны 22,5 X единиц. При этом интенсивность этих аномально рассеянных лучей была одинакового порядка для разных направлений, а именно она возрастала на 60% при увеличении угла рассеяния от 35° до 135° . Таким образом Чао удалось получить довольно ясное указание на существование своего рода флюоресценции в области γ -лучей. Чао пришел к заключению, что при поглощении γ -лучей достаточной жесткости ядро может возбуждаться, испуская вслед за этим фотон меньшей частоты при переходе в нормальное состояние. Следует заметить, что подобное представление а priori должно казаться чересчур консервативным, так как оно предполагает применимость обычных понятий волновой механики к электронам ядра, которыми, как мы видели, обусловлено аномальное поглощение. Казалось бы более вероятным (по аналогии с непрерывными β -спектрами), что аномальному поглощению γ -лучей не соответствует ни определенный порог возбуждения, при котором поглощение начинается (как при поглощении рентгеновских лучей атомами), ни характеристическое испускание в виде линейного спектра. Тем не менее Чао думает,²⁰ что нашел пороги возбуждения или расщепления ядер, связанные с аномальным поглощением γ -лучей. Он поступал следующим образом: γ -лучи тория C'' подвергались комптоновскому рассеянию (повидимому, в каком-либо легком элементе), после чего изучалось поглощение в свинце и в алюминии лучей, рассеянных под разными углами и обладающих различными длинами волны, которые можно вычислить из формулы Комптона. Приведем из работы Чао зависимость аномального поглощения (которое опреде-

лялось как разность между поглощением в свинце и поглощением в алюминии) от длины волны:

Длина волны (в X-единицах) . . .	9,3	7,9	6,6	5,9	4,7
Аномальное поглощение $\times 10^{25}$ (в см ² на электрон)	0,55	0,57	0,27	0,51	0,51

Измерения весьма неточны; тем не менее существование минимума поглощения вблизи $\lambda = 6,6$ X-единиц можно считать доказанным, хотя, впрочем, ход аномального поглощения с длиной волны не слишком напоминает аналогичную картину в области рентгеновских лучей. Существование полос поглощения, резко ограниченных со стороны больших длин волны, ни в коем случае не вытекает из этих опытов.

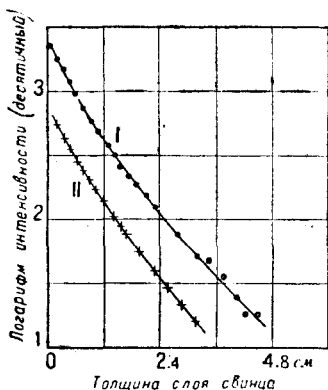


Рис. 3. Поглощение аномально рассеянных лучей (по Грей — Тэррэнту)

В противоположность Чао, Мейтнер и Хупфельд²¹ нашли, что рассеянное излучение состоит из смеси комптоновского рассеяния с рассеянным излучением первоначальной, неизменной частоты. С целью

решения вопроса о частоте аномально рассеянных лучей, Грей и Тэррэнт²² произвели весьма тщательные измерения поглощения вторичных лучей, рассеянных свинцом под углами 125° и 145° к первичному пучку, состоявшему из γ -лучей тория C' или радия В + С. Интенсивность и жесткость нормальных (комптоновских) рассеянных лучей должна быть при этих углах рассеяния настолько мала, что нескольких миллиметров свинца достаточно для полного их поглощения. Поэтому кривые поглощения, полученные в опытах Грея и Тэррэнта при изменении толщины поглощающего

слоя от нескольких миллиметров до $4\frac{1}{2}$ см свинца, относятся к аномально рассеянным лучам. На рис. 3 приведены кривые поглощения свинцом лучей, рассеянных свинцом же. Кривая I относится к поглощению лучей, рассеянных под

углом 125° , а кривая II — под углом 145° , причем и в том и в другом случае первичные лучи принадлежат торию C'' . То обстоятельство, что кривые относятся к аномально рассеянными лучам, подтверждается также и тем, что обе кривые параллельны друг другу (если бы играло роль поглощение комптоновских вторичных лучей, то этого не было бы, так как при изменении угла рассеяния от 125° до 145° их жесткость меняется очень сильно). Кривые поглощения I и II соответствуют приблизительно поглощению смеси двух монохроматических излучений, из которых одна имеет длину волны $13,5$ X-единиц (энергия фотона $0,92 \cdot 10^6$ вольт-электронов), а другая — длину волны 27 X-единиц (энергия фотона $0,47 \cdot 10^6$ вольт-электронов). Поэтому Грей и Тэррент склонны думать, что аномальное рассеяние соответствует испусканию характеристических линий ядром, предварительно возбужденным при поглощении фотона достаточно большой частоты. Заметим снова, что участие ядерных электронов в процессе аномального поглощения делает испускание линейного спектра γ -лучей мало вероятным и заставляет ожидать непрерывного спектра по аналогии с β -спектрами. Конечно, анализ спектрального состава излучения на основании одних только кривых поглощения очень труден, поэтому результаты опыта не противоречат ни одной из этих точек зрения.

Для того чтобы проверить правильность представления об аномальном рассеянии, как о характеристическом испускании γ -лучей ядром, Грей и Тэррент повторили эти опыты, заменив отфильтрованные γ -лучи тория C'' неотфильтрованными γ -лучами радия $B+C$. Кривая поглощения получилась параллельная прежним двум, по крайней мере в пределах возможных ошибок опыта, который, к сожалению был поставлен менее тщательно, чем в случае тория C'' . Поэтому характеристический тип аномального рассеяния становится весьма вероятным. Аналогия с поглощением рентгеновских лучей проявляется еще и в том, что существует некоторая минимальная частота, при которой может происходить аномальное поглощение, играющее роль порога возбуждения. Для проверки этого утверждения Грей и

Тэррэнт измеряли поглощение в свинце лучей радия В + С сперва в неотфильтрованном виде (коэффициент поглощения $1,0 \text{ см}^{-1}$), а затем после фильтрации в $1,35 \text{ см}$ свинца (коэффициент поглощения $0,46 \text{ см}^{-1}$). При дальнейшем увеличении толщины фильтрующего слоя коэффициент поглощения в свинце почти не меняется. Это может объясняться тем, что введением $1,35 \text{ см}$ фильтрующего слоя свинца устраняются те более мягкие γ -лучи, которые поглощаются ядром без вторичного аномального излучения и поэтому обладают более высоким коэффициентом поглощения. Из опытов такого рода Грей и Тэррэнт вывели, что аномальное рассеяние начинается при поглощении γ -лучей с длиной волны около 7 X-единиц (энергия фотона $1,8 \cdot 10^6$ вольт-электронов). Замечательно, что эта длина волны очень близка к той, при которой Чао наблюдал минимум аномального поглощения. Другой способ определения положения того же порога заключается в следующем: так как из фотонов, испускаемых торием С'', лишь около трети обладают энергией $h\nu$, превышающей $1,65 \cdot 10^6$ вольт-электронов, и около двух третей обладают энергией, меньшей, чем $0,79 \cdot 10^6$ вольт-электронов, то можно утверждать, что около трети всех фотонов, испускаемых торием С'', могут возбудить ядро. Если мы возьмем такой препарат радия С, чтобы вызываемое им характеристическое испускание γ -лучей ядрами свинца обладало той же интенсивностью, что в случае прежнего препарата тория С'', то общая интенсивность γ -спектра препарата радия С окажется, как показывает опыт, в 2,3 раза больше, чем общая интенсивность γ -спектра препарата Th С''. Отсюда следует, что только одна седьмая часть фотонов, испускаемых радием С, в состоянии возбуждать ядра свинца. Так как относительные числа фотонов в различных участках γ -спектра радия С известны (из опытов Эллиса и Скобельцына), то отсюда было возможно заключить, что возбуждения ядра свинца вызывают только те γ -фотоны радия С, у которых энергия $h\nu$ больше, чем $1,8 \cdot 10^6$ вольт-электронов, в согласии с прежде полученным значением порога возбуждения. Поэтому Грей и Тэррэнт заключают, что ядро свинца в состоянии поглощать фотоны с энергией от $1,8 \cdot 10^6$

вольт-электронов и выше, после чего при переходе в нормальное состояние и испускаются фотоны с энергией $0,92 \cdot 10^6$ и $0,47 \cdot 10^6$ вольт-электронов.

Если допустить (что, как будто, не противоречит опыту), что интенсивность аномально рассеянных лучей одинакова по всем направлениям, то из измерений, сделанных под углами 125° и 145° , можно вычислить общую энергию, испускаемую в форме характеристического излучения, и сравнить ее с энергией, поглощенной ядрами свинца. Оказывается, что испускаемая энергия равна $0,52$ поглощенной. Так как энергия поглощенного фотона равна $2,65 \cdot 10^6$ вольт-электронов (энергия $h\nu$ жесткой линии ThC''), то ясно, что каждое возбужденное ядро свинца испускает в общей сложности $0,52 \cdot 2,65 \cdot 10^6 = 1,4 \cdot 10^6$ вольт-электронов, что как раз равно сумме энергий обоих аномально рассеянных фотонов. Поэтому весьма вероятно, что ядро, поглотившее фотон с энергией от $1,8 \cdot 10^6$ вольт-электронов, отдает энергию $1,4 \cdot 10^6$ вольт-электронов в форме двух фотонов с энергией $0,92$ и $0,47 \cdot 10^6$ вольт-электронов или трех фотонов с энергией $0,47 \cdot 10^6$ вольт-электронов, остаток же энергии расходует каким-то неизвестным способом. (Допущение о возможности испускания трех фотонов не только весьма вероятно потому, что энергия жесткого фотона вряд ли случайно как раз в два раза больше энергии мягкого, но даже необходимо потому, что число фотонов с энергией $0,47 \cdot 10^6$ в аномально рассеянном излучении больше, чем фотонов с энергией $0,92 \cdot 10^6$ вольт-электронов).

Грей и Тэррэнт изучали также аномальное рассеяние тех же лучей тория C'' оловом, железом и водой. Оказалось, что частоты характеристического излучения, а также частота порога такие же самые, как в случае свинца. При одинаковой интенсивности первичных лучей энергия аномально рассеянных лучей, рассчитанная на одно ядро, приблизительно пропорциональна Z^2 , что подтверждается и в случае воды, если допустить, что только атомы кислорода в H_2O принимают участие в аномальном поглощении. При этом отношение числа жестких фотонов ($0,92 \cdot 10^6$ вольт-электронов) к числу мягких фотонов ($0,47 \cdot 10^6$ вольт-элек-

тронов) оказывается у различных ядер различным (у свинца 0,332, у олова 0,139, у железа 0,067, у кислорода почти 0, откуда видно, что оно убывает с убыванием атомного номера). То обстоятельство, что частоты характеристического излучения и порога одинаковы для всех ядер, должно иметь (если только это утверждение справедливо) огромное значение. Оно указывает на то, что возможно говорить о некоторой общей для всех ядер системе уровней примерно того типа, который намечен на рис. 4. Над нормальным состоянием ядра имеется возбужденный уровень *A* с добавочной энергией 1,8 (все данные на рисунке даны в миллионах вольт-электронов).

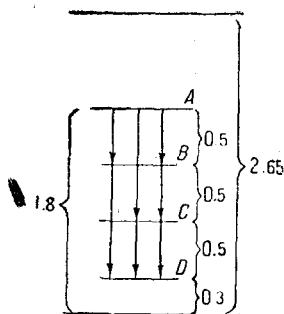


Рис. 4. Схема уровней по Грей и Тэррэнту (разности энергии даны в миллионах электрон и вольт).

Если ядро поглощает фотон с энергией, большей, чем 1,8 (например 2,65), то оно сперва переходит на уровень *A*, теряя разность энергий каким-то неизвестным образом (но вряд ли в форме лучистой энергии, так как испускание жестких фотонов с энергией $2,6 - 1,8 = 0,8$ миллионов вольт-электронов было бы замечено на опыте), после чего оно дальше теряет энергию, переходя через промежуточные возбужденные уровни *B*, *C*, *D* одним из трех способов, указанных на рис. 4 стрелками. Из состояния *D* оно падает в невозбужденное состояние, теряя энергию каким-то неизвестным способом (например, испусканием фотона с энергией $0,3 \cdot 10^6$ вольт-электронов, который быстро поглощается, будучи сравнительно мягок, и потому ускользает от наблюдения). Непонятным остается вопрос, почему ядро не может возбуждаться, переходя не на уровень *A*, а на один из уровней *B*, *C*, *D*. Исходя из одинаковости уровней для всех элементов, Грей и Тэррэнт полагают, что в аномальном поглощении и испускании принимает участие какая-либо составная часть всех ядер, т. е., вернее всего, α -частица. Переход α -частицы в состояние *A* можно было бы трактовать, как одновременное возбуждение трех протонов в ней, из которых каждый затем

переходит в нормальное состояние самостоятельно (?). При этом все еще остается непонятным вопрос о том, почему отношение вероятности испускания двух и трех фотонов разное у разных элементов. Поэтому толкование, предложенное Греем и Тэррэнтом, следует все же считать мало вероятным. Мы не должны забывать о том, что анализ спектра аномально рассеянных лучей на основании их кривой поглощения имеет очень сомнительный характер. Вернее всего мы имеем здесь дело с эффектами релятивистской теории квант, причем энергетические соотношения, вероятно, отличаются такой же неопределенностью, как в случае β -распада. Поэтому разработка надежных экспериментальных методов изучения спектрального состава аномально рассеянного излучения является действительно необходимой. Она в состоянии пролить свет на многие неизвестные до сих пор свойства ядер и дать весьма важный экспериментальный материал для построения будущей релятивистской теории квантов.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Rutherford, I. Chadwick, C. D. Ellis, *Radiations from Radioactive Substances*, Cambridge University Press, 1930, глава XV.
2. G. Gamow, *Constitution of Atomic Nuclei and Radioactivity*, Oxford University Press, 1931, гл. III, n. 6.
3. D. Skobelzyn, *Zs. f. Phys.* **43**, 354, 1927; **58**, 595, 1929; *Nature* **123**, 411, 1929.
4. Frilley, Thèse, Paris, 1928; Thibaud, Thèse, Paris, 1925; Ellis and Aston, *Proc. Roy. Soc. A* **129**, 180, 1930. Эти данные собраны в книге Резерфорда (стр. 363 и 365). См. также C. D. Ellis, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **22**, 369, 1925; C. D. Ellis and W. B. Sinner, *Proc. Roy. Soc. A* **105**, 190, 1924.
5. Изучение γ -спектра продуктов распада раднотория см. Thibaud, Thèse, Paris 1925; D. H. Black, *Proc. Roy. Soc., A* **106**, 632, 1925; Bastings, *Phil. Mag.* **5**, 785, 1928.
6. O. Klein und Nishina, *Zs. f. Phys.*, **52**, 853, 1929.
7. K. W. F. Kohrausch, *Wien. Ber.*, **126**, 441, 683, 1917; *Probleme der Strahlung*, Braunschweig, Vieweg, 1927; M. Ahmad, *Proc. Roy. Soc., A* **105**, 507, 1924; **109**, 207, 1925.

8. Rutherford and Richardson, *Phil. Mag.* **26**, 937, 1913.
9. C. J. Chao, *Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.*, **16**, 431, 1930.
10. G. T. P. Tarrant, *Proc. Roy. Soc., A.* **128**, 345, 1930.
11. L. Meitner und H. H. Hupfeld, *Zs. f. Phys.*, **67**, 147, 1931.
12. J. C. Jacobsen, *Naturwiss.*, **18**, 951, 1930; *Zs. f. Phys.*, **70**, 145, 1931.
13. G. T. P. Tarrant, *Proc. Roy. Soc., A.* **135**, 223, 1932.
14. L. H. Gray, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **27**, 103, 1931.
15. W. Heisenberg, *Ann. d. Phys.*, **13**, 430, 1932.
16. G. Beck, *Naturwiss.*, **18**, 896, 1930.
17. L. Landau, *Naturwiss.*, **18**, 1112, 1930.
18. G. Gamow, *l. c.* p. 82.
19. C. I. Chao, *Phys. Rev.* **36**, 1519, 1930.
20. C. Chao, *Naturwiss.*, **19**, 752, 1932; *Proc. Roy. Soc., A.* **135**, 206, 1932.
21. L. Meitner und H. H. Hupfeld, *Naturwiss.*, **19**, 775, 1931.
22. L. H. Gray and G. T. P. Tarrant, *Proc. Roy. Soc., A.* **136**, 662, 1932.

