

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 18

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА

Введение

Ядра атомов (как свободных атомов и ионов, так и атомов в твердых телах) находятся под влиянием сильных электрических и магнитных полей, которые создаются окружающими ядро электронами. Благодаря малым размерам атомных систем, эти поля могут быть очень велики – значительно больше тех, которые могут быть созданы в лабораторных условиях. Взаимодействие ядер с этими полями называется *сверхтонким взаимодействием*. Происхождение данного термина исторически связано с тем, что это взаимодействие ответственно за сверхтонкую структуру оптических спектров. Изучение сверхтонких взаимодействий имеет большое значение в *ядерной физике*, поскольку эти взаимодействия лежат в основе различных методов измерения электромагнитных моментов атомных ядер. Высокая чувствительность параметров сверхтонкого взаимодействия к виду электронных волновых функций определяет широкое применение сверхтонких взаимодействий также и в *физике твердого тела*.

Наиболее важными типами сверхтонкого взаимодействия являются *электрическое квадрупольное* и *магнитное дипольное взаимодействия*. Первое из них есть взаимодействие квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля, второе – взаимодействие магнитного момента ядра с внутренним (сверхтонким) магнитным полем. Оба эти взаимодействия приводят к *расщеплению* ядерного уровня на подуровни, отличающиеся по величине магнитного квантового числа.

Сверхтонкое расщепление ядерных уровней должно приводить к возникновению сверхтонкой структуры γ -излучения. К сожалению, наблюдение этой структуры с помощью традиционных спектрометров γ -излучения *невозможно*. Энергия сверхтонкого расщепления обычно не превосходит $10^{-6} \div 10^{-5}$ эВ, что (для энергии γ -перехода порядка 100 кэВ) соответствует относительному изменению энергии γ -излучения порядка $10^{-10} \div 10^{-11}$. С помощью наиболее совершенных (кристалл-дифракционных) γ -спектрометров возможно измерение энергий γ -излучения с относительной точностью не лучше $\sim 10^{-5}$.

Кроме того, следует иметь в виду, что энергия сверхтонкого расщепления по порядку величины близка к *естественной (квантовой) энергетической ширине возбужденных ядерных состояний*, поэтому необходимым условием наблюдения сверхтонкой структуры

является отсутствие существенного уширения линий в спектре γ -излучения. Это условие обычно не выполняется, поскольку *доплеровское уширение линий*, связанное с тепловыми колебаниями атома, даже при низких температурах намного превосходит естественную ширину ядерного уровня.

Прямое наблюдение сверхтонкой структуры γ -излучения стало возможным после открытия *эффекта Мессбауэра* – явления испускания и поглощения γ -квантов без потери энергии на отдачу ядра (Р. Мессбауэр, 1958 г.). Эффект Мессбауэра приводит к появлению в спектре γ -излучения линии, энергия которой *точно* равна разности энергий возбужденного и основного состояний ядра, а ширина равна *естественной ширине возбужденного состояния*. Это создает идеальные условия для наблюдения резонансного поглощения γ -квантов ядрами, что, в свою очередь, может быть использовано для наблюдения сверхтонкой структуры γ -излучения. Эффективное сечение резонансного поглощения очень чувствительно к малым изменениям энергии γ -квантов; изменения энергии, сравнимые с естественной шириной возбужденного состояния, могут быть измерены непосредственно по изменению интенсивности потока квантов, прошедших через резонансный поглотитель.

Основанный на эффекте Мессбауэра экспериментальный метод изучения сверхтонкой структуры γ -излучения называется *мессбауэровской γ -спектроскопией*.

§ 1. Испускание и поглощение γ -квантов свободными ядрами

Как будет показано ниже, эффект Мессбауэра возможен только в том случае, если ядра, испускающие и поглощающие γ -кванты, входят в состав *твёрдого тела*. Это обстоятельство связано с особенностями проявления законов сохранения энергии и импульса в системе, состоящей из большого числа связанных между собой частиц (атомов).

Рассмотрим сначала процесс испускания и поглощения γ -квантов свободными покоящимися ядрами. Предположим, что ядро массы M находится в возбужденном состоянии с энергией E_0 ; при распаде этого состояния испускается γ -квант с энергией E_γ и импульсом $p=E_\gamma/c$. Можно было бы ожидать, что для такого γ -кванта будет велика вероятность резонансного поглощения другим ядром, которое *тождественно* ядру, испустившему γ -квант, но находится в основном состоянии (рис. 1).

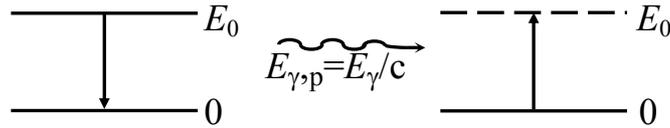


Рис. 1. Схема процесса резонансного поглощения γ -кванта

В действительности же для *свободных ядер* такой процесс *не реализуется* (или реализуется с чрезвычайно малой вероятностью) в связи с тем, что часть энергии распада расходуется на *отдачу* ядер при испускании и поглощении γ -кванта. Если кинетическая энергия отдачи ядра равна R , то энергия испущенного γ -кванта окажется равной

$$E_{\gamma} = E_0 - R, \quad (1)$$

т.е. на величину R меньшую, чем полная энергия перехода E_0 .

Поскольку импульс ядра отдачи равен $-p$,

$$R = p^2/2M = E_{\gamma}^2/2Mc^2 = (E_0 - R)^2/2Mc^2. \quad (2)$$

Принимая во внимание, что $R \ll E_0$, равенство (2) можно записать в виде

$$R = E_0/2Mc^2. \quad (3)$$

Энергия R мала по сравнению с энергией перехода E_0 , однако она велика по сравнению с *естественной шириной* возбужденного состояния Γ .

В качестве примера рассмотрим γ -переход с энергией 14,4 кэВ в ядре ^{57}Fe . Время жизни уровня равно 100 нс, что соответствует $\Gamma \approx 5 \times 10^{-9}$ эВ. В этом случае $R = 2 \times 10^{-3}$ эВ, т.е. $R/E_0 \sim 10^{-7}$. Поскольку

$$R \gg \Gamma, \quad (4)$$

основное *условие резонанса* нарушается, и эффективное сечение резонансного поглощения практически обращается в нуль.

Заметим, что в процессе *поглощения* ядро также испытывает отдачу, поэтому полная потеря энергии равна $2R$. Сдвиг линии испускания относительно линии поглощения на энергию $2R$ и соотношение (4) *исключают* возможность процесса резонансного поглощения γ -кванта на свободных покоящихся ядрах по схеме, изображенной на рис. 1.

В *реальных условиях* следует принять во внимание изменения энергии γ -кванта, связанные с *тепловым движением* атомов. Если ядро имеет скорость V в направлении испускания γ -кванта, то, благодаря *эффекту Доплера*, энергия γ -кванта изменится на величину:

$$\Delta E_{\gamma} = E_{\gamma} V/c. \quad (5)$$

Для тех ядер, скорости которых окажутся достаточно большими (десятки и сотни м/с), условие резонанса может быть *восстановлено*. При не очень низких температурах можно принять, что функция распределения скоростей теплового движения соответствует распределению Максвелла. *Перекрытие* линий испускания и поглощения для случая одинаковых температур источника и поглотителя схематически показано на рис. 2.

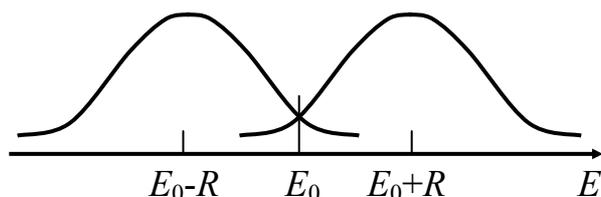


Рис. 2. Перекрытие линий испускания и поглощения вследствие доплеровского уширения, связанного с тепловым движением атомов

Как правило, перекрытие линий испускания и поглощения очень мало. Перекрытие можно *увеличить*, если сообщить ядрам источника *поступательную скорость* в направлении к поглотителю (механическим путем или используя отдачу при ядерных реакциях).

Эффективное сечение резонансного поглощения пропорционально ширине возбужденного состояния Γ , поэтому рассмотренные способы восстановления резонанса используются для *измерения времен жизни* τ , связанных с шириной известным соотношением

$$\Gamma \times \tau = \hbar \quad (6)$$

Меняя скорость источника, можно, в принципе, исследовать зависимость эффективного сечения резонансного поглощения от энергии испущенного γ -кванта. Такой способ, однако, *непригоден* для изучения сверхтонкой структуры γ -излучения, поскольку, как уже было отмечено выше, доплеровское уширение, связанное с тепловым движением атомов, много больше энергии сверхтонкого взаимодействия.

§ 2. Эффект Мессбауэра

Если ядра атомов входят в состав *твёрдого тела*, возникает принципиально иная ситуация, обусловленная коллективным характером элементарных возбуждений в твёрдом теле. Законы сохранения энергии и импульса, разумеется, должны *выполняться* и в этом случае, однако их проявление оказывается весьма специфичным.

При испускании γ -кванта импульс отдачи неизбежно должен

быть передан излучающей системе, но, в отличие от случая свободного ядра, это приводит к изменению состояния не отдельного ядра, а большого количества ядер, входящих в состав *кристалла*. С отличной от нуля вероятностью импульс отдачи может быть передан *всему кристаллу как целому*. Поскольку масса кристалла является бесконечно большой (по сравнению с E_0/c^2), передача импульса в таком процессе не будет сопровождаться передачей энергии, т.е. энергия отдачи обращается в нуль. Вероятность такого «безотдачного» процесса и является вероятностью *эффекта Мессбауэра*. Очевидно, что в этом случае при испускании (или поглощении) γ -кванта *внутренняя энергия кристалла не меняется*, т.е. кристалл остается в том же квантовом состоянии, в котором он первоначально находился.

Колебательное тепловое движение атомов в твердом теле имеет весьма сложный характер, однако, стандартная процедура разложения этого движения по нормальным колебаниям позволяет рассматривать кристалл как *единую квантовую систему, представляемую в виде совокупности гармонических осцилляторов*. Важнейшие особенности эффекта Мессбауэра можно рассмотреть на полуклассическом уровне, обратившись к простейшей модели одного гармонического осциллятора.

Гамильтониан, описывающий движение ядра массы M в потенциале одномерного осциллятора, имеет следующий вид:

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{M\omega^2 x^2}{2}, \quad (7)$$

где ω – угловая частота колебаний. Известно, что энергетический спектр такой системы состоит из эквидистантных уровней, энергия которых равна

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega, \quad (8)$$

где n – целое число. Предположим, что до испускания γ -кванта система находится в некотором состоянии с квантовым числом n_i . После испускания γ -кванта осциллятор может перейти в другое состояние с квантовым числом n_f . В теории динамики кристаллической решетки квант колебательной энергии $\hbar\omega$ отождествляется с квазичастицей, называемой «фононом». Таким образом, переход осциллятора в более высокое возбужденное состояние соответствует *рождению* одного или нескольких фононов (число которых равно разности $n_f - n_i$). Очевидно, что эффекту Мессбауэра соответствует «*безфононный*» процесс, при котором испускание γ -кванта не сопровождается рождением (или поглощением) фононов, т.е. процесс, при котором $n_f = n_i$.

Вероятность эффекта Мессбауэра имеет следующий вид:

$$f = \exp\left(-\frac{p^2 \langle x^2 \rangle}{\hbar^2}\right), \quad (9)$$

где $p=E_\gamma/c$ – импульс γ -кванта, $\langle x^2 \rangle$ – среднее значение квадрата смещения ядра (при тепловых колебаниях) в направлении, совпадающем с направлением вектора \vec{p} . Формулу (9) можно записать в несколько иной форме, принимая во внимание соотношение $p=E_\gamma/c \approx E_0/c$

$$f = \exp\left(-\frac{E_0^2 \langle x^2 \rangle}{\hbar^2 c}\right). \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что f является *убывающей* функцией температуры, поскольку величина $\langle x^2 \rangle$ при повышении температуры всегда возрастает.

С классической точки зрения такая зависимость является естественным следствием увеличения средней энергии колебаний атомов при повышении температуры.

С квантовой точки зрения следует рассмотреть влияние температуры на *вероятность рождения фонона* (т.е. на вероятность перехода осциллятора в более высокое энергетическое состояние). Фононы являются частицами со свойствами *бозонов*. Для таких частиц процесс рождения имеет индуцированный характер, т.е. вероятность их рождения тем выше, чем больше частиц уже присутствует в данной системе. Повышение температуры соответствует переходу осциллятора в более высокое состояние, т.е. в состояние с большим числом фононов, что влечет за собой увеличение вероятности рождения фонона и уменьшение вероятности эффекта Мессбауэра f .

Во многих случаях наблюдение эффекта Мессбауэра возможно *только при низких температурах*, однако для γ -переходов с энергиями меньше ~ 30 кэВ вероятность эффекта Мессбауэра остается *достаточно большой* в широком температурном диапазоне. Например, для γ -перехода с энергией 14,4 кэВ в ядре ^{57}Fe измерения возможны до температур порядка 1000 К.

Видно также, что наблюдение эффекта Мессбауэра возможно только для γ -переходов низких энергий. Практически величина f оказывается достаточно большой при $E_0 \leq 150$ кэВ (в случае тяжелых ядер при низких температурах). Для легких и средних ядер этот предел снижается до $50 \div 100$ кэВ. Например, при низких температурах $f \approx 0,9$ для γ -перехода с энергией 14,4 кэВ в ядре ^{57}Fe и $f \approx 0,1$ для γ -перехода с энергией 77,3 кэВ в ядре ^{197}Au .

§ 3. Мессбауэровская гамма-спектроскопия

Если вероятность эффекта Мессбауэра не слишком мала, энергетическое распределение γ -квантов можно рассматривать состоящим из *двух компонент: узкой мессбауэровской линии*, интенсивность которой пропорциональна f , и *широкого распределения* (с интенсивностью пропорциональной $1-f$), которое соответствует γ -переходам с изменением внутренней энергии кристалла.

В мессбауэровской спектроскопии измерения проводятся в очень малом диапазоне энергий, сравнимом с шириной мессбауэровской линии Γ . Поскольку ширина второй компоненты много больше Γ , эту компоненту можно рассматривать как *фон*, интенсивность которого не зависит от энергии. Присутствие этого фона (а также фона, вызванного другими γ -переходами, космическим излучением и т.п.) влияет на наблюдаемую интенсивность мессбауэровской линии, однако форма мессбауэровского спектра от фона не зависит. В дальнейшем основное внимание будет уделено именно форме мессбауэровской линии и сверхтонкой структуре спектра, в связи с чем присутствием в спектре γ -излучения немессбауэровского фона можно будет пренебречь.

Мессбауэровское излучение происходит без какого-либо обмена энергией с кристаллом, поэтому *форма мессбауэровской линии* воспроизводит энергетическое распределение для возбужденного состояния ядра. Это распределение и, следовательно, форма мессбауэровской линии имеет следующий вид:

$$W_s(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (11)$$

где E_0 и Γ – средняя энергия и ширина возбужденного состояния. (Здесь и ниже индекс « S » обозначает величину или функцию, относящуюся к источнику γ -излучения). Γ есть полная ширина функции $W(E)$ на половине ее высоты. Функция такого вида называется *функцией Лоренца*.

Для наблюдения мессбауэровского излучения и измерения формы мессбауэровской линии естественно воспользоваться явлением *резонансного поглощения γ -квантов*.

Рассмотрим поглощение мессбауэровской линии в резонансном поглотителе, т.е. в веществе, содержащем ядра того же изотопа, что и источник γ -излучения, но находящиеся в *основном состоянии*. Аналогично спектру испускания, *спектр поглощения* содержит две компоненты: узкую мессбауэровскую линию поглощения и широкое распределение, обусловленное процессами поглощения с изменени-

ем внутреннего состояния кристалла-поглотителя.

В мессбауэровской спектроскопии представляет интерес только *мессбауэровская компонента* спектра поглощения. В этом случае можно воспользоваться следующим выражением для эффективного сечения резонансного поглощения (которое в ядерной физике известно как *формула Брейта-Вигнера*):

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma^2}{4} \sigma_0 \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4}, \quad (12)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \frac{2,14 \times 10^{-15}}{E_0^2} \text{ см}^2. \quad (13)$$

Здесь I_1, I_0 – спины возбужденного и основного состояний ядра, λ – длина волны γ -излучения, Γ_γ – парциальная ширина уровня, соответствующая мессбауэровскому γ -переходу, E_0 – энергия γ -перехода в кэВ.

В большинстве случаев эффект Мессбауэра наблюдается для *первых возбужденных состояний*, распад которых может осуществляться или в результате радиационного перехода с энергией E_0 или в результате *внутренней конверсии*. В этом случае

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (14)$$

где α – коэффициент внутренней конверсии.

Как видно из формул (11) и (12) процесс мессбауэровского поглощения имеет резко выраженный *резонансный характер*: вероятность поглощения максимальна при совпадении средних энергий линий испускания и поглощения и резко уменьшается при относительном сдвиге линий на величину порядка Γ . Именно это обстоятельство позволяет по величине резонансного поглощения измерять небольшие изменения энергии ядерных состояний, вызванных *сверхтонким взаимодействием*.

Методика измерений, основанная на модуляции энергии линии испускания (или линии поглощения) с помощью эффекта Доплера, принципиально очень проста. Если источнику сообщается скорость V относительно резонансного поглотителя, энергия линии испускания изменится на величину

$$\Delta E = E_0 V / c. \quad (15)$$

Сдвиг линии испускания относительно линии поглощения

влечет за собой уменьшение резонансного мессбауэровского поглощения, что может быть зарегистрировано с помощью детектора, измеряющего поток γ -квантов, прошедших через поглотитель. Зависимость интенсивности потока γ -квантов, прошедших через поглотитель, от скорости источника называется *мессбауэровским спектром поглощения*. На рис. 3 схематически изображены линия испускания $W_S(E)$, линия поглощения $\sigma(E)$ и мессбауэровский спектр $N(V)$ для случая, когда средние энергии E_0 линий испускания и поглощения совпадают и сверхтонкое расщепление линий отсутствует.

При этом максимум мессбауэровского поглощения наблюдается при *нулевой скорости источника*. Заметим, что существенна только *относительная скорость* движения, поэтому в реальных экспериментах в равной степени используется движение, как источника, так и поглотителя. В любом случае положительный знак скорости соответствует такому движению, когда источник и поглотитель *сближаются*.

С экспериментальной точки зрения весьма существенно, что скорости, необходимые для измерения мессбауэровских спектров, *невелики* и редко превышают несколько см/с. С помощью формулы (15) легко найти скорость, необходимую для смещения линий на энергию, равную ширине линии Γ . Например, для мессбауэровского γ -перехода с энергией 14,4 кэВ в ядре ^{57}Fe ширина $\Gamma \approx 5 \times 10^{-9}$ эВ и соответствующая скорость близка к 0,1 мм/с.

Мессбауэровский спектр удобно нормировать на интенсивность потока γ -квантов при очень большой скорости, при которой резонансное поглощение отсутствует. Обозначив функцию, изображающую мессбауэровский спектр, через $\varepsilon(V)$ запишем

$$\varepsilon(V) = \frac{N(\infty) - N(V)}{N(\infty)}, \quad (16)$$

где $N(V)$ – интенсивность потока при скорости источника V . Такая форма записи позволяет, в частности, исключить из рассмотрения немессбауэровские процессы поглощения (вероятность которых не зависит от скорости).

Нетрудно показать, что функция $\varepsilon(V)$ может быть записана в

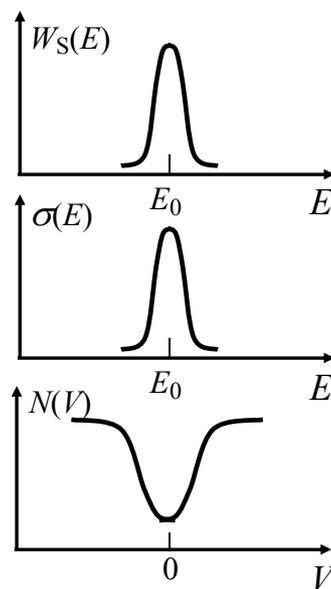


Рис. 3. Мессбауэровский спектр поглощения при совпадающих E_0 .

следующем виде:

$$\varepsilon(V) = 1 - \int_0^{\infty} \exp(-\sigma(E) f_A n) W_S(E, V) dE, \quad (17)$$

где f_A – вероятность эффекта Мессбауэра для кристалла-поглотителя, n – число ядер мессбауэровского изотопа на 1 см^2 поглотителя, $\sigma(E)$ определяется формулой (12), а $W_S(E, V)$ – формулой (11), в которой E_0 должна быть заменена на $E_0 + \Delta E = E_0 + E_0 V/c$, т.е.

$$W_S(E, V) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{[E - (E_0 + E_0 V/c)]^2 + \Gamma^2/4}. \quad (18)$$

Как и выше, будем предполагать, что средние энергии линий испускания и поглощения E_0 совпадают. Сделав замену переменных $x = (E - E_0)/(\Gamma/2)$, $y = -E_0(V/c)/(\Gamma/2)$, запишем (17) в следующем виде:

$$\varepsilon(V) = 1 - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t/(1+x^2))}{1+(x+y)^2} dx, \quad (19)$$

где величина $t = \sigma f_A n$ называется *эффективной толщиной резонансного поглотителя*. (Нижний предел интегрирования в (17) соответствует условию $E_0 \gg \Gamma$).

Для очень тонкого поглотителя ($t \ll 1$) из формулы (19) следует:

$$\varepsilon(V) \propto \frac{1}{(E_0 V/c)^2 + \Gamma^2}, \quad (19-a)$$

т.е. резонансная линия в мессбауэровском спектре имеет лоренцову форму с шириной 2Γ .

При увеличении толщины поглотителя наблюдаемая ширина линии в спектре возрастает, а форма спектра $\varepsilon(V)$ отклоняется от лоренцовой. Для поглотителя конечной толщины форма линии может быть рассчитана численным интегрированием выражения (17).

Измерения мессбауэровских спектров со *сложной сверхтонкой структурой* обычно проводятся с «тонкими» поглотителями ($t \leq 1$), для которых представление формы линии лоренцовой функцией остается достаточно хорошим приближением. Это позволяет избежать численного интегрирования и использовать для аппроксимации измеренного спектра суперпозицию лоренцовских функций. Уширение линии при увеличении параметра t происходит вследствие преимущественного поглощения центральной части линии испускания (т.е. в той области энергий, где максимально эффективное сечение резонансного поглощения). Другим следствием избирательного поглощения центра линии является нелинейная зависимость

максимума поглощения, т.е. минимума функции $\varepsilon(I)$, от толщины поглотителя («эффект насыщения»). При больших t величина поглощения слабо зависит от толщины, поэтому применение в мессбауэровской спектроскопии «толстых» поглотителей нецелесообразно.

Экспериментальные установки, предназначенные для измерения мессбауэровских спектров, называются *мессбауэровскими спектрометрами*. Такие установки обеспечивают движение источника (или поглотителя) с заданной скоростью и регистрацию интенсивности потока γ -квантов, прошедших через поглотитель, в зависимости от величины скорости.

В настоящее время в большинстве экспериментов используются *электродинамические спектрометры*, в которых скорость непрерывно меняется по заданному закону. Как правило, применяется *равноускоренное движение*, при котором скорость линейно меняется в зависимости от времени. Такой закон движения обеспечивается электродинамическим приводом с обратной связью, в катушки которого подается электрический сигнал соответствующей формы. Интенсивность потока γ -квантов фиксируется с помощью многоканального анализатора, временная развертка которого синхронизирована с изменением скорости. Для регистрации γ -квантов используются сцинтилляционные, газовые пропорциональные или полупроводниковые детекторы. Мессбауэровское γ -излучение имеет небольшую энергию, поэтому обычно используются детекторы *небольшого объема* (толщины), имеющие достаточно высокую эффективность регистрации мессбауэровского излучения при низком уровне фона.

В некоторых случаях применяются детекторы, специально предназначенные для регистрации мессбауэровского излучения (*резонансные детекторы*). В рабочем объеме этих детекторов находится вещество, содержащее ядро мессбауэровского изотопа и имеющее большую вероятность эффекта Мессбауэра. Мессбауэровское резонансное поглощение в объеме счетчика приводит к переходу ядер в возбужденное состояние, распад которого с большой вероятностью сопровождается испусканием электрона внутренней конверсии. Поскольку вероятность регистрации электрона близка к 100 %, общая эффективность детектора мессбауэровского излучения оказывается весьма высокой. Вместе с тем, чувствительность резонансного детектора к фону может быть сделана весьма малой, что обеспечивает высокое отношение полезного счета к фону.

Измерение *спектров поглощения* является наиболее распространенной методикой в мессбауэровской спектроскопии. В некоторых случаях оказывается целесообразным измерение спектров *вто-*

ричного (рассеянного) излучения. В геометрии рассеяния детектор, защищенный от прямого потока γ -излучения, регистрирует излучение, сопровождающее распад возбужденных мессбауэровских уровней в веществе рассеивателя. Используется регистрация вторичного γ -излучения, электронов конверсии или рентгеновского излучения, сопровождающего процесс внутренней конверсии. Интенсивность вторичного излучения, которая может быть зарегистрирована детектором, обычно невелика (главным образом, вследствие малого телесного угла рассеиватель-детектор), что требует применения источников высокой интенсивности. Вместе с тем, такая методика позволяет проводить измерения в условиях очень низкого немессбауэровского фона, что дает существенные преимущества при изучении γ -переходов с очень малой вероятностью эффекта Мессбауэра.

Интересная методическая возможность связана с регистрацией *электронов внутренней конверсии*. Энергия этих электронов мала, поэтому только те электроны, которые были испущены ядрами в тонком поверхностном слое, могут покинуть рассеиватель и быть зарегистрированы детектором. Такая методика позволяет исследовать особенности сверхтонких взаимодействий и динамики атомов в поверхностных слоях вещества.

В мессбауэровской спектроскопии исследуемым веществом может быть как *поглотитель*, так и *источник* (в последнем случае для характеристики методики используется термин *эмиссионная мессбауэровская спектроскопия*). Если исследуемым веществом является поглотитель, то линия испускания источника должна иметь максимально простую форму, т.е. представлять собой одиночную линию (линию без сверхтонкой структуры) с шириной, возможно более близкой к естественной ширине уровня Г. В эмиссионной мессбауэровской спектроскопии тем же требованиям должна удовлетворять линия поглощения.

Принципиально обе методики эквивалентны, однако практически, области их применения в большинстве случаев различны. Для исследования большого числа *различных веществ* используется *метод поглощения*, поскольку такие измерения могут быть проведены с одним и тем же стандартным источником.

Однако, если концентрация мессбауэровского изотопа в исследуемой системе очень мала (менее 0,1÷0,5 %), измерение спектра поглощения становится затруднительным вследствие малой величины резонансного поглощения. В этом случае предпочтительным является *метод эмиссионной спектроскопии*, поскольку источник достаточной активности может быть получен при весьма малой концентрации радиоактивного изотопа. Помимо этого, методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии возможно изучение некоторых

явлений, связанных с распадом радиоактивных изотопов в кристаллах.

§ 4. Сверхтонкая структура мессбауэровского спектра

Методы мессбауэровской гамма-спектроскопии дают возможность с высокой точностью сравнивать энергии γ -переходов в различных веществах и непосредственно наблюдать *сверхтонкую структуру γ -излучения*, обусловленную сверхтонким расщеплением ядерных уровней.

В принципе, возможно измерить изменение энергии γ -перехода, составляющее небольшую долю от ширины линии Γ .

Известным примером является эксперимент Паунда, в котором было измерено изменение энергии γ -перехода в гравитационном поле Земли (около 1 % от ширины линии).

В стандартных экспериментах обычно измеряются сдвиги и расщепления порядка Γ или больше. Для наблюдения разрешенной сверхтонкой структуры мессбауэровского спектра ширина Γ не должна существенно превышать энергию сверхтонкого расщепления, т.е. величину порядка $10^{-7} \div 10^{-6}$ эВ. Этому условию удовлетворяют многие мессбауэровские переходы. Электрическое монополярное взаимодействие вызывает сдвиг центра мессбауэровской линии без расщепления (*изомерный сдвиг*); электрическое квадрупольное и магнитное дипольное сверхтонкие взаимодействия приводят к *расщеплению линии* на то или иное число компонент.

4.1. Изомерный сдвиг

Если вещества, из которых приготовлены источник мессбауэровского излучения и резонансный поглотитель, *химически не идентичны*, максимум резонансного поглощения, вообще говоря, будет наблюдаться при некоторой скорости V_0 , отличной от нуля. Положение центра резонансной линии в мессбауэровском спектре, измеренное в единицах скорости или в энергетических единицах, называется *изомерным сдвигом (ИС)*. Иными словами, *ИС* равен разности между энергиями γ -перехода в источнике и поглотителе. Если в источнике энергия γ -перехода меньше (больше), чем в поглотителе, резонанс наблюдается при положительном (отрицательном) значении скорости V_0 . Возникновение *ИС* обусловлено зависимостью энергии кулоновского взаимодействия между ядром и электронами от *размеров ядра*, точнее, от среднеквадратичного радиуса распределения ядерного заряда.

Общее выражение для $ИС$ имеет следующий вид:

$$ИС = C \Delta \langle r^2 \rangle \Delta \rho(0) \quad (20)$$

или

$$ИС = C' \Delta r/r \Delta \rho(0) \quad (21)$$

Здесь C и C' – коэффициенты, постоянные для данного элемента, $\Delta \langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{\text{в}} - \langle r^2 \rangle_{\text{о}}$ – разность средних квадратов радиуса ядерного заряда для возбужденного и основного состояний ядра, $\rho(0) = |\psi(0)|_{\text{с}}^2 - |\psi(0)|_{\text{п}}^2$ – разность между электронными плотностями в области ядра для источника и поглотителя, $\Delta r/r$ – относительное изменение радиуса ядерного заряда при переходе ядра в возбужденное состояние.

Схема, поясняющая возникновение $ИС$, показана на рис. 4. На этом рисунке: А – γ -переход в точечном ядре, Б – γ -переход в ядре с конечным радиусом заряда; $\Delta E_{\text{в}}$ и $\Delta E_{\text{о}}$ – изменения энергии возбужденного и основного состояний ядра, обусловленные конечным радиусом распределения ядерного заряда

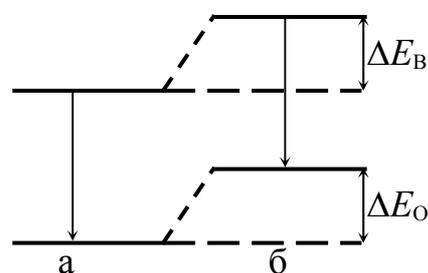


Рис. 4. Возникновение изомерного сдвига.

Заметим, что учет конечных размеров ядерного заряда всегда приводит к *уменьшению* энергии кулоновского взаимодействия и, следовательно, к повышению энергии системы. В мессбауэровской спектроскопии абсолютные энергии ядерных уровней (как и абсолютные энергии γ -перехода) не измеряются – измеряется лишь *разность между энергиями перехода* в источнике и поглотителе. Именно поэтому в соответствии с формулами (20) и (21) для возникновения $ИС$ необходимо, чтобы были различны не только радиусы заряда для двух состояний ядра, но и *электронные плотности* в области ядра для источника и поглотителя. Если одно из этих условий не будет выполнено, сдвиг ядерных уровней окажется ненаблюдаемым, т.е. $ИС$ обратится в нуль.

Для данного γ -перехода *знак* $ИС$ определяется знаком разности $\Delta \langle r^2 \rangle$. Как видно из рис. 4, увеличение энергии возбужденного состояния $\Delta E_{\text{в}}$ приводит к увеличению энергии γ -перехода, тогда как увеличение энергии основного состояния напротив, уменьшает энергию γ -перехода. Следовательно, при положительном знаке $\Delta \langle r^2 \rangle$ энергия γ -перехода будет больше в том веществе, в котором больше электронная плотность в области ядра (и наоборот).

Из двух сомножителей, входящих в выражения для $ИС$ (20) и (21), в ядерной физике представляет интерес величина $\Delta \langle r^2 \rangle$. Эта ве-

личина может быть определена из результатов измерений $ИС$ для таких веществ, электронные плотности в которых могут быть рассчитаны теоретически или измерены в независимых экспериментах. Примерами таких экспериментов являются измерения влияния химической связи на коэффициенты внутренней конверсии или на периоды полураспада изомерных состояний ядер. Величины $\Delta\langle r^2 \rangle$ содержат информацию о распределении нуклонов в ядре, Относительные изменения радиуса ядра $\Delta r/r$ очень малы (типичные значения $\Delta r/r$ равны $10^{-4} \div 10^{-3}$); для интерпретации столь малых изменений требуются детальные знания особенностей волновых функций ядерных состояний.

Измерения $ИС$ имеют большое значение в *физике твердого тела*, химии, биологии, геологии и в других областях благодаря высокой чувствительности электронной плотности в области ядра к особенностям электронной структуры вещества. По величине $ИС$ можно судить об эффективном заряде ионов, заселенности валентных электронных орбиталей атомов, исследовать фазовый состав твердых тел, изучать кинетику фазовых переходов и химических реакций и т.д.

4.2. Магнитная сверхтонкая структура

Гамильтониан магнитного сверхтонкого взаимодействия имеет вид

$$H = -g\mu_N \vec{I} \times \vec{B} , \quad (22)$$

где g – ядерный g -фактор, μ_N - ядерный магнетон, \vec{I} – спин ядерного состояния, \vec{B} – магнитное поле, действующее на ядро.

Приняв направление магнитного поля за ось квантования, находим

$$H = -g\mu_N I_Z B . \quad (23)$$

Отсюда энергия сверхтонкого взаимодействия есть

$$E_M(m) = -g\mu_N B m , \quad (24)$$

где m – магнитное квантовое число, принимающее $(2I+1)$ значений от -1 до $+1$.

Расстояние между соседними зеемановскими уровнями равно

$$\Delta E_M = -g\mu_N B = \mu B / I , \quad (25)$$

где μ – магнитный момент ядра.

Взаимодействие ядра с магнитным полем приводит к расщеплению ядерного уровня со спином I на $(2I+1)$ невырожденных зеемановских подуровней, расстояние между которыми равно $g\mu_N B$.

Если величина расщепления превышает ширину мессбауэровской линии, в мессбауэровском спектре будет наблюдаться *магнитная сверхтонкая структура*, компоненты которой соответствуют γ -переходам между зеемановскими подуровнями возбужденного и основного состояний ядра.

Число компонент будет равно числу переходов, разрешенных *правилами отбора* по магнитному квантовому числу:

$$|M| \leq L \quad (26)$$

где $M = m_B - m_O$, т.е. изменение магнитного квантового числа, L – мультипольность γ -перехода.

Магнитная сверхтонкая структура мессбауэровского спектра может наблюдаться как во *внешнем* магнитном поле, так и при взаимодействии ядра с магнитным *сверхтонким* полем в ферро- и антиферромагнетиках.

В большинстве экспериментов используется магнитное сверхтонкое поле: во-первых, достижимые в лабораторных условиях напряженности внешних полей часто недостаточны для получения разрешенной структуры спектра, во-вторых, изучение магнитных сверхтонких полей представляет большой самостоятельный интерес.

Исследуемым веществом может быть как источник мессбауэровского излучения, так и резонансный поглотитель. В дальнейшем для определенности будем предполагать, что магнитное сверхтонкое взаимодействие исследуется в поглотителе, а линия испускания источника представляет собой одиночную линию без сверхтонкой структуры. Магнитное сверхтонкое расщепление симметрично относительно энергии нерасщепленного уровня, поэтому оно не приводит к смещению центра мессбауэровского спектра. Для простоты (но без потери общности) будем предполагать, что центр спектра расположен при нулевой скорости источника (т.е. что IS равен нулю). Ограничимся рассмотрением только γ -переходов чистых по мультипольности.

Относительная интенсивность γ -перехода между зеемановскими подуровнями с магнитными квантовыми числами m_B и m_O может быть записана в следующем виде:

$$I(m_B, m_O) \propto (I_0 m_O L M | I_B m_B)^2 F_{LM}(\theta), \quad (27)$$

где I_B и I_O – спины возбужденного и основного состояний ядра; выражение в скобках есть коэффициент Клебша-Гордана; $F(\theta)$ – функция,

определяющая угловое распределение γ -излучения; θ – угол между направлением вылета кванта и осью квантования (совпадающей с направлением магнитного поля). Функция $F(\theta)$ обладает следующими свойствами

$$F_{LM}(\vartheta) = F_{L-M}(\vartheta) , \quad (28-a)$$

$$F_{LM}(\vartheta) = 0 , \text{ если } M \neq \pm 1 , \quad (28-b)$$

$$\int F_{LM}(\vartheta) d\Omega \text{ не зависит от } M . \quad (28-в)$$

Из этих свойств (а также из свойств коэффициента Клебша-Гордона) следует, в частности, что:

- 1) в мессбауэровском спектре компоненты, отличающиеся только знаком M , имеют равную интенсивность;
- 2) для угла $\theta=0$ интенсивность, отличную от нуля, имеют только компоненты с $M=\pm 1$;
- 3) суммарная интенсивность компонент не зависит от угла наблюдения.

Рассмотрим случай дипольного γ -перехода ($L=1$) между ядерными состояниями с $I_B = 3/2$, $I_O = 1/2$ (этот случай соответствует наиболее популярным мессбауэровским изотопам ^{57}Fe и ^{119}Sn).

Схема зеемановских подуровней и разрешенные правилом отбора (26) переходы между подуровнями показаны на рис. 5.

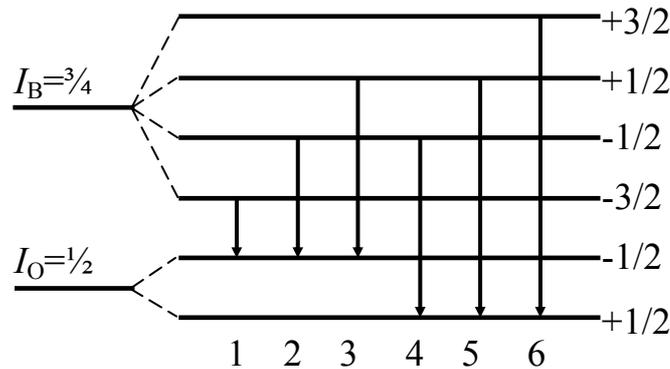


Рис. 5. Магнитное сверхтонкое расщепление и разрешенные переходы для случая $I_B=3/2$, $I_O=1/2$, $L=1$. Расположение подуровней соответствует разным знакам g -факторов возбужденного и основного состояний ($g_O > 0$, $g_B < 0$).

Для дипольного γ -перехода

$$F_{1,0} = \frac{\sin^2 \vartheta}{2}, \quad F_{1,\pm 1} = \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{4} . \quad (29)$$

Относительные интенсивности шести разрешенных переходов приведены в таблице 1.

Воспользовавшись формулой (24), нетрудно найти положение компонент магнитной сверхтонкой структуры в мессбауэровском спектре. Поскольку (согласно сделанному предположению) изомерный сдвиг равен нулю, энергия нерасщепленной мессбауэровской линии соответствует нулевой скорости в мессбауэровском спектре.

Таблица 1

Переход	M	Относительная интенсивность
$\pm 3/2 \quad \pm 1/2$	± 1	$3/4 (1 + \cos^2 \theta)$
$\pm 1/2 \quad \pm 1/2$	0	$\sin^2 \theta$
$\mp 1/2 \quad \pm 1/2$	∓ 1	$1/4 (1 + \cos^2 \theta)$

Приняв эту энергию за начало отсчета, для энергий отдельных компонент сверхтонкой структуры находим

$$\begin{aligned}
 E(m_B, m_O) &= E_M(m_B) - E_M(m_O) = g_B \mu_N B m_B - g_O \mu_N B m_O = \\
 &= -\mu_N B (g_O m_O - g_B m_B) .
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

Нетрудно видеть, что расстояния между компонентами (в единицах скорости или в энергетических единицах) определяются произведениями $g_0 B$ и $g_B B$. Таким образом, если из трех независимых переменных g_0 , g_B и B какое-либо одно известно, можно найти другие две. В большинстве случаев известной величиной является g -фактор основного состояния g_0 . Если измерения проводятся во внешнем магнитном поле, то известной величиной является B и, следовательно, могут быть определены g -факторы как основного, так и возбужденного состояний.

Из формулы (27) следует, что интенсивности компонент сверхтонкой структуры зависят от угла наблюдения θ , т.е. направления импульса γ -кванта относительно направления магнитного поля. Для неполяризованного ферромагнетика со случайной ориентацией намагниченности отдельных доменов интенсивности линий, приведенные в табл. 1, следует усреднить по всем возможным значениям θ . В результате такого усреднения находим, что интенсивности компонент мессбауэровского спектра (в порядке их расположения в табл. 1) будут находиться в отношении 3:2:1. Если ферромагнетик поляризован магнитным полем, направленным вдоль потока квантов, то $\theta=0$ и из табл. 1 находим соотношение интенсивностей 3:0:1. Наконец, если ферромагнетик намагничен перпендикулярно потоку квантов, то $\theta=90^\circ$ и интенсивности компонент будут находиться в отношении 3:4:1. Можно заметить, что от угла θ зависит относительная интенсивность вто-

рой компоненты, тогда как отношение интенсивностей первой и третьей компонент остается постоянным. Вид мессбауэровских спектров для трех рассмотренных характерных случаев показан на рис. 6.

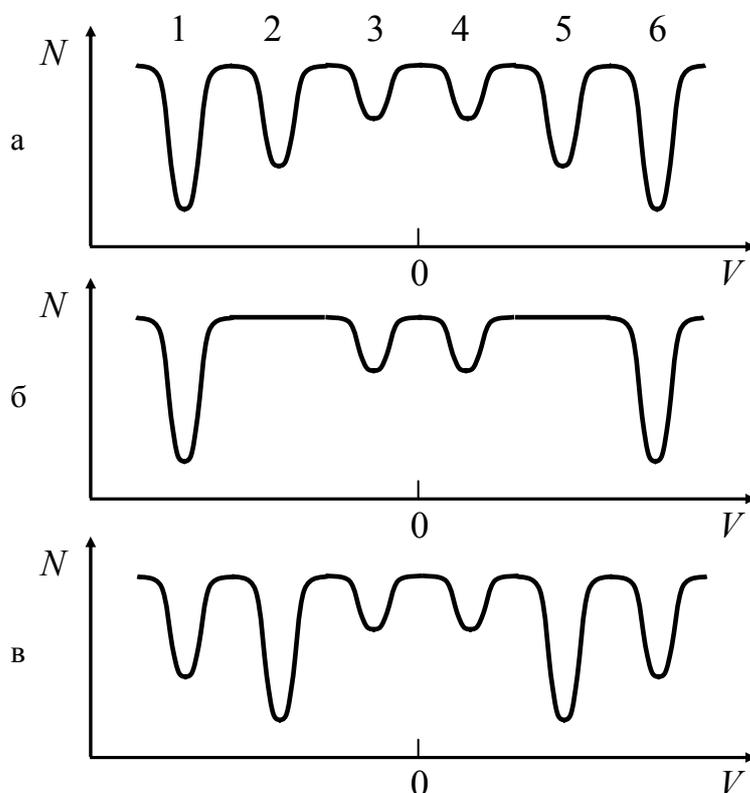


Рис. 6. Сверхтонкая структура мессбауэровского спектра для ферромагнетика со случайной ориентацией намагниченности в отдельных доменах (а) и для ферромагнетика, намагниченного параллельно (б) или перпендикулярно (в) потоку γ -излучения. Положение компонент сверхтонкой структуры примерно соответствует структуре мессбауэровского спектра для 14,4 кэВ γ -перехода ^{57}Fe . Цифры в верхней части рисунка соответствуют нумерации γ -переходов на рис. 5

Компоненты магнитной сверхтонкой структуры характеризуются определенной *поляризацией*, зависящей от величины M . Например, для ферромагнетика, намагниченного вдоль потока γ -квантов, в спектре присутствуют только компоненты, соответствующие переходам с $M=\pm 1$. Для таких переходов γ -излучение имеет циркулярную поляризацию, правую при $M=+1$ и левую при $M=-1$. Поляризацию компонент сверхтонкой структуры можно исследовать методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии. При этом как источник, так и поглотитель должны быть приготовлены из ферромагнитного вещества с разрешенной структурой спектра. Резонансное поглощение будет иметь место только в том случае, если соответствующие компоненты спектров испускания и поглощения не только совпадут по энергии, но и будут иметь одинаковую поляризацию. Если, например, поляриза-

ция компонент спектра поглощения известна, однозначно определяется и поляризация компонент спектра испускания. Поскольку знак поляризации определяется направлением оси квантования, такой эксперимент позволяет определить знак сверхтонкого поля, см. (23). В качестве анализатора поляризации обычно используется фольга из намагниченного железа, поскольку для железа хорошо известно, что знак сверхтонкого поля отрицательный.

4.3. Квадрупольное взаимодействие

Вторым типом сверхтонкого взаимодействия, приводящего к расщеплению мессбауэровской линии, является *электрическое квадрупольное взаимодействие*. Гамильтониан этого взаимодействия имеет следующий вид:

$$H_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left[3I_Z^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2}(I_+^2 + I_-^2) \right], \quad (31)$$

где q – градиент электрического поля (ГЭП), Q – ядерный квадрупольный момент, I – спин ядра, I_i – проекции оператора ядерного спина ($I_{\pm} = I_x \pm iI_y$), η – параметр асимметрии тензора ГЭП:

$$\eta = \frac{V_{XX} - V_{YY}}{V_{ZZ}}, \quad (31-a)$$

(V_{ij} – вторые производные от электростатического потенциала в области ядра).

Для состояний с полуцелым спином электрическое квадрупольное взаимодействие не приводит к полному снятию вырождения по магнитному квантовому числу (вырождение по знаку магнитного квантового числа всегда остается). Для состояний с целым спином вырождение может быть снято полностью, если параметр асимметрии η не равен нулю.

Рассмотрим квадрупольное расщепление ядерного уровня для простого случая $I=3/2$ и $\eta=0$. Собственные значения гамильтониана в этом случае равны:

$$E(\pm 3/2) = \frac{e^2 q Q}{4}, \quad (32-a)$$

$$E(\pm 1/2) = -\frac{e^2 q Q}{4}, \quad (32-b)$$

(где в скобках указаны собственные значения оператора I_z , т.е. магнитные квантовые числа). Из (32-а,б) следует, что ядерное состояние с $I=3/2$ расщепляется на два подуровня, расстояние между которыми равно $e^2qQ/2$. В соответствии с этим в мессбауэровском распределении должны наблюдаться два пика (квадрупольный дублет), см. рис. 7.

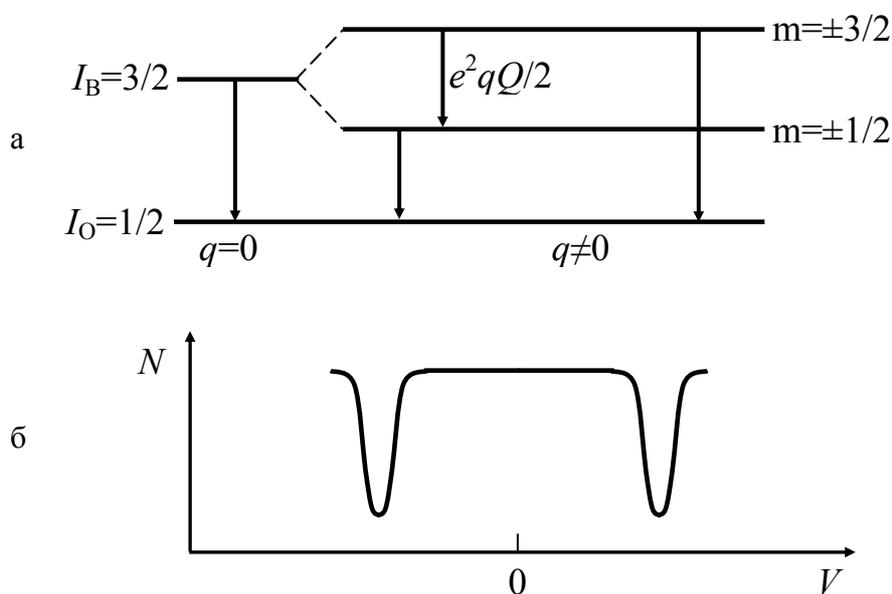


Рис. 7. Переходы между подуровнями возбужденного состояния с $I_B=3/2$ и основным состоянием ($I_0=1/2$) и вид мессбауэровского распределения для случая квадрупольного сверхтонкого взаимодействия. Схема подуровней возбужденного состояния соответствует $e^2qQ>0$.

Градиент электрического поля (или постоянная квадрупольного взаимодействия) является важной характеристикой электронной структуры твердых тел, в связи с чем исследование электрического квадрупольного взаимодействия имеет в *физике твердого тела*, химии, биологии такое же значение, как и измерение изомерного сдвига. С точки зрения *ядерной физики* большой интерес представляет определение квадрупольных моментов ядерных уровней. Точность определения Q зависит от точности расчета градиента электрического поля. Если квадрупольное расщепление присутствует как для возбужденного, так и для основного состояния ядра, можно найти отношение квадрупольных моментов двух ядерных уровней. Точность определения этого отношения не зависит от возможности расчета градиента электрического поля.

§5. Экспериментальная часть

В данной работе для измерения спектров мессбауэровского резонансного поглощения γ -квантов используется спектрометр, который работает в режиме постоянного ускорения (рис.8). Подвижным являет-

ся источник. Он закреплен на конце горизонтально расположенного стержня, другой конец которого связан с электродинамическим вибратором. Специальное электронное устройство (привод вибратора) обеспечивает периодические колебания вибратора так, что при движении вперед или назад он имеет постоянное ускорение. Работа привода синхронизируется кварцевым генератором. Смена направления движения вибратора происходит через каждые 256 импульсов генератора. Эти импульсы поступают на вход пересчетного устройства – так фиксируется в цифровом виде текущая скорость колебаний вибратора.

В качестве детектора γ -излучения используется газовый пропорциональный счетчик, который имеет достаточно высокую эффективность регистрации γ -квантов с энергией до 30÷40 кэВ, и практически не регистрирует кванты более высоких энергий. На пропорциональный счетчик подается высокое напряжение.

Между источником и пропорциональным счетчиком размещается поглотитель.

Сигналы с выхода детектора поступают на вход усилителя, который преобразует заряды, возникающие в счетчике при регистрации γ -квантов, в импульсы напряжения. Эти импульсы поступают на вход многоканального амплитудного анализатора, состоящего из компьютера и встроенного в него амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП). Кроме этого компьютер сопряжен с пересчетным устройством привода вибратора, что позволяет считывать значение текущей скорости колебаний вибратора.

Анализатор регистрирует только амплитудное распределение. Программа регистрации и обработки позволяет выделить диапазон амплитуд, которые должны использоваться для регистрации мессбауэровского распределения (по скоростям). Если амплитуда попадает в этот диапазон, то считывается число с пересчетного устройства вибратора (значение скорости); это число является номером канала, в котором происходит очередной отсчет. Амплитудное распределение регистрируется в 256 каналах, а мессбауэровское – в 512 каналах. Первые 256 каналов мессбауэровского распределения соответствуют движению вибратора вперед, а вторые 256 каналов – движению назад; переходу значений скоростей через 0 соответствуют 128-й и 384-й каналы.

Регистрация и обработка данных выполняется с помощью спектрометрической системы NP-4; ее описание и специальные команды данной лабораторной работы приведены в **Приложении 2**.

Измерения мессбауэровских спектров поглощения для ^{119}Sn производятся с источником γ -квантов, приготовленным в виде соединений BaSnO_3 или CaSnO_3 , содержащих радиоактивный изотоп $^{119\text{m}}\text{Sn}$ (схема распада приведена на рис. 9а). Такой источник обладает в настоящее время наилучшими характери-

ками для исследования эффекта Мессбауэра на ядрах ^{119}Sn : высокой вероятностью эффекта при комнатной температуре и шириной линии испускания, весьма близкой к естественной. В спектре γ -излучения ^{119}Sn , кроме γ -излучения с энергией 23,9 кэВ присутствует интенсивное K -рентгеновское излучение олова с энергией 25÷28,5 кэВ, сопровождающее внутреннюю конверсию изомерного $M4$ перехода с энергией 65,7 кэВ (рентгеновское излучение L -серии, испускаемое при конверсии 23,9 кэВ γ -перехода, имеет энергию 4 кэВ и не регистрируется). Для поглощения K -рентгеновского излучения олова используется фильтр из палладия (Pd). Край поглощения K -рентгеновского характеристического излучения палладия лежит несколько ниже характеристического излучения олова, но превышает энергию γ -линии 23,9 кэВ. Палладиевый фильтр толщиной около 50 мкм уменьшает интенсивность γ -линии примерно в 2 раза, но почти полностью (примерно 80%) поглощает рентгеновское излучение. Более толстый фильтр использовать нецелесообразно из-за возрастания фона вторичного рентгеновского излучения палладия.

Спектры поглощения для 14,4 кэВ γ -излучения ^{57}Fe измеряются с источником ^{57}Co , внедренным в матрицу палладия (схему распада ^{57}Co см. на рис.9б). В спектре излучения ^{57}Co присутствует рентгеновское излучение железа с энергией 6,3 кэВ. При использовании пропорционального счетчика линия рентгеновского излучения хорошо отделяется от γ -линии 14,4 кэВ.

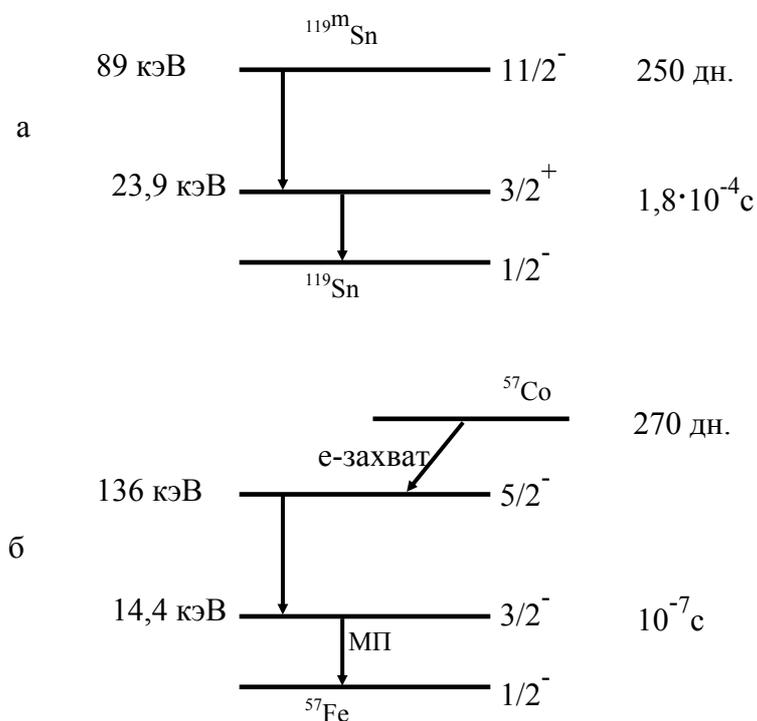


Рис. 9. Схема распада ядер: а – ^{119}Sn , б – ^{57}Co (МП – мессбауэровский переход).

В эксперименте требуется:

1. Измерить энергетический спектр γ -излучения. Установив нижний и верхний пороги произвести настройку спектрометра на пик, соответствующий мессбауэровскому переходу.

2. Для градуировки спектрометра измерить спектр мессбауэровского поглощения в реперном поглотителе Fe_2O_3 (Fe_2O_3 – антиферромагнетик с высокой точкой Нееля: 700°C). При комнатной температуре мессбауэровский спектр состоит из 6-ти линий, так как уровни ядра железа в такой магнитоупорядоченной системе расщеплены. На рис. 10 приведен спектр сверхтонкой структуры ^{57}Fe в Fe_2O_3 и положения линий в мм/с. Провести обработку спектра, заключающуюся в поиске положения минимумов соответствующих пиков. Выполнить процедуру градуировки спектрометра (по скоростям).

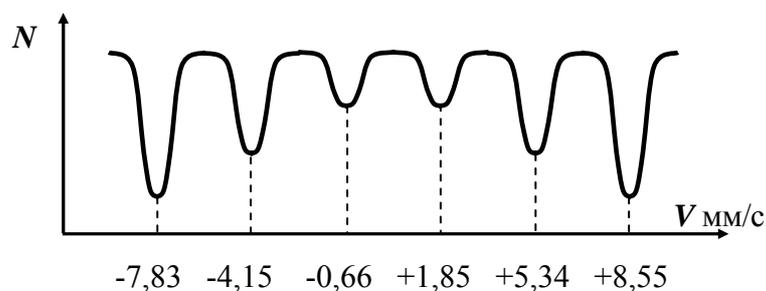


Рис. 10. Положение линий в спектре сверхтонкой структуры ядра ^{57}Fe в поглотителе Fe_2O_3 .

3. Измерить спектр резонансного поглощения γ -квантов с поглотителем из металлического железа.

Определить ΔE – величину сверхтонкого расщепления основного и первого возбужденного состояния ядра ^{57}Fe в электронвольтах, используя градуировочную кривую из 2-го упражнения. Рассчитать величину эффективного магнитного поля на ядре; значение магнитного момента основного состояния ^{57}Fe , $\mu_0=0,09\mu_{\text{я}}$. Определить величину магнитного момента первого возбужденного состояния ядра ^{57}Fe .

4. Измерить спектр резонансного поглощения γ -квантов ^{119}Sn с поглотителем SnO_2 . Определить ширину линии $\Gamma_{\text{эксп}}$. Используя градуировочную кривую из 2-го упражнения вычислить Γ в мм/с, перевести в электронвольты; определить время жизни уровня со спином $I=3/2$ ядра ^{119}Sn ; сравнить с табличным значением τ .

Контрольные вопросы

1. В чем состоит трудность наблюдения резонансного поглощения γ -излучения на свободном ядре? Сравнить с резонансным поглощением на атоме.
2. От чего зависит вероятность эффекта Мессбауэра? Как ее определить из экспериментального спектра?
3. Что такое Γ ? Физический смысл этой величины?
4. Влияет ли химический состав веществ на положение ядерных уровней? Какова величина химического сдвига (порядок)?
5. Что такое собственный и спектроскопический квадрупольные моменты? Каков энергетический спектр γ -излучения ядра ^{57}Fe при наличии только квадрупольного взаимодействия?
6. Как определить магнитный момент ядра ^{119}Sn с помощью резонансного поглощения γ -квантов? Как изменяется схема расположения уровней ядер ^{119}Sn или ^{57}Fe при наличии только магнитного взаимодействия?
7. Каков вид спектра поглощения ядер ^{119}Sn при наличии только магнитного взаимодействия? Изменится ли он при наличии и квадрупольного взаимодействия?

ЛИТЕРАТУРА

1. Вертгейм Г, Эффект Мессбауэра. - М.: Мир. 1966, гл. 1 - 7.
2. Липкин Г, Квантовая механика, - М.: Мир. 1977, гл. 2 - 4.
3. Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. - М.: Наука, 1969.
4. Экспериментальная техника эффекта Мессбауэра. - М.: Мир. 1967, II раздел "Спектрометры".
5. Делягин Н.Н., Комиссарова Б.А., Крюкова Л.Н., Парфенова В.П., Сорокин А.А. Сверхтонкие взаимодействия и ядерные излучения. - М.: Изд-во МГУ, 1985, гл. 1, 3.