

РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ И ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ  
И КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ <sup>1</sup>*К. Вульфсон, Москва*

Опыты Шенкланда <sup>2</sup> вызвали живейший интерес и привлекли внимание физиков к вопросу о применимости законов сохранения энергии и момента к элементарным процессам взаимодействия радиации и материи. Вслед за публикацией Шенкланда появился ряд работ <sup>3, 4, 5</sup>, обсуждающих следствия, вытекающие из этих опытов. Кардинальное значение, которое имеет то или иное решение этого основного вопроса, не позволило ограничиться только одними опытами Шенкланда. Необходимо было увеличить количество экспериментального материала, применив различные методы изучения этого явления, прежде чем вносить изменения в наши представления о законах сохранения. Целый ряд крупнейших лабораторий занялись проверкой результатов опытов Шенкланда, да и он сам продолжал свои работы, и, видоизменив установку, пришел к иному выводу. Все выполненные в настоящее время работы можно разбить на три группы в зависимости от применявшихся в них методов исследования: I группа, представленная наибольшим числом работ, в которой явление Комптона изучается с помощью счетчиков; сюда относятся работы Боте и Майер-Лейбниц <sup>6</sup>, Якобсена <sup>7</sup> и Шенкланда <sup>8</sup>. Применение счетчиков позволяет очень точно регистрировать одновременность испускания рассеянного кванта и электрона отдачи и в то же время определять с небольшой точностью углы рассеяния и отдачи. II группа, в которой явление изучается с помощью камеры Вильсона. Наконец, в III группе применен совершенно новый, предложенный Пикаром \* и Стаелем <sup>9</sup> метод, позволяющий проверить одновременность испускания электрона и кванта с исключительной точностью—до одной десятиллионной доли секунды. В то же время этот метод оставляет совершенно открытым вопрос о направлениях рассеяния и отдачи.

Забегая несколько вперед, скажем, что все описываемые опыты позволяют сделать однозначный вывод об ошибочности первой работы Шенкланда и приводят к заключению о примененности законов сохранения к элементарным актам рассеяния фотонов.

---

\* Известный исследователь стратосферы.

Особенно убедительной в этом отношении является работа Боте и Майер-Лейбниц. Эти авторы в своей установке приняли все меры к устранению возможных источников ошибок, не исключенных Шенкландом в его первой работе; в то же время они старались, как можно точнее, воспроизвести условия его работы. В то время как Боте и Гейгер пользовались мягкими рентгеновскими волнами, Шенкланд применял жесткие  $\gamma$ -лучи, поэтому в новых опытах Боте и Майер-Лейбниц были применены  $\gamma$ -лучи еще более жесткие, чем в опытах Шенкланда. Однако, в отличие от Шенкланда, Боте и Майер-Лейбниц приняли меры для обеспечения возможной монохроматичности  $\gamma$ -лучей, видя в нарушении этого условия один из важнейших источников ошибок.

Установка Боте и Мейер-Лейбниц, схематически изображенная на рис. 1, состояла из массивного куска свинца, в котором был тщательно высверлен узкий канал диаметром в 7 мм, ограничивающий первичный пучок  $\gamma$ -лучей с энергией кванта 2,65 MeV (количество препарата равнялось 20 мг радиоэквивалента). Применением фильтра (1 см свинца) обеспечивалась возможная однородность (монохроматичность) пучка. Рассеивателем служила тонкая целлофановая пленка, весившая 0,028 г на 1 см<sup>2</sup>. Для обнаружения электронов отдачи и квантов рассеяния служили счетчики Гейгер-Мюллера. Основная трудность, связанная с применением счетчиков для обнаружения  $\gamma$ -квантов, — это низкий коэффициент полезного действия счетчика (порядка  $1/1000$ ). Это значит, что примерно из 1 тыс.

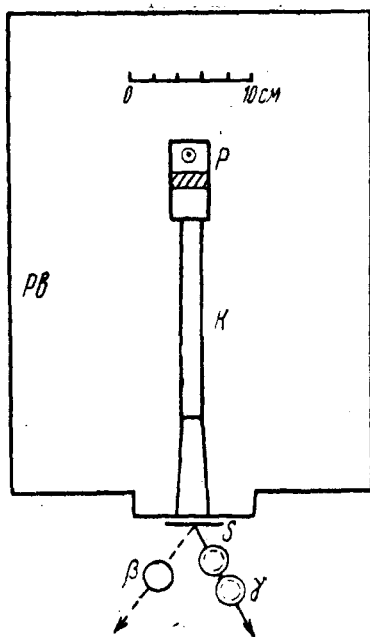


Рис. 1.

квантов учитывается только один. Столь небольшой коэффициент полезного действия является следствием большой разницы между коэффициентами абсорбции электронов в стенках счетчика и вызвавших их  $\gamma$ -квантов. Некоторое улучшение может быть достигнуто последовательным расположением нескольких счетчиков, но в то же время эта мера ведет к увеличению числа случайных совпадений, усложняет установку и делает эксперимент менее наглядным. По этой причине больше двух счетчиков, расположенных последовательно, не применялось (в то время как в первой работе Шенкланда их число доходило до пяти). Счетчики диаметром в 12 мм и длиной в 15—20 мм были сделаны из алюминиевой фольги толщиной в 0,8 мм. Счетчики  $\gamma$ -квантов имели, кроме того, съемные,

свинцовые кожухи. Расстояние от рассеивателя до счетчиков в первой серии опытов равнялось 45 см, и угол рассеяния электронов и фотонов выбирался одинаковым и равнялся, согласно классической теории,  $30^\circ$ . Совпадения отбросов  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчиков регистрировались по схеме, предложенной Росси <sup>10</sup>. Схема работала еще вполне устойчиво при разрешающей способности в  $3 \cdot 10^{-5}$  сек. Такая высокая разрешающая способность необходима ввиду редкости систематических совпадений. Для исключения возможных случайных совпадений, большая часть которых вызвана космическими лучами, радиоактивностью окружающих предметов и т. д., производился счет совпадений в отсутствии рассеивающего вещества (нулевой эффект). Для того чтобы при этом абсолютное число отбросов, даваемых  $\beta$ -счетчиком, не уменьшалось, он подвергался дополнительному  $\beta$ -облучению слабым радиоактивным препаратом (компенсация). Благодаря этому приему точное знание разрешающей способности схемы не обязательно. Применение компенсации значительно повышает надежность и точность измерений. Последовательность измерений была такова: сначала определялся „нулевой эффект“, затем в течение 14,5 час. производился счет совпадений. Время от времени контролировалось действие регистрирующей схемы путем создания искусственных совпадений. Результаты всех четырех серий опытов сопоставлены в табл. 1.

Первый опыт был выполнен с одним  $\gamma$ -счетчиком; в остальных частях установка соответствует рис. 1. Угол рассеяния, указанный во втором столбце, обозначает угол между первичным направлением и линией, соединяющей середину слоя, с серединой счетчика.

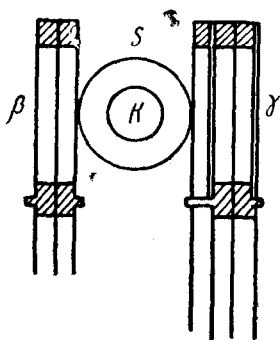


Рис. 2.

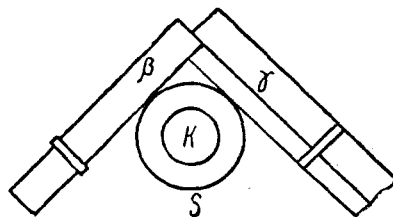


Рис. 3.

Из таблицы видно, что внесение слоя во много раз увеличивает число совпадений. Это увеличение может быть объяснено только совпадениями, вызванными одновременным появлением  $\gamma$ -квантов и электронов отдачи. В последнем столбце приведено число систематических совпадений, отнесенное к числу дополнительных  $\beta$ -отбросов, вызванных электронами отдачи.

ТАБЛИЦА 1

Опыт	Угол рассеяния (приблизи- тельно) в °	Отбросы в мин.		Совпадения за 14,5 час. со слоем** без слоя избыток	Число со- впадений на один элек- трон отдачи
		β-счетчик	γ-счетчик со слоем* без слоя избыток		
1***	30	41	85 45 40	25 5 20	$0,58 \cdot 10^{-3}$
2	30	86	140 88 52	95 34 61	$1,40 \cdot 10^{-3}$
3	30 не компла- нарно	91	117 77 40	39 30 9	$0,26 \cdot 10^{-3}$
	21 слой отдвинут	83	135 95 40	46 39 7	$0,20 \cdot 10^{-3}$
4	30 слой рас- положен правильно	83	133 95 38	95 39 56	$1,70 \cdot 10^{-3}$
	45 слой придвинут	83	123 95 28	50 39 11	$0,45 \cdot 10^{-3}$

\* без компенсации

\*\* отбросы компенсированы

\*\*\* один γ-счетчик.

Для повышения абсолютной частности систематических совпадений в последующих опытах применялись два последовательно один за другим расположенных и параллельно включенных γ-счетчика (рис. 2). Кроме того, счетчики вместо воздуха наполнялись аргоном, что также повышало вероятность их срабатывания. В остальном второй опыт в точности повторял первый. Таблица показывает, что таким путем число совпадений заметно повышалось. Третий опыт соответствовал положению счетчиков, при котором первичный луч и направления рассеяния были некомпланарны. Для этого β- и γ-счетчики поворачивались вверх около первичного направления на  $45^\circ$  (рис. 3). При этом только нижние края счетчиков попадали

в плоскость рассеяния. В таком положении совпадения могли вызывать только частицы, летящие почти точно горизонтально. Поворачивание на  $90^\circ$  только одного счетчика увеличивало „нулевой эффект“ более чем вдвое. Это особенно убедительно показывает, как важно определять „нулевой эффект“ при неизменном геометрическом расположении установки. Как видно из таблицы, совпадения во время третьего опыта, поскольку они вообще имеются,

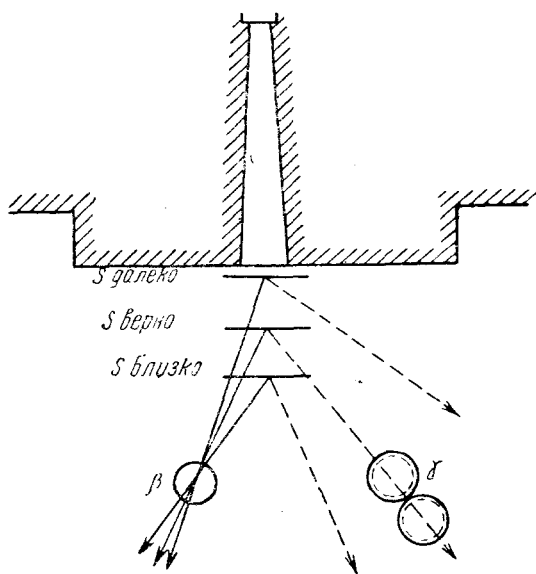


Рис. 4.

составляют лишь небольшую долю по сравнению с числом совпадений во втором опыте.

Четвертый опыт должен был подтвердить, что рассеяние происходит преимущественно в направлениях, указываемых фотонной теорией. В отличие от Шенкланда, передвигавшего счетчики во время отдельного опыта, был выбран иной способ изменения угла, гарантировавший неизменность числа совпадений, вызванных космическими лучами. Для этого счетчики были несколько отодвинуты от отверстия канала, так что „правильное“ расположение рассеивающего слоя равнялось 1,8 см от края канала. Измерения производились при трех положениях слоя: 0, 1,8 и 3,6 см от края канала. На рис. 4 показано взаимное расположение счетчиков и слоя, а также нанесены направления рассеяния фотонов и сопряженные с ними направления отдачи, заданные положением  $\beta$ -счетчика. Результаты измерений и средние ошибки представлены на диаграмме рис. 5. Преобладание числа совпадений, в требуемом теорией направлении, видно совершенно отчетливо.

Возникает естественный вопрос: нельзя ли объяснить одновременное появление кванта и электрона другими процессами? Действительно одновременные  $\beta$ - и  $\gamma$  лучи могут возникнуть при образовании пар и дальнейшем уничтожении позитрона. Однако ввиду ничтожной вероятности этих процессов они не могут объяснить числа наблюдаемых совпадений. В связи с этим представляет интерес сопоставить число наблюдавшихся совпадений с тем, которое

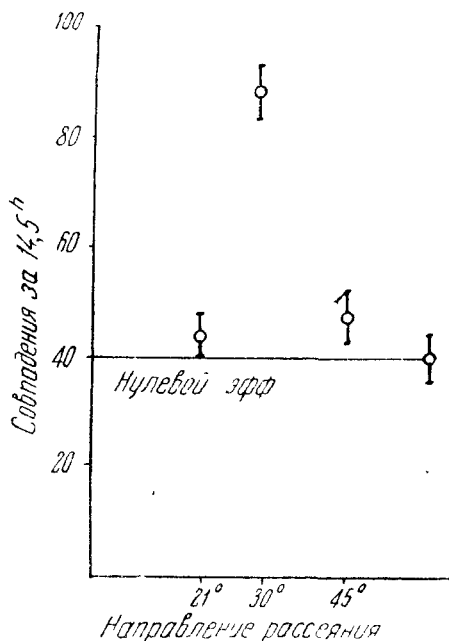


Рис. 5.

следовало бы ожидать, исходя из эффективности работы самого  $\gamma$ -счетчика. Байер<sup>11</sup> определил, что для счетчика, аналогичного по устройству, применявшемуся в этой работе, вероятность срабатывания для  $\gamma$ -лучей в 3 MeV равна приблизительно  $6 \cdot 10^{-3}$ . Вводя поправки на разницу в размерах и материале счетчика, а также на энергию кванта  $\gamma$ -лучей и напряжение, приложенное к счетчику, Боте и Майер-Лейбниц определяют вероятность срабатывания одного  $\gamma$ -счетчика в  $4,2 \cdot 10^{-3}$ , а двух — в  $7,6 \cdot 10^{-3}$ . Сравнивая с этим наблюдаемое число совпадений на электрон  $1,6 \cdot 10^{-3}$  (среднее из второго и четвертого опытов, см. табл. 1), видим, что оно в 4,8 раз меньше, чем это следовало бы для идеальной установки, в которой каждый сопряженный с электроном отдачи  $\gamma$ -квант обяза-

тельно попадал в  $\gamma$ -счетчик. На практике это, однако, не удается осуществить в полной мере. Благодаря конечному размеру  $\beta$ -счетчика не все  $\gamma$ -направления, сопряженные с допустимыми  $\beta$ -направлениями, попадают в  $\gamma$ -счетчик. Кроме того, электроны отдачи испытывают в слое целлофана рассеяние, нарушающее строгую координацию направлений, что также уменьшает число сопряженных квантов, попадающих в  $\gamma$ -счетчик. Указанные обстоятельства, хотя и не очень точно поддаются учету, приводят к коэффициенту 3, на который должно быть умножено число наблюдаемых совпадений.

Итак, остается только фактор  $\frac{4,8}{3} = 1,6$ . Он может быть полностью объяснен не абсолютной монохроматизацией первичного луча и другими мелкими несовершенствами установки.

Возможно также оценить и абсолютное число совпадений. Исходя из данных Шенстона и Шлундта<sup>12</sup>, изучавших излучение  $\text{ThC}$ ,

можно определить, что 1 г радиоэквивалента  $\text{RaTh}$  испускает в 1 сек.  $1,57 \cdot 10^{10}$   $\gamma$ -квантов. Отсюда, пользуясь формулой Клейна-Нишины, можно подсчитать, что в каждую минуту при „правильном“ положении в  $\gamma$ -счетчик должно влетать 25 квантов. Из второго и четвертого опытов получается 58 совпадений, что составляет только  $1/370$  часть от всех влетевших квантов. Выше было показано, что в идеальной установке будет учитываться только  $1/133$  часть от всех влетевших квантов. Расхождение в 2,8 раз с избытком (коэффициент 3) покрывается неточным геометрическим соответствием направлений рассеяния и отдачи, а также и рассеянием электронов в самом слое. В таком способе подсчета само собой выпадает влияние неоднородности излучения и мешающей радиации, рассеянной стенками свинцового канала. Таким образом описываемыми опытами показано, что требуемая теорией одновременность испускания рассеянных квантов и электронов отдачи в указываемых ею направлениях существует и отсутствует при любом отклонении от этих направлений.

Число совпадений, в пределах точности опыта, совпадает с вычисленными на основе теоретических соображений и данных установки.

Тем же методом, что Боте и Майер-Лейбниц, производил свои опыты Якобсен. В его установке источником первичных  $\gamma$ -лучей являлся также препарат  $\text{RaTh}$  (10 г радиоэквивалента), радиация которого подвергалась фильтрации в слое свинца в 5 мм толщины. Рассеивающим слоем служил слой парафина в 0,05 см толщины. Углы рассеяния и отдачи были равны  $30^\circ$ . Счетчики (однократные) имели в диаметре 20 мм.

Для определения числа случайных совпадений Якобсен, в отличие от описанной выше работы, не удаляет рассеивающий слой, а экранирует  $\beta$ -счетчик свинцовой пластиной. Постоянство числа срабатываний  $\beta$ -счетчика поддерживается дополнительным облучением препаратом  $\text{RaD}$ . Результаты опытов, проводившихся только в „правильном“ положении, сведены в табл. 2.

ТАБЛИЦА 2

	Число срабатываний в мин.				Число совпадений в час		Разность	Число совпадений на один электрон отдачи
	без рассеивателя		с рассеивателем		полное число совпадений без свинцовой пластины	случайные совпадения со свинцовой пластиной		
	β	γ	β	γ				
I	120	28	195	29	$6,5 \pm 0,6$	$2,3 \pm 0,3$	4,2	$0,93 \cdot 10^{-3}$
II	120	120	195	121	$11,7 \pm 0,9$	$8,6 \pm 0,7^*$	3,1	$0,69 \cdot 10^{-3}$

\* Увеличение числа случайных совпадений во второй серии наблюдений объясняется облучением счетчика слабым препаратом  $\text{RaD}$ :

Преобладание систематических совпадений над ошибками измерений совершенно очевидно. Грубая оценка эффективности установки приводит к восьми совпадениям в час, что достаточно хорошо согласуется с найденным на опыте числом. В последнем столбце табл. 2 приведено число совпадений, отнесенное к одному электрону отдачи \*. Оно несколько выше, чем в опытах Боте и

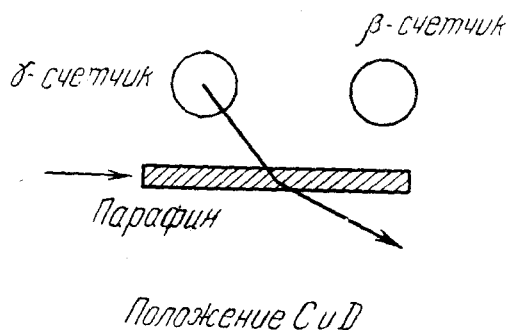
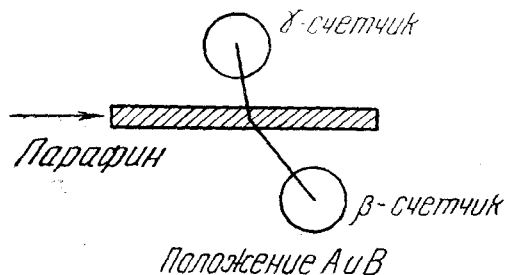


Рис. 6 а и б

Майер-Лейбница ( $0,58 \cdot 10^{-3}$ ). Это объясняется, вероятно, некоторым отличием в размерах установки — больший диаметр счетчиков и меньшее расстояние до рассеивающего слоя. Таким образом и опыты Яковсена, хотя и не так всесторонне, как выше описанные опыты Боте и Мейер-Лейбница, подтверждают правильность обычной теории Комптон-эффекта.

Последней в этой группе исследований должна быть названа вторая работа Шенкланда. Применявшаяся им схема установки изображена на рис. 6а и 6б. На этом рисунке представлено взаимное расположение счетчиков и рассеивающего слоя парафина (размер  $4 \times 1 \times 0,05$  см).  $\gamma$ -счетчик был сделан из меди, толщина которой достаточна для задержания электронов. Расположение счетчиков, в которых наблюдалось наибольшее число совпадений, не выделялось резко из-за недостаточной однородности  $\gamma$ -излучения (84 милликюри RaC).

\* Эти числа получены нами из сопоставления данных, приводимых Яковсеном.



Наблюдения производились в вакууме для исключения электронов, рассеянных воздухом. Результаты опытов представлены в табл. 3.

ТАБЛИЦА 3

О п ы т	Число совпадений в час	
	без рассеивателя	с рассеивателем
А и В. Правильное положение . . . .	$10,7 \pm 4,4$	$69,1 \pm 5,4$
С и D. Неправильное положение . . . .	$12,5 \pm 5,6$	$10,1 \pm 5,0$

Из таблицы видно, что при несогласованном положении счетчиков (орыт С и D) число совпадений не зависит от присутствия рассеивателя. В правильном же положении количество совпадений резко возрастает. Исходя из этих опытов, сам Шенкланд, не упоминая о своих первых опытах, делает вывод об одновременности появления рассеянного кванта и электрона отдачи.

Виллиамс и Пикуп<sup>13</sup> для проверки опытов Шенкланда воспользовались камерой Вильсона. Они пропускали узкий пучок рентгеновских лучей ( $h\nu = 20\,000\text{ V}$ ) в наполненную аргоном вильсоновскую камеру. Фотоэлектроны, срывааемые с К-уровня, в большинстве случаев сопровождаются электронами, возникшими вследствие эффекта Оже. Такие процессы на фотографиях дают двойные треки, обозначенные на рис. 7 буквой Р. В тех случаях, когда

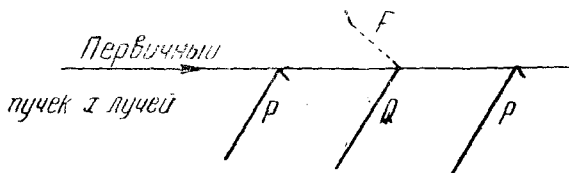


Рис. 7.

рассеянный квант поглощается в другом атоме, он в свою очередь вызывает в нем фотоэлектрон, запечатлевающийся на фотографиях в виде короткого отдельного трека. Этот процесс изображен на рис. 7 комбинацией двух треков F и Q. Пунктирная линия изображает путь светового кванта.

Было получено 350 фотографий (примерно 10 треков на каждой, при эффективной длине камеры 14 см). Фотографии были измерены и определены расстояния  $x$  вдоль первичного луча между F и Q-треками. На рис. 8 сплошной линией представлено найден-

ное из опытов распределение расстояний. Штрихованной линией изображено распределение, вычисленное из законов сохранений, и, наконец, пунктирная линия изображает распределение, соответствующее статистической теории. Из рис. 8 видно, что данные эксперимента значительно лучше согласуются с кривой, рассчитанной по законам сохранения энергии и момента.

Предложенный Пикаром и Стаелем <sup>9</sup> новый метод исследования одновременности поглощения и испускания основан на применении подвижного (вращающегося) рассеивателя.

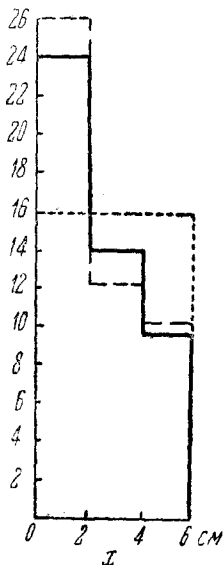


Рис. 8.

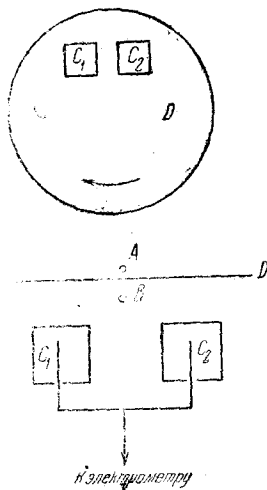


Рис. 9.

Если электрон и квант испускаются с некоторой задержкой во времени друг по отношению к другу, то их испускание не может совпадать с первичным процессом поглощения падающего кванта. Иначе говоря, тело, облученное  $\gamma$ -лучами, продолжает испускать благодаря эффекту Комптона электроны отдачи и кванты рассеяния, даже если источник облучения удален.

Применявшаяся этими авторами установка схематически изображена на рис. 9.  $C_1$  и  $C_2$  — маленькие ионизационные камеры, заряженные приблизительно до  $+500$  и  $-500$  V. Электрометр, присоединенный к центральным электродам, измеряет, таким образом, разность токов ионизации. В нескольких миллиметрах от камер находится диск  $D$  диаметром  $35$  см, допускающий вращение в обе стороны со скоростью  $30$  об/сек. Радий в количестве  $600$  мг помещался или между диском и камерами (позиция  $B$ ) или за диском (позиция  $A$ ). Часть измеряемой ионизации вызвана электронами и фотонами, образовавшимися в диске благодаря Компто-

эффекту. Если их испускание происходило бы с некоторым запаздыванием, то ток в камере  $S_2$  увеличивался бы при вращении в указанном на рис. 9 направлении. Изменение направления вращения дало бы эффект обратного знака. Дело происходило бы так, как будто бы радий увлекался вращением.

Для градуировки установки можно было микрометрически перемещать препарат радия. Скорость спадания электрометра (она определяет ионизационный ток) есть функция положения препарата. Каждому изменению скорости соответствует определенное перемещение радия (рис. 10).

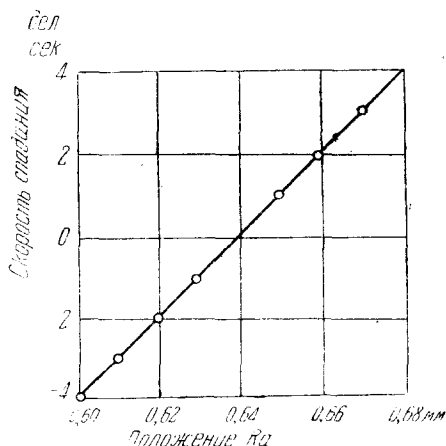


Рис. 10.

При изучении испускания электронов отдачи применялись диски из алюминия, железа и железа, покрытого свинцом. Радий помещался позади диска в положении А. Для того чтобы электроны могли проникнуть в ионизационные камеры, входные отверстия были сделаны из алюминиевой фольги в 0,008 мм. Около 30% ионизации вызвано электронами отдачи, возникающими в диске.

В табл. 4 приведены результаты одной серии измерений. Знак  $+$  указывает, что изменение соответствует увлечению радия в направлении вращения диска. (Следует заметить, что такое изменение тока соответствует в среднем  $1/200000$  от полного тока ионизации.) Градуировка, описанная выше, показывает, что смещение препарата радия в сторону на 0,01 мм вызывает изменение скорости спадания нити электрометра на 0,96 дел/сек. Отсюда наблюдаемый эффект будет эквивалентен виртуальному смещению радия, равному  $0,065 : 0,96 = 0,00068$  м. Линейная скорость диска в части, проходящей мимо камер, приблизительно равна 2800 см/сек. Смещению в 0,00068 мм соответствовало бы запаздывание в 0,000068 см ( $2800 \text{ см/сек} = +2,2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ ), если бы только вся ионизация была вызвана электронами отдачи. Учитывая, что только 30% ионизации вызвана ими, находим время запаздывания в этой серии изме-

ТАБЛИЦА 4

Скорость спадания нити  
электрометра

Неподвижный диск (в дел/сек)	Вращающийся диск (в дел/сек)
1,926	1,942
2,029	1,956
2,089	1,961
2,138	2,033
2,173	2,083
2,138	2,151
2,138	2,092
2,141	
Среднее 2,096	2,031
Разность $+0,065$ дел/сек	

ТАБЛИЦА 5

Материал диска	Наблюдаемое запаздывание
Алюминий . .	$+7 \cdot 10^{-8}$
" . .	$-9 \cdot 10^{-8}$
" . .	$+7 \cdot 10^{-8}$
Железо . . . .	$-5 \cdot 10^{-8}$
Свинец . . . .	$+3 \cdot 10^{-8}$
Среднее $(+1 \pm 3 \cdot 10^{-8} \text{ сек})$	

рений равным  $+7 \cdot 10^{-8}$  сек. Сводка результатов всех серий измерений, касающихся электронов отдачи, приведена в табл. 5.

Таблица показывает, что нет никакого систематического запаздывания в излучении электронов отдачи. Можно утверждать, что электроны отдачи испускаются с задержкой, несомненно, меньшей, чем  $10^{-7}$  сек.

Подобные же измерения были выполнены и для рассеянных  $\gamma$ -лучей. Диск был железный в 5 мм толщины. Радий располагался между диском и ионизационными камерами (позиция В) так, что позволял изучать  $\gamma$ -лучи, рассеянные под большими углами. При этих условиях только 4% ионизации вызвано рассеянным  $\gamma$ -излучением. Кроме этого, надо иметь в виду, что вследствие большего удаления диска виртуальное смещение диска менее эффективно, чем действительное перемещение радия. Некоторые измерения, сделанные в этом направлении, показали, что поправочный коэффициент равен 1:4. Окончательно "увлечение" рассеянных  $\gamma$ -лучей было бы в 100 раз менее эффективно, чем реальный сдвиг радия. Опыт показал, что изменение вращения диска вызывает изменение в ионизационном токе, соответствующем смещению радия на  $+0,0001$  мм; в другой серии измерений оно равнялось 0,00007 мм. В среднем изменение меньше, чем 0,0001 мм. Учитывая указанный выше фактор 100, находим, что этому смещению соответствует задержка менее, чем на  $2 \cdot 10^{-7}$  сек. Исходя из этих опытов, можно сделать вывод, что в пределах достигнутой точности и в  $10^{-7}$  сек. поглощение первичного кванта и испускание вторичных лучей происходят одновременно.

Все изложенные работы подтверждают строгую применимость законов сохранения энергии и момента к элементарным актам взаимодействия излучения и материи.

К этому же утверждению приходит в своем опубликованном в *Nature* <sup>14</sup> письмо и Нильс Бор, предложивший в свое время вместе с Крамерсом и Слетером гипотезу <sup>15</sup> о статистическом характере законов сохранения в атомных процессах. Возражая Дираку, он указывает, что положение в физике, с момента появления его теории по настоящее время, сильно изменилось. Развитие квантовой механики в еще большей степени утвердило эти законы, и сейчас нет никаких оснований сомневаться в их справедливости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Обзор предшествующих работ по этому вопросу см. Э. В. Шпольский. *Успехи физич. наук*, **16**, 458, 1936.
2. Shankland, *Phys. Rev.*, **48**, 8, 1936.
3. P. Dirac, *Nature*, **137**, 298, 1936.
4. Williams, *Nature*, **138**, 614, 1936.
5. Peirels, *Nature*, **137**, 904, 1936.
6. W. Bothe u. Mayer-Leibniz, *Z. Physik*, **102**, 143, 1936.
7. C. Jacobsen, *Nature*, **138**, 25, 1936.
8. Shankland, *Phys. Rev.*, **50**, 571, 1930.
9. A. Pikard & Stahel. *Journ. Phys. et Radium*, **7**, 326, 1936.
10. Rossi, *Nature*, **125**, 636, 1930.
11. H. Bayer, *Z. Physik*, **95**, 417, 1935.
12. Schenston a. Schlundt, *Phyl. Mag.*, **43**, 1038, 1922.
13. E. Williams a. E. Pickup, *Nature*, **138**, 46, 1936.
14. N. Bohr, *Nature*, **138**, 25, 1936.
15. N. Bohr, H. Kramers u. I. Slater, *Z. Physik*, **24**, 69, 1924.