

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА

Тодор Русков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София, Болгария

В обзоре рассматриваются некоторые нетривиальные эксперименты, где применяется эффект Мессбауэра, такие как измерение гравитационного смещения частоты γ -кванта в земных условиях, поиск электрического дипольного момента фотона, прямое наблюдение механизма диффузии в твердых телах. Получение новых результатов в экспериментах, связанных с измерением экстремально малых энергетических сдвигов, связано с развитием и существенным улучшением мессбауэровской методики с использованием рекордного по энергетическому разрешению изотопа ^{67}Zn . Особую роль в развитии мессбауэровских исследований в Дубне сыграл Ф.Л.Шапиро, который был одним из первых в СССР, кто понял значимость эффекта Мессбауэра как средства для решения фундаментальных физических проблем.

In this review three nontrivial Mössbauer experiments are discussed. These are the measurement of the gravitational energy shift of a γ -quantum in the laboratory frame, searching for the electric dipole moment of the photon and direct observation of the diffusion mechanism in solids. To obtain new results in experiments where measurement of extremely small energy shifts is of importance, one needs to derive and improve essentially the Mössbauer methods using the ^{67}Zn isotope — the best with respect to the energy resolution. The development of the Mössbauer investigations in Dubna were due to F.L.Shapiro. He was one of the first in the USSR who understood the significance of the Mössbauer effect as a tool for studying fundamental physical problems.

Об эффекте Мессбауэра [1] я узнал в январе 1960 года в Дубне. Через несколько дней после моего приезда в Дубну, где я собирался начать работу с поляризованными нейтронами, Федор Львович Шапиро велел познакомиться меня со всем, что делается в Лаборатории нейтронной физики. Я переходил от одного физика к другому и попал к Юрию Останевичу, который познакомил меня с мессбауэровским экспериментом. В ходе беседы он как-то обмолвился, что в результате тепловых колебаний атомов гамма-линия испускания (поглощения) «сдвигается» и резонансное поглощение не происходит. Тогда я спросил: «А почему ядра не заморозить?» Он мне ответил: «А вот так Мессбауэр и поступил», — и пальцем указал на криостат. Позже в своих размышлениях я несколько раз возвращался к это-

му разговору и как-то мне было странно, что тогда, не понимая полной картины этого явления, попал на верный след... Если говорить точно, ставя свой первый опыт, Мессбауэр поступил как раз наоборот. Он думал, что линия излучения и линия поглощения ^{191}Ir сдвинуты на величину удвоенной энергии отдачи ядра, но они уширены благодаря тепловому движению атомов, в результате чего слегка перекрываются. Чтобы уменьшить это перекрытие, т.е. чтобы приблизиться к нулевому резонансному рассеянию, Мессбауэр решил понизить температуру источника и поглотителя, но вместо ожидаемого понижения резонансный эффект возрос.

...Итак, я понял, что в Дубне очень интенсивно начали заниматься эффектом Мессбауэра. Оказывается, еще в июле и сентябре 1959 г. были семинары, на которых шла речь о том, что появился новый резонансный метод, с помощью которого можно измерить даже гравитационное красное смещение в земных условиях.

Известно, что в начале двадцатого века Эйнштейн, основываясь на принципе эквивалентности, предсказал гравитационное красное смещение. До этого экспериментально было доказано, что существует строгая пропорциональность между гравитационной силой, с которой тело притягивается к земле, и его инертной массой. Это свойство гравитационных сил было открыто еще Галилеем, который показал, что ускорение падающих тел не зависит от их структуры и массы. На основе экспериментальных результатов Галилея, в дальнейшем повторенных с гораздо большей точностью в различных точках земного шара, Эйнштейн выдвинул свой принцип эквивалентности. Согласно этому принципу не существует критерия, посредством которого можно отличить инертные силы от гравитационных. Другими словами, нельзя придумать локального эксперимента, с помощью которого можно различить эффекты в результате действия гравитационного поля от эффектов в движущейся с постоянным ускорением лабораторной координатной системе.

Теперь для вывода гравитационного смещения частоты γ -кванта предположим, что из источника, находящегося на высоте h от детектора, выходит γ -квант, который через некоторое время регистрируется детектором. Принимаем, что в области источник—детектор гравитационное поле однородно, и все тела в свободном падении получают ускорение g . Согласно принципу эквивалентности в отсутствие гравитационного поля результат любого эксперимента должен быть такой же, если лабораторная система (источник и детектор находятся в ней) двигалась вверх с ускорением g . Время, которое необходимо, чтобы γ -квант прошел расстояние от источника до детектора, равняется h/c . За это время детектор, движущийся вверх, будет иметь скорость, равную gh/c . В результате эффекта Доплера первого порядка детектор измерит увеличение частоты γ -кванта. Относительное увеличение частоты:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{gh}{c^2}. \quad (1)$$

Тогда, согласно принципу эквивалентности, влияние гравитации приведет к такому же увеличению частоты γ -кванта. Наоборот, если источник расположен над детектором на высоте h и движется со скоростью gh/c , то влияние гравитации исчезнет.

Независимо друг от друга несколько групп в мире предложили использовать эффект Мессбауэра для измерения гравитационного красного смещения в земных условиях. Паунд и Ребка послали статью по этому поводу в журнал «Phys. Rev. Lett.» 15 октября 1959 г. [2], Барит, Подгорецкий и Шапиро — в ЖЭТФ 4 ноября 1959 г. [3], а Шифер и Маршел — в «Phys. Rev. Lett.» 23 ноября 1959 г. [4]. Следует отметить, что в статье Барита, Подгорецкого и Шапиро впервые говорится о том, что с помощью эффекта Мессбауэра можно наблюдать и релятивистский эффект Доплера второго порядка.

Особенно интересным для измерения малых энергетических сдвигов является развитие мессбауэровской спектроскопии на γ -линии 93,3 кэВ в изотопе ^{67}Zn . Причина состоит в том, что ширина первого возбужденного уровня, с которого идет переход с энергией 93,3 кэВ, равняется $5 \cdot 10^{-11}$ эВ. Относительная ширина этого уровня составляет $5 \cdot 10^{-16}$. По сравнению с шириной первого возбужденного уровня с энергией 14,4 кэВ самого популярного мессбауэровского изотопа ^{57}Fe ширина уровня 93,3 кэВ в ^{67}Zn на два порядка меньше, а относительная ширина примерно в 600 раз меньше.

В экспериментах, в которых проявляется сверхтонкое расщепление ядерных уровней, точность в определении расстояния между компонентами сверхтонкого расщепления зависит от ширины γ -линии. Но в экспериментах, в которых ищется сдвиг одиночной γ -линии или всего резонансного спектра, например, в случае гравитационного красного смещения, чувствительность метода связывается с относительной шириной. В случае ^{67}Zn высота источника над поглотителем, приводящая к смещению резонансной линии на величину, равную естественной ширине линии, ~ 5 м. Для ^{57}Fe эта величина составляет ~ 3 км.

Именно поэтому на заре применения мессбауэровской спектроскопии для измерения экстремально малых сдвигов частоты усилия многих экспериментаторов были направлены на обнаружение резонансного поглощения γ -квантов в ^{67}Zn . В России это была дубненская группа в Лаборатории нейтронной физики под руководством Шапиро. В Америке были две группы: Паунд и Ребка в Гарвардском университете и лос-аламосская группа. С точностью до 0,1%, используя ряд кристаллических решеток, Паунд и Ребка не

обнаружили резонансного эффекта в ^{67}Zn [5]. Успеха вначале добилась лос-аламосская группа [6].

Авторы этой работы использовали оригинальный метод разрушения резонанса. Они отказались от обычного метода доплеровской модуляции и для получения резонансной линии применили магнитное поле. Источник и поглотитель были сделаны из поликристаллической окиси цинка. Для поглотителя была использована обогащенная по изотопу ^{67}Zn окись цинка. Эксперимент проводился при температуре жидкого гелия. Магнитное поле действовало только на поглотитель, так как источник был завернут в свинцовую фольгу, а, как известно, при этой температуре свинцовая фольга является сверхпроводящим магнитным экраном. В результате магнитного расщепления уровней только в поглотителе резонанс разрушался. Меняя магнитное поле в диапазоне несколько сот эрстед, они получили зависимость резонансного поглощения от величины магнитного поля. Максимальный резонансный эффект составлял 0,3% и был далеко за пределами ошибок.

Дубненская группа [7] вначале тоже применила магнитное поле для разрушения резонанса ^{67}Zn . Опыт ставился следующим образом. Поверхность образца металлического цинка, обогащенного до 33% ^{67}Zn , облучалась протонами с энергией 6,7 МэВ и в ней наводилась по реакции (p, n) активность ^{67}Ga . Образец помещался в гелиевый криостат между полюсными накопечниками, создающими неоднородное магнитное поле с максимальной напряженностью поля в области источника, равной 1500 Э. Эффект резонансного поглощения регистрировался по уменьшению интенсивности излучения 93,3 кэВ, проходящего через образец, при включении магнитного поля. Изменение коэффициента усиления фотоумножителей сцинтилляционных счетчиков при включении поля не превышало 10^{-5} . В результате было найдено, что при температуре жидкого гелия резонансный эффект составляет $(2,58 \pm 0,84) \cdot 10^{-2}\%$.

После неудачной попытки обнаружить резонансный эффект в ^{67}Zn Паунд и Ребка [8] быстро перешли на ^{57}Fe . Несмотря на то, что относительная ширина линии в ^{57}Fe в 600 раз больше чем у ^{67}Zn , резонансный эффект в ^{57}Fe на γ -линии с энергией 14,4 кэВ во много раз больше. Для получения наивысшей чувствительности к смещению частоты можно работать на спаде кривой резонансного поглощения, где производная от пропускания по частоте максимальная. Знаменитый опыт Паунда и Ребки проводился в закрытой башне Джефферсоновской физической лаборатории в Гарварде. Высота источника (0,4 Ки ^{57}Co , внедренного в железо) над поглотителем (железо, обогащенное до 32% ^{57}Fe) составляла 21 м. В результате измерений авторы

[9] подтвердили предсказанное гравитационное смещение в пределах 4% точности. Следует отметить, что в ходе измерения гравитационного смещения частоты γ -кванта Паунд и Ребка обнаружили экспериментально температурное красное смещение, что равносильно эффекту Доплера второго порядка [10].

...В жарком июле 1960 года в Московском университете проходила вторая Всесоюзная конференция по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. На ней Паунд выступил с докладом «О весе фотонов», в котором рассказал подробно о недавно сделанном эксперименте по наблюдению гравитационного смещения [11]. В этот же день Шапиро выступил с обзорным докладом по эффекту Мессбауэра, в котором нашли отражение первые работы ученых СССР в области гамма-резонансной спектроскопии [7]. В нем Шапиро представил свою классическую теорию эффекта Мессбауэра. Основная идея этой теории состоит в том, что тепловые колебания излучающего атома производят частотную модуляцию γ -излучения. В этом случае в спектре излучения возникает большое число боковых линий, наряду с ними присутствует и центральная несмещенная линия, благодаря которой осуществляется γ -резонансное поглощение без отдачи. Отношение интенсивности этой линии к интенсивности полного спектра излучения определяет вероятность излучения γ -квантов без отдачи. Полученное выражение для этой величины

$$f = \exp\left(-\frac{\langle x^2 \rangle}{\lambda^2}\right), \quad (2)$$

где $\langle x^2 \rangle$ — средний квадрат отклонения колеблющегося атома решетки от положения равновесия, а λ — длина волны γ -кванта, полностью совпадает с вероятностью излучения γ -кванта без отдачи, полученной с помощью квантовой механики.

После эксперимента Паунда и Ребки дубненской группе было бессмысленно гнаться за ними в улучшении точности, используя ^{57}Fe , хотя бы только потому, что в начале 1960 г. у Паунда был источник с активностью 400 мКи, а первую активность ^{57}Co в Дубне получили едва в 1963 г., притом всего-навсего в 3 мКи... Шапиро решил продолжать совершенствовать дальше цинковую методику.

Первая успешная попытка получить резонансный спектр в ^{67}Zn по методу доплеровской модуляции была сделана в работе Алфименкова и др. [12]. Источник и поглотитель были сделаны из поликристаллической окиси цинка. Поглотитель был обогащен по изотопу ^{67}Zn (33%). В качестве доплеровского модулятора использовалась пластина из монокристаллического кварца, обладающего, как известно, пьезоэлектрическими свойствами. Максимальная скорость источника относительно поглотителя равнялась

1,5 мкм/с, что было достаточно для того, чтобы выйти за пределы резонансной линии. Скоростная калибровка вибратора при гелиевой температуре (пьезомодуль кварца был известен только при комнатной температуре) осуществлялась при помощи акустической модуляции γ -излучения. Для этого на кварцевую пластину дополнительно подавалось синусоидальное напряжение с частотой 80 кГц. Максимальный резонансный эффект, однако, был на уровне 0,2%, т.е. весьма мал, чтобы использовать ^{67}Zn для измерения экстремально малых энергетических сдвигов.

...Летом 1962 г. Ф.Л.Шапиро организовал в Дубне первое совещание стран-участниц ОИЯИ по эффекту Мессбауэра, которое положило начало ряду международных конференций по эффекту Мессбауэра, проводившихся поочередно в этих странах. Шапиро проявлял интерес к нетривиальным экспериментам. Он говорил, что в Дубне по мессбауэровской тематике надо делать то, что в других местах не могут сделать. Малость резонансного эффекта в ^{67}Zn , наверное, охладила его первоначальный энтузиазм, и постепенно он стал отходить от эффекта Мессбауэра.

В 1963 г. я вернулся в Болгарию и решил продолжить мессбауэровскую тематику, начатую в Дубне. Остановлюсь на одном эксперименте, сделанном нами и относящемся, по моему мнению, к нетривиальным. Известно, что атомы в кристалле совершают два типа движений: колебательное вокруг положения равновесия и диффузионные скачки. Если излучающий атом совершает диффузионный скачок и если время между диффузионными скачками сравнимо или меньше времени жизни возбужденного состояния, γ -линия излучения уширяется.

Кривоглаз [13,14] рассмотрел вопрос теоретически и показал, что диффузионное уширение зависит от угла между волновым вектором γ -кванта и направлением скачка. Из-за геометрического порядка в монокристалле диффузионные скачки осуществляются в строго определенных направлениях, и, в зависимости от механизма диффузии, можно получить одну или другую зависимость диффузионного уширения от угла между волновым вектором γ -кванта и кристаллическими осями.

Опыт ставился следующим образом [15]. Из монокристалла меди была вырезана пластинка в плоскости (100), толщина которой после электрополировки была доведена до 60 мкм. ^{57}Co с активностью 25 мКи был введен в пластинку. Диаметр активного пятна составлял 6 мм. Образец отжигался в течение 24 часов при 900°C в атмосфере водорода. Приготовленный таким образом источник ставился в специально сконструированную для этой цели печь [16], которая позволяла поворачивать кристалл во время эксперимента относительно направления распространения γ -квантов. В качестве поглотителя, находящегося при комнатной температуре, был использован натриевый ферроцианид, у которого одиночная линия поглощения.

Мессбауэровские спектры снимались при различных ориентациях монокристаллической пластинки относительно направления γ -кванта при температуре 1030°C (всего на 30°C меньше температуры плавления меди). Температура образца поддерживалась с точностью 0,2°C в течение 24 часов. В результате была получена отчетливая ориентационная зависимость от угла между направлением γ -кванта и кристаллической осью [100]. Сравнивая эту ориентационную зависимость с теоретической, мы показали прямым путем, что в меди осуществляется вакансионный механизм диффузии, причем диффузионные скачки происходят преимущественно в первую координационную сферу. Подобные эксперименты были проведены позже и с алюминием [17,18].

В начале 80-х годов, следуя в некоторой степени заветам Шапиро, я решил вернуться к ^{67}Zn и снова заняться измерением экстремально малых энергетических сдвигов. Эксперимент был снова поставлен в Дубне. Надо отметить, что хотя в природе существуют изотопы, среди которых можно найти уровни с ширинами на несколько порядков меньше, чем в ^{67}Zn , но все же ^{67}Zn , по всей вероятности, является предельным случаем в смысле возможности получить в эксперименте резонансную линию с естественной шириной. Как отмечает Паунд [19], из экспериментов по ядерному магнитному резонансу в твердых телах можно получить сведения о нижнем пределе ширины линии. Оказывается, что в этих экспериментах очень трудно получить ширину линии меньше 1 кГц.

Причина уширения линий заключается в неоднородности внутри кристаллических полей, что обусловлено несовершенством кристаллической структуры или магнитным беспорядком. Естественная ширина линии 93,3 кэВ в ^{67}Zn равняется 12 кГц. Поэтому, чтобы уширение линии не превосходило 2—3%, источник и поглотитель должны быть сделаны из чистых материалов, с как можно более совершенной структурой.

Ветерлинг и Кандела [20] указали на другой возможный механизм уширения резонансной линии, связанный с нерегулярностью распределения мессбауэровского изотопа. Например, известно, что ^{67}Zn составляет 4,1% в естественной смеси изотопов цинка. В кристаллической решетке данного соединения цинка ядра ^{67}Zn распределены совершенно хаотично, так что изотопное, а стало быть и массовое окружение каждого ядра ^{67}Zn будет разным. Межатомные силы не должны быть зависимыми от массового окружения, но этого нельзя утверждать для локальных колебаний атомов, в том числе и для нулевых колебаний. Известно, что именно эти колебания атомов решетки ответственны за температурное красное смещение. Экспериментально, однако, этот механизм пока не обнаружен, и вопрос о его существовании следует считать открытым.

С течением времени методика мессбуауэровского эксперимента на ^{67}Zn непрерывно совершенствовалась. Де Ваард и Перлоу сделали многоэлементный кварцевый вибратор [21]. Пластины из кварца были собраны в виде стопки и так ориентированы, чтобы амплитуды колебаний всех пластин складывались. Далее Перлоу усовершенствовал кварцевый вибратор, применив обратный поперечный пьезоэффект [22]. С вибратором подобной конструкции Форстер и др. [23] увеличили скоростной диапазон до 200 мкм/с.

Гризингер и др. [24] сделали пьезоэлектрический вибратор на основе пьезокерамики PZT. Поскольку пьезомодуль PZT керамики при температуре жидкого гелия находится в пределах $15 \cdot 10^{-12} + 40 \cdot 10^{-12}$ м/В, тогда как у кварца он $2 \cdot 10^{-12}$ м/В, вибратор из пьезокерамики более компактный. Максимальная скорость, которую получили с этим вибратором, равнялась 225 мкм/с.

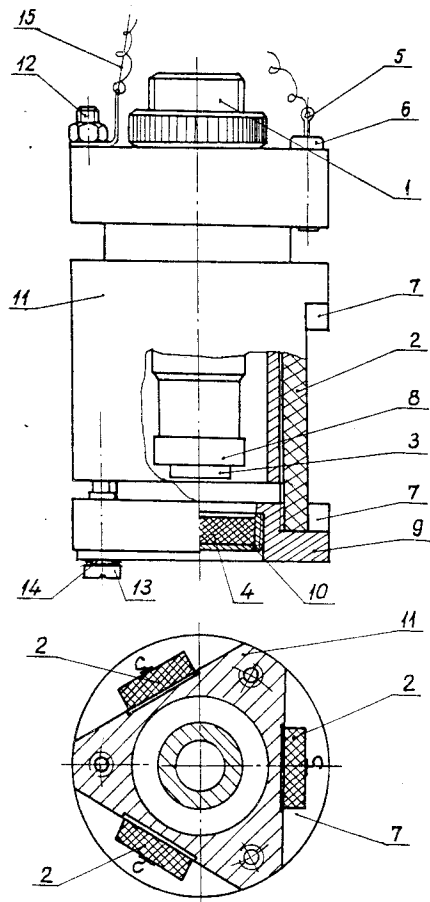
При осуществлении доплеровской модуляции на основе пьезоэффекта обратная связь не применяется. Причина состоит в том, что в частотной характеристике двигательного пьезоэлемента очень много высокочастотных резонансов, которые можно легко возбудить при наличии обратной связи. Поэтому в случае спектроскопии в ^{67}Zn как вибратор, так и связанная с ним электроника должны работать очень стабильно. Внешние помехи, искажающие закон движения вибратора, всегда возможны, и поэтому непрерывный контроль закона движения весьма желателен.

Иконен и др. [25] сделали датчик смещения на основе СКВИДа, с помощью которого проверили работу пьезоэлектрического вибратора, используемого для спектроскопии с ^{67}Zn . Авторы этой работы утверждают, что магнитное поле от постоянного магнита, входящего в систему измерений, слегка уширяет резонансную линию. Кроме того, этот метод слишком чувствителен и вместе с тем является сложным, чтобы использовать его для непрерывного контроля движения.

На рис. 1 показан вибратор, в котором используются кварцевые элементы [26,27]. Конструкция этого вибратора очень близка к использованной Форстером и др. [23], но предлагаемая здесь трубная конструкция основного корпуса вибратора лучше с точки зрения частотной характеристики.

Напряжение синусоидальной формы подается одновременно на YZ -поверхность трех кварцевых пластин. Кварцевые пластины должны быть так ориентированы, чтобы они работали в фазе. Колебания по оси X пропорциональны приложенному напряжению, а по оси Y — усилены в L_y/L_x раз (где L_y — длина, а L_x — толщина пластинки). В нашем случае $L_x = 3$ мм, $L_y = 78$ мм и $L_z = 10$ мм. Оправы из изолирующего материала (оргстекло, тефлон, макролон) служат только для центровки пластин. Натяжение пружин

Рис.1. Вибратор с кварцевым пьезодвигателем: 1 — шток, 2 — пластины из кварца, 3 — источник, 4 — поглотитель, 5 — движущее напряжение, 6 — тefлоновый изолятор, 7 — скобы из макролона, 8 — держатель источника, 9 — движущая часть вибратора с гнездом для стаканчика, 10 — стаканчик для поглотителя, 11 — корпус вибратора, 12 — «земля», 13 — винты, регулирующие натяжение пружин, 14 — пружины из бериллиевой бронзы, 15 — хлопчатобумажная веревка



жин (бериллиевая бронза или нержавеющая сталь, толщина 1 мм) должно обеспечить следование подвижной части вибратора за сокращением и растяжением кварцевых пластин. Лучше всего это натяжение и вообще движение подвижной части вибратора проверять датчиком смещений.

На рис.2 показан доплеровский модулятор на основе цилиндрической пьезокерамики [26,27]. Все поверхности цилиндра (диаметр 12 мм, высота 10 мм, толщина 1 или 2 мм) дополнительно отшлифованы, чтобы иметь возможно лучшую коаксиальность цилиндрических поверхностей и плоскопараллельность торцов.

После шлифовки была осуществлена радиальная поляризация. В этом вибраторе роль пружины играет пьезокерамическая шайба, представляющая собой датчик смещения (внутренний диаметр 4 мм, внешний — 15 мм, толщина 1 мм). Натяжение шайбы производится с помощью микровинта. При деформации шайбы на ее внутренней и внешней окружностях возникают тангенциальные напряжения, которые обеспечивают большую чувствительность к смещениям по сравнению с датчиком, работающим только на изгиб. С этим датчиком ошибка в измерении смещения составляет $4 \cdot 10^{-12}$ м.

Потсел и др. [28] получили экспериментальную резонансную линию ^{67}Zn с шириной, близкой к естественной. Для этого в качестве материала

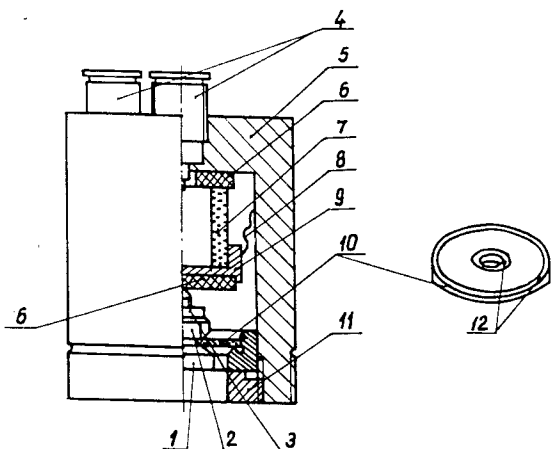


Рис.2. Пьезокерамический вибратор: 1 — держатель источника, 2 — шайба, 3 — гайка, 4 — разъем «лемо», 5 — корпус вибратора, 6 — параллельные пластины из кварца, 7 — цилиндр из пьезокерамики, 8 — экран из алюминиевой фольги, 9 — стальной стаканчик, 10 — датчик, пьезокерамическая шайба, 11 — гайка, 12 — посеребренные электроды

для источника и поглотителя использовались монокристаллы из окиси цинка с естественной смесью изотопов.

Для получения узкой резонансной линии важен не только материал, но и техника изготовления источника. Лучшие результаты получаются, если пластина из монокристаллической окиси цинка облучается дейтронами с энергией 10—15 МэВ. Материнский изотоп ^{67}Ga обычно получается в реакции $^{67}\text{Zn}(d,n)^{67}\text{Ga}$. Величина потока дейтронов ограничивается из-за охлаждения мишени. Мишень из окиси цинка охлаждают либо газообразным гелием, причем лучше всего использовать замкнутый цикл охлаждения, либо проточной водой. В обоих случаях камера, в которой находится мишень, отделена от вакуумного пространства циклотрона тонкой фольгой (например, тантал или алюминий). Если в качестве охладителя используется проточная вода, то энергия дейтронов должна быть значительно больше, чтобы остаточная энергия дейтронов, прошедших через водяной слой, была не меньше 10—15 МэВ.

Чтобы снять радиационные повреждения в ZnO после облучения, мишень надо отжигать. Обычно отжиг проводится в температурном диапазоне от 700 до 1200°C на воздухе или в атмосфере кислорода [28,29]. Сообщалось, что закалка в воде после отжига улучшает качество источников [29]. Дальнейшие исследования, однако, не подтвердили этот результат. Лучшие источники получаются, если монокристаллическая пластинка из окиси цинка после облучения отжигается в атмосфере кислорода в течение 12 часов при температуре 700°C, с последующим медленным охлаждением до комнатной температуры в течение 10 часов [25,28]. Окись цинка нестехиометрична в том смысле, что количество цинка превышает количество

кислорода на величину от 0 до 50 *ppm*. При температуре свыше 1200°C нестехиометричность увеличивается в результате возгонки кислорода [30].

Монокристаллы из окиси цинка, особенно тонкие пластинки, обычно прозрачные, со слегка желто-зеленоватым оттенком. После облучения пластинка приобретает коричнево-красный цвет. Отжиг восстанавливает первоначальный цвет пластинки. Иногда радиационные дефекты, полученные в результате облучения, настолько сильны, например, при плохом охлаждении мишени, что цвет после отжига не восстанавливается.

Эксперимент с изотопом ^{67}Zn затрудняется еще тем, что энергия γ -перехода сравнительно велика, тогда как масса атома сравнительно мала. Это означает, что вероятность испускания γ -кванта без отдачи будет тоже небольшой. Например, если температура Дебая матрицы порядка 300 К, даже при температуре 4,2 К ожидаемая величина этой вероятности составляет 1,5%. В частности, максимальное значение этой вероятности получено для окиси цинка при 4,2 К, и оно равняется 2%.

Следовательно, в методе пропускания, а до сих пор эксперименты проводились только этим методом, глубина резонанса еще меньше этой величины. В настоящее время экспериментальный резонансный эффект в зависимости от материала источника и поглотителя находится примерно в интервале $2 \cdot 10^{-4} + 10^{-2}$. При таком маленьком резонансном эффекте для получения хорошей статистической точности необходимо зарегистрировать большое число γ -квантов, прошедших через резонансный поглотитель. Если учесть, что период полураспада ^{67}Ga примерно три дня, желательнее работать при большой скорости счета ($2 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^5$ имп./с или больше на линии 93,3 кэВ, не ухудшая заметно энергетического разрешения детекторного тракта).

Конечно, долгое время для получения необходимой статистической точности можно работать с многими источниками с меньшей активностью, меняя их через каждые 2—3 периода полураспада ^{67}Ga . Но тогда в начале каждого сеанса измерений надо снимать контрольный мессбауэровский спектр, чтобы проверить качество источника. Дело в том, что не всегда можно полностью избежать радиационных повреждений в источниках, несмотря на последующий отжиг после облучения.

Качество поглотителей, которые используются в экспериментах с ^{67}Zn , сильно зависит от качества материала, а также и от способа приготовления. Катил и Риски [30] сообщают, что механическое измельчение окиси цинка может привести к полной потере резонансного эффекта.

Не следует забывать, что из-за того, что ^{67}Zn в естественной смеси изотопов составляет 4,1%, приходится часто работать с поглотителями, обогащенными по изотопу ^{67}Zn . Это, наверно, останется до тех пор, пока не

будет сделан источник со сравнительно большим фактором Дебая — Валлера.

Для того, чтобы осуществить резонансное поглощение ^{67}Zn , помимо специальных требований к материалам, из которыхготавливаются источник и поглотитель, необходимо свести к минимуму всякого рода акустические помехи. Уровень акустических помех должен быть на три порядка ниже по сравнению с допустимым уровнем в случае резонансного поглощения с ^{57}Fe .

Возвращаясь снова к измерению экстремально малых энергетических сдвигов, я отмечаю эксперимент по поиску электрического дипольного момента фотона.

Отметим прежде всего, что новую физику можно искать в двух существенно разных направлениях. Одно из них связано с исследованием в области физики высоких энергий, когда на ускорителях рождаются различные новые частицы с необычными свойствами. Таким образом, впервые нарушение временной (T) (или, эквивалентно, комбинированной CP) четности было обнаружено экспериментально в распадах K^0 -мезонов. В последнее время, в связи с планируемым сооружением B -фабрик, интенсивно обсуждается возможность наблюдения CP -нарушения в распадах B -мезонов [31].

Второе направление связано с прецизионными измерениями некоторых фундаментальных характеристик элементарных частиц. В этом случае новая физика «скрыта» в сверхтонких взаимодействиях, измерение которых требует немалой экспериментальной изобретательности.

Как отметил еще Л.Ландау [32], наблюдение электрического дипольного момента (ЭДМ) элементарной частицы является прямой демонстрацией нарушения P - и T - (CP)-четности. Обычно в литературе обсуждается возможность наблюдения ЭДМ фермионов (протонов, нейтронов) [33]. Только в последнее время начали говорить о взаимодействиях векторных W, Z -бозонов, нарушающих CP -инвариантность (см. [31] и ссылки там).

Что касается ЭДМ фотона, то, если он существует, это было бы его новой фундаментальной характеристикой. С одной стороны, существование ЭДМ фотона подразумевает нарушение CP -инвариантности, а с другой — приводит к предположению о существовании 3-фотонной вершины взаимодействия*. Такое эффективное взаимодействие можно записать в калибровочно-инвариантном виде. Однако стандартную модель электрослабых взаимодействий, скорее всего, придется пересмотреть. Напомним, что в стандартной квантовой электродинамике имеется 4-фотонное эффективное

*Вообще говоря, можно записать и 4-фотонное эффективное взаимодействие, нарушающее CP -инвариантность.

взаимодействие за счет 4-фотонной вох-диаграммы. При низких энергиях взаимодействующих фотонов оно описывается эффективным лагранжианом Гейзенберга — Эйлера (см. [34]). При этом CP -симметрия сохраняется. Трехфотонное взаимодействие отсутствует в КЭД (теорема Фарри) в силу сохранения зарядовой четности. Наличие 3-фотонного взаимодействия (при том нарушающего CP) можно связать с существованием внутренней структуры у фотона.

Известен ряд работ по поиску дипольного момента элементарных частиц. В случае нейтрона достигнута верхняя граница его ЭДМ порядка $5 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}$ [33,35]. В случае фотона полученная величина верхней границы электрического дипольного момента составляет $10^{10} e \cdot \text{см}$ [36,37]. Нами был поставлен опыт по поиску ЭДМ фотона, идея которого заключается в следующем [38,39].

Если фотон обладал бы электрическим дипольным моментом d , то, взаимодействуя с неоднородным электрическим полем E , он изменил бы свою энергию на величину

$$\int_{z_1}^{z_2} d_z \frac{\partial E_z}{\partial z} dz = d(E_2 - E_1), \quad (3)$$

где z — направление распространения фотона, E_1 и E_2 — электрические поля, соответственно, в точке испускания и в точке поглощения фотона.

Следует отметить, что ЭДМ фотона мог бы быть его внутренней характеристикой, величина его не зависела бы от электрического поля, но он мог бы и индуцироваться этим полем. Тогда выражение (3) надо было бы заменить на

$$\int_{z_1}^{z_2} \bar{d}_z(z) \frac{\partial E_z}{\partial z} dz = \bar{d}(E_2 - E_1), \quad (4)$$

где \bar{d} — среднее значение индуцированного дипольного момента фотона.

Надо сказать, что формулы (3), (4) являются классическими оценками изменения энергии фотона, основанными на представлении, что фотон ведет себя как классический диполь во внешнем неоднородном кулоновском поле E . На квантовом языке такое изменение энергии можно связать с взаимодействием в конечном состоянии. Аналогичным образом вычисляется кулоновская деформация энергетического спектра β -электронов при ядерном β -распаде (см., например, [40]).

Поскольку величина дипольного момента фотона, если он существует, весьма мала, то для обнаружения изменения энергии фотона электрические поля должны быть очень большими, а методы измерения должны обладать

чрезвычайной чувствительностью. Исходя из этих соображений, для измерения энергетического сдвига мы применили метод гамма-ядерного резонанса на изотопе ^{67}Zn . На этом изотопе получена экспериментальная «разрешающая способность» (отношение измеренного энергетического сдвига к энергии кванта) $3 \cdot 10^{-18}$ [41].

Что касается неоднородного электрического поля, то его можно было бы получить искусственно [36,37], но для получения экстремально больших полей лучше обратиться к самой природе. Так, например, электрическое поле в окрестности ядра на много порядков больше, чем те поля, которые можно создать в лаборатории.

Итак, рассмотрим обычный эксперимент по гамма-резонансному поглощению на ^{67}Zn . Фотон с энергией 93,3 кэВ излучается источником (ядро ^{67}Zn в первом возбужденном состоянии) и поглощается таким же ядром в основном состоянии. Сразу же после акта испускания фотон находится в электрическом поле E_1 стабильного ядра ^{67}Zn . Непосредственно перед резонансным поглощением фотон находится в электрическом поле E_2 ядра поглотителя. Если эти электрические поля неодинаковы, то, как следует из (3) и (4), должен быть энергетический сдвиг.

Для того чтобы создать неодинаковые поля при излучении и поглощении фотона, используется тот факт, что ядро ^{67}Zn обладает квадрупольным моментом Q , т.е. оно несферично. Его можно рассматривать как однородно заряженный эллипсоид вращения. В таком случае электрическое поле вне эллипсоидального ядра в направлении большой оси будет отличаться от электрического поля в направлении малой оси. Теперь, если допустить, что в источнике ядра ^{67}Zn выстроены по направлению распространения γ -кванта, а в поглотителе ядра ^{67}Zn выстроены перпендикулярно этому направлению (или наоборот), то должен наблюдаться сдвиг резонансной линии.

Резонансные спектры на изотопе ^{67}Zn были получены по методу пропускания. На рис.3 показан характерный резонансный спектр, когда источник и поглотитель были из окиси цинка.

Источник был получен путем облучения монокристаллической пластинки окиси цинка (диаметром 8 мм, толщиной 1 мм, ось c перпендикулярна к плоскости пластинки) дейтронами с энергией 12,6 или 15,6 МэВ. Во время облучения пластинка охлаждалась газообразным гелием. После облучения источник отжигался при температуре 700°C в атмосфере кислорода в течение 12 часов и потом медленно охлаждался.

Резонансный спектр на рис.3 был получен с поглотителем из поликристаллической окиси цинка, обогащенной до 92% по изотопу ^{67}Zn , толщиной $0,785 \text{ г/см}^2$ по ^{67}Zn . Ширина линии вблизи нулевой скорости

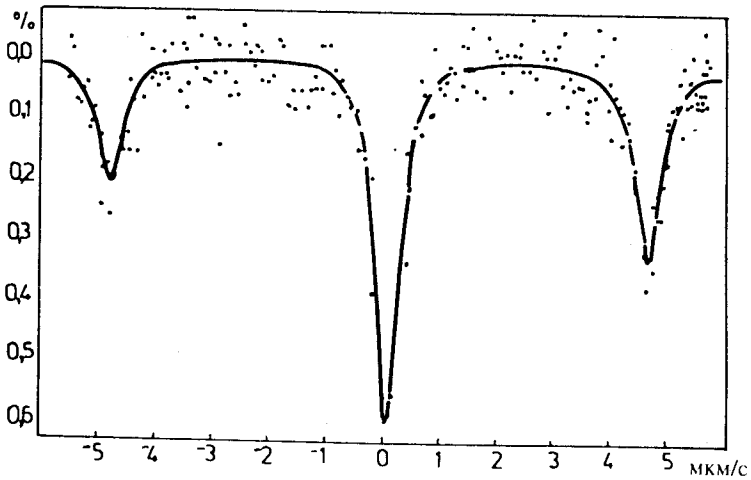


Рис.3. Резонансный спектр окиси цинка

источника равнялась $(0,49 \pm 0,04)$ мкм/с. Этот спектр служил нам для калировки энергетической шкалы; использовалось известное квадрупольное расщепление в окиси цинка [42]. Все измерения проводились при температуре жидкого гелия. Для уменьшения влияния внешних акустических вибраций доплеровский модулятор был подвешен на трех хлопчатобумажных нитях, а теплообмен осуществлялся газообразным гелием при давлении 10^3 Па. Весь криостат вместе с тяжелой платформой был акустически изолирован от стойки, закрепленной на стене лабораторного помещения.

Для поиска дипольного момента фотона измерялись два спектра. Поглотитель был сделан из монокристаллической окиси цинка с естественной смесью изотопов. В одном случае снимался резонансный спектр, когда оси s, s' в источнике S и поглотителе A параллельны, причем обе оси совпадают с импульсом γ -кванта. Во втором случае резонансный спектр измерялся, когда ось s' в поглотителе повернута на 90° . При этом импульс γ -кванта остается параллельным оси s в источнике. Спектры измерялись в таком скоростном диапазоне, чтобы ошибка при измерении сдвига резонансной линии была бы минимальной. Параметры экспериментальной линии определялись при допущении, что она имеет лоренцевскую форму.

При повороте оси s' в поглотителе на 90° геометрия опыта и толщина поглотителя не менялась. Для этого поглотитель был сделан из двух одинаковых частей, которые можно поворачивать на 90° , как показано на рис.4. Размеры составного монокристаллического поглотителя $10 \times 10 \times 5$ мм. Были проведены три сеанса измерений. Продолжительность одного сеанса поряд-

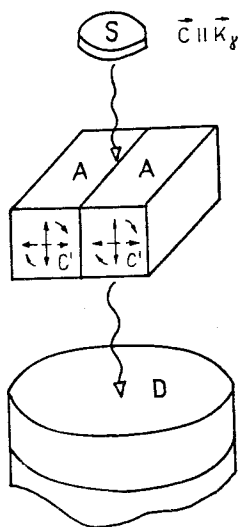


Рис.4. Схема опыта с двумя кристаллами

ка 10 дней, так как период полураспада материнского изотопа ^{67}Ga равняется 78 часам. В каждом сеансе измерений сняты по меньшей мере три резонансных спектра: сначала калибровочный, а потом два — с монокристаллическим поглотителем, соответствующим двум ориентациям оси c' в поглотителе.

Параметры резонансных спектров поглощения с монокристаллическим поглотителем в трех сеансах показаны в таблице. Результаты показывают, что при повороте оси c' в поглотителе на 90° резонансная линия всегда испытывает, хотя и малый, однако выходящий за пределы одной стандартной ошибки положительный сдвиг. Попробуем объяснить этот сдвиг, допустив существование ЭДМ фотона.

В аксиальном симметричном поле в монокристаллической окиси цинка, в результате квадрупольного взаимодействия, основной уровень расщепляется на три подуровня (рис.5,а). Каждому подуровню соответствует определенная ориентация эллипсоидального ядра, которое прецессирует около оси квантования $c(c')$. В результате угловой зависимости относительных интенсивностей линий сверхтонкого расщепления, спектр испускания состоит из двух линий, так как γ -квант испускается в направлении оси c . Спектр поглощения состоит из двух или трех линий в зависимости от того, параллельна ли ось c' в поглотителе импульсу γ -кванта, или она повернута на 90° . Линия резонансного поглощения вблизи нулевой скорости, однако, получается только при

Таблица

№	Ориентация	Статистика N_∞ , имп./кан.	Позиция, мкм/с	Смещение $\Delta = p_\perp - p_\parallel$, мкм/с
1	$k_\gamma \parallel c \perp c'$	$38,8 \cdot 10^6$	$0,0158 \pm 0,0081$	$0,0107 \pm 0,0095$
1	$k_\gamma \parallel c \parallel c'$	$31,4 \cdot 10^6$	$0,0051 \pm 0,0049$	
2	$k_\gamma \parallel c \perp c'$	$101,7 \cdot 10^6$	$0,0218 \pm 0,0076$	$0,0094 \pm 0,0085$
2	$k_\gamma \parallel c \parallel c'$	$46,5 \cdot 10^6$	$0,0124 \pm 0,0038$	
3	$k_\gamma \parallel c \perp c'$	$69,0 \cdot 10^6$	$0,0094 \pm 0,0051$	$0,0092 \pm 0,0070$
3	$k_\gamma \parallel c \parallel c'$	$50,0 \cdot 10^6$	$0,0002 \pm 0,0047$	

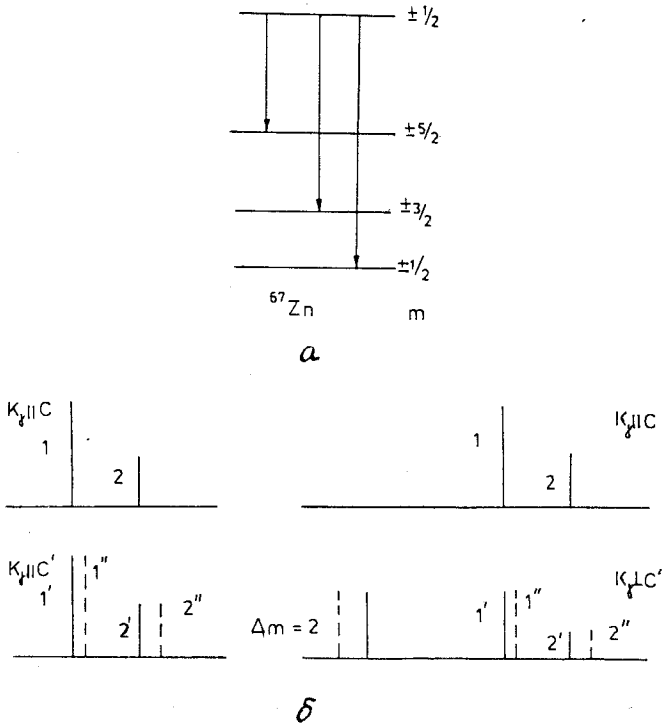


Рис.5. Квадрупольное расщепление основного состояния ^{67}Zn (а) и спектр излучения и спектр поглощения монокристаллической окиси цинка (б)

перекрывти линий $1 \rightarrow 1'$ и $2 \rightarrow 2'$ (рис.5,б). Таким образом, сразу после излучения и непосредственно перед резонансным поглощением ядра ^{67}Zn в источнике и поглотителе выстроены попарно одинаково, если оси c и c' параллельны. При повороте оси c' на 90° меняется и их взаимная ориентация, а стало быть, и электрическое поле при испускании и поглощении фотона будет разным.

Оценим теперь возможную величину ЭДМ фотона. Для этого вычислим сначала электрическое поле вне эллипсоидального ядра вдоль большой и малой оси. Квадрупольный момент ядра ^{67}Zn в основном состоянии $Q = 0,17$ б [43]. Это и есть среднее значение Q_{zz} компоненты тензора квадрупольного момента для состояния $\pm 5/2$. Соответствующие средние значе-

ния для состояния $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$ равны $\langle Q_{zz} \rangle_{\pm 3/2} = -\frac{1}{5} Q$ и $\langle Q_{zz} \rangle_{\pm 1/2} = -\frac{4}{5} Q$. С другой стороны,

$$\langle Q_{zz} \rangle = \frac{2}{5} Z(b^2 - a^2), \quad Z = 30, \quad (5)$$

где a и b — полуоси эффективного заряженного эллипсоида (b параллельно оси c монокристалла ZnO). Используя известное выражение для радиуса ядра

$$a = 1,4(A)^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

для a и b получаем

$$a = 5,686 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$b_{3/2} = 5,661 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$b_{1/2} = 5,586 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Потенциал электрического поля вне равномерно заряженного эллипсоида вращения имеет вид [44]

$$\Phi = \pi \rho a^2 b \int_{\xi}^{\infty} \left\{ 1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2 + s} - \frac{z^2}{b^2 + s} \right\} \frac{ds}{R_s}, \quad (6)$$

где ρ — зарядовая плотность ядра,

$$R_s = (a^2 + s)(b^2 + s)^{1/2},$$

ξ — положительный корень уравнения

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2 + \xi} + \frac{z^2}{b^2 + \xi} = 1. \quad (7)$$

Дифференцируя (6) по z и x и учитывая зависимость ξ от z и x , для электрического поля вдоль оси b и оси a эллипсоида, соответственно, имеем

$$E_z = \frac{3}{2} Ze \int_{\xi}^{\infty} \frac{z}{b^2 + s} \frac{ds}{R_s} = \frac{45e}{l^2} \left[2 + \frac{2z}{l} \operatorname{arctg} \frac{z}{l} - \pi \frac{z}{l} \right] \quad (8)$$

и

$$E_x = \frac{3}{2} Ze \int_{\xi}^{\infty} \frac{x}{a^2 + s} \frac{ds}{R_s} = \frac{45e}{l^2} \left[-\left(1 - \frac{l^2}{x^2} \right)^{1/2} + \frac{x}{l} \operatorname{arctg} \left(\frac{x^2}{l^2} - 1 \right)^{-1/2} \right], \quad (9)$$

где $l = (a^2 - b^2)^{1/2}$.

Усредняя по области вблизи ядра с размерами порядка длины волны γ -кванта и учитывая относительные интенсивности при переходах $1 \rightarrow 1'$ и $2 \rightarrow 2'$, для разности электрических полей получаем

$$\begin{aligned}\Delta E_{3/2} &= E_{z,3/2} - E_{x,3/2} = 1,5131 \cdot 10^{13} \text{ В/см,} \\ \Delta E_{1/2} &= E_{z,1/2} - E_{x,1/2} = 6,1436 \cdot 10^{13} \text{ В/см.}\end{aligned}\quad (10)$$

Тогда согласно (3) и (4) для ЭДМ фотона получаем

$$d \approx \frac{|\bar{\Delta}|}{\frac{5}{6} \Delta E_{3/2} + \frac{1}{6} \Delta E_{1/2}} \approx 1,3 \cdot 10^{-25} \text{ е-см.}\quad (11)$$

Здесь следует отметить, что если речь идет о собственном электрическом дипольном моменте фотона, то считается, что его направление должно быть связано с направлением другой физической величины, характеризующей фотон [45], т.е. с вектором его импульса. В таком случае, даже если электрические поля E_1 и E_2 одинаковы по абсолютным значениям, проекции этих полей на направление импульса были бы разными. Таким образом, сдвиг резонансной линии должен наблюдаться и для сферических ядер, его знак зависел бы от того, параллелен вектор ЭДМ фотона волновому вектору k_γ или антипараллелен, а величина сдвига по модулю зависела бы не от разности, а от суммы электрических полей.

Как видно из таблицы, во всех сеансах проявляется изменение сдвига резонансной линии при повороте оси c' в поглотителе на 90° , причем величина этого изменения ведет себя достаточно стабильно от сеанса к сеансу, чего нельзя сказать о позициях P_{\parallel} и P_{\perp} . Последнее означает, что на позицию резонансной линии накладывается и другой механизм, который не зависит от взаимной ориентации источника и поглотителя.

По всей вероятности, этот механизм связан с разностью квадрупольных взаимодействий в источнике и поглотителе. На самом деле, хотя мы работаем с монокристаллами из окиси цинка, эти кристаллы не являются идеальными. Исходя из того, что резонансная линия в ^{67}Zn является очень узкой, малейшее отклонение параметров кристаллической решетки может отразиться на величине квадрупольного расщепления [46]. Во время измерений поглотитель не менялся, но источники были сделаны из разных монокристаллов. К тому же при облучении появляются дефекты, которые затем снимаются подходящим отжигом, но остается некоторая вероятность того, что параметры кристаллической решетки могут измениться.

Если допустить, что квадрупольное взаимодействие в источнике меньше, чем в поглотителе, резонансная линия вблизи нулевой скорости, получающаяся в результате перекрытия линии $1 \rightarrow 1''$ и $2 \rightarrow 2''$ (рис.5,б), будет

сдвинута вправо (положительный сдвиг). Величина сдвига, однако, одинакова для обеих ориентаций и в разности сдвигов не войдет. Если квадрупольное взаимодействие в источнике больше, чем в поглотителе, P_{\parallel} и P_{\perp} должны быть с отрицательным знаком, что не соответствует экспериментальным результатам.

Таким образом, изменение сдвига резонансной линии при повороте оси c' в поглотителе на 90° нельзя объяснить разностью квадрупольных взаимодействий в источнике и поглотителе. Тем не менее ошибка в сдвиге при повороте кристалла на 90° значительна, поэтому полученную оценку для ЭДМ фотона надо рассматривать как верхнюю границу.

...Шапиро был прав, когда в свое время настаивал на продолжении совершенствования месбауэровской методики в ^{67}Zn . Спустя 20 лет после опыта по гравитационному смещению частоты γ -кванта Катилы и Риски [47] проделали подобный эксперимент, используя ^{67}Zn , причем высота источника над поглотителем была всего 1 м. Точность этого эксперимента не лучше точности в опытах Паунда и Ребки и Паунда и Снайдера [48], но сделан шаг в правильном направлении.

Чтобы искать подтверждение теории на уровне точности 0,1%, надо увеличить высоту источника (^{67}Zn) до нескольких метров и вместе с тем сохранить интенсивность пучка γ -квантов, прошедших через резонансный поглотитель. Для этого можно использовать капиллярное гамма-оптическое устройство, позволяющее расходящееся излучение переводить в квазипараллельный пучок, а также фокусировать его.

Заканчивая, хотелось бы сказать несколько слов о Федоре Львовиче Шапиро. Он был человеком, который в науке всегда искал изюминку. Новую идею схватывал быстро. По мелочам не разбрасывался, но это не означает, что подробности, иногда весьма существенные для дела, ускользали от него. Помню, в Дубне была лекция Палевского, и Шапиро переводил с английского. Перевод был настолько тщательным и подробным, что даже оставалось ощущение, что Шапиро добавлял и что-то от себя. К нам, молодым, он относился очень толерантно и благосклонно. К нему можно было подойти с любым вопросом, в любое время, на работе, в электричке и т.д. Если не мог ответить на заданный вопрос сразу, он разбирался сам и через час-два или через день-другой давал ответ. Во время ночных измерений, а их хватало, можно было поспать немножко в его комнате на диване, и, вообще, когда он бывал в Москве, он предлагал нам свою комнату для занятий.

Если охарактеризовать личность Ф.Л.Шапиро кратко, я бы сказал, что он принадлежал к прагматичным энтузиастам. Энтузиазм его толкал всегда

вперед, а прагматизм заключался в том, что он делал все возможное в рамках тех условий, которые ему предоставляло общество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mössbauer R.L. — Z.Phys., 1958, vol.151, p.124.
2. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1959, vol.3, p.439.
3. Барит И.Я., Подгорецкий М.И., Шапиро Ф.Л. — ЖЭТФ, 1960, т.38, с.301.
4. Schiffer J.P., Marshall W. — Phys.Rev.Lett., 1959, vol.3, p.556.
5. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.397.
6. Craig P.P., Nagle D.E., Cochran D.R.F. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.561.
7. Шапиро Ф.Л. — УФН, 1960, т.72, с.685.
8. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1959, vol.3, p.554.
9. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.337.
10. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.274.
11. Паунд Р.В. — УФН, 1960, т.72, с.673.
12. Алфименков В.П., Останевич Ю.М., Русков Т., Стрелков А.В., Шапиро Ф.Л., Янь-У-Гуан — ЖЭТФ, 1962, т.42, с.1029.
13. Кривоглаз М.А. — ЖЭТФ, 1961, т.40, с.1812.
14. Кривоглаз М.А. — Эффект Мессбауэра и его применение в физике твердого тела. Физика твердого тела. М.: АН СССР, 1965, с.78.
15. Asenov S., Ruskov T., Tomov T., Spirov I. — Phys.Lett., 1980, vol.79A, p.349.
16. Asenov S., Ruskov T., Tomov T., Spirov I. — NIM, 1981, vol.180, p.137.
17. Mantl S., Petry W., Vogl G. — In: Nucl.Phys.Meth. in Materials Research (ed. by K.Bethge et al.), Vieweg, Braunschweig, 1980, p.427.
18. Mantl S., Petry W., Schröder K., Vogl G. — Phys.Rev., 1983, vol.B27, p.5313.
19. Pound R.V. — In: Mössbauer Spectroscopy II. The Exotic Side of Method, Springer-Verlag, 1981.
20. Vetterling W.T., Candela D. — Phys.Rev., 1983, vol.B27, p.5394.
21. de Waard H., Perlow G.J. — Phys.Rev.Lett., 1970, vol.24, p.566.
22. Perlow G.J. — In: Perspectives in Mössbauer Spectroscopy (ed. by S.G.Cohen and M.Pasternak) Plenum Press, 1973, p.221.
23. Forster A., Potzel W., Kalvius G.M. — Z.Phys., 1980, vol.B37, p.209.
24. Griesinger D., Pound R.V., Vetterling W. — Phys.Rev., 1977, vol.B15, p.3291.
25. Ikonen E., Karp P., Katila T., Riski K. — J.Phys., 1983, vol.E16, p.875.
26. Русков Т., Спиров И., Томов Т. и др. — Сообщения ОИЯИ 13-85-615, Дубна, 1985.
27. Ruskov T., Spirov I., Tomov T. et al. — Hyp.Int., 1986, vol.29, p.1587.
28. Potzel W., Forster A., Kalvius G.M. — J.Phys., 1976, vol.37, p.C6-691.
29. Бескровный А.И., Лебедев Н.А., Останевич Ю.М. — Препринт ОИЯИ, P14-5958, Дубна, 1971.
30. Katila T., Niemi A., Riski K., Ylä-Iääski I. — Report TKK-F-A400, 1979.
31. Nir Y. — Preprint SLAC-PUB-5874, September 1992.
32. Landau L. — Nucl.Phys., 1957, vol.3, p.127.
33. Шабалин Е.П. — УФН, 1983, т.139, с.561.

34. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1971, т.4, ч.2.
35. Altarev I.S. et al. — Phys.Lett., 1981, vol.B102, p.13.
36. Clark R.G., Watson W.H. — Proc. Camb. Phys. J., 1930, vol.26, p.117.
37. Dyson N.A., Fremlin J.H. — Philos. Mag., 1962, vol.7, p.17.
38. Ruskov T., Ruskov R., Spirov I. et al. — NIM, 1989, vol.B36, p.82.
39. Русков Т., Русков Р., Киров А. и др. — Ядерная энергия, 1990, т.27, с.126.
40. Бета и гамма-спектроскопия (под ред. К.Зигбана), М., 1959.
41. Helisto P. et al. — Phys.Rev., 1984, vol.B130, p.21.
42. Perlow G.J., Potzel W., Kalvius G.M. — J.Phys. (Paris), 1976, vol.37 C6, p.197.
43. Fuller G., Cohen V.W. — Nucl.Data, 1962, vol.A5, p.433.
44. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1967, т.2.
45. Шапиро Ф.Л. — УФН, 1968, т.95, с.145.
46. Meyer F. et al. — Hyp.Int., 1987, vol.34, p.243.
47. Katila T., Riski K.J. — Phys.Lett., 1981, vol.83A, p.51.
48. Pound R.V., Snider J.L. — Phys.Rev.Lett., 1964, vol.13, p.539.