

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПРЕЦЕССИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЯДЕРНОГО ПЕРЕХОДА ПО ПРОФИЛЮ РЕЗОНАНСА ФАНО

Г. В. Смирнов*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 2026 г.,
после переработки 29 июня 2026 г.
Принята к публикации 30 июня 2026 г.

Исследованы мёссбауэровские спектры брэгговского отражения (220) от монокристалла кремнистого железа (с содержанием резонансного изотопа ^{57}Fe до 85%), отличающиеся ярко выраженной интерференцией электронного и ядерного резонансного рассеяния. Спектральные линии имели дисперсионную форму, характерную для резонансов Фано. Измерения проводились при намагниченности кристалла в двух противоположных направлениях перпендикулярно плоскости рассеяния. Переориентация сверхтонкого магнитного поля явным образом отражалась на профилях резонансов Фано при ядерных переходах с *ротационными* магнитными моментами, которым соответствуют изменения магнитных квантовых чисел $M = \pm 1$, но никакие преобразования формы резонансов не наблюдались при переходах с $M = 0$. Таким образом, возможность выявления круговой поляризации моментов ядерных переходов, включая направленность их вращения, была продемонстрирована непосредственно по форме резонансов Фано. Наблюдаемая зависимость профиля ядерного резонанса от направления магнитного поля является следствием одного из фундаментальных свойств пространства — его вращательной симметрии.

Ключевые слова: мёссбауэровская дифракция, резонанс Фано, электронно-ядерная интерференция, сверхтонкое магнитное расщепление, круговая поляризация ядерных переходов, спиральность перехода, когерентное ядерное рассеяние гамма-излучения, ^{57}Fe

DOI: 10.31857/S0044451026080022

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из отличительных особенностей взаимодействия мёссбауэровского излучения с веществом является возможность его параллельного рассеяния на ядрах и электронах атомов. Процессы упругого рассеяния гамма-лучей на ядрах и электронах радикально различаются по своей физической природе. Ядерное рассеяние имеет ярко выраженный резонансный характер, в то время как рэлеевское электронное рассеяние является потенциальным. Кроме этого, имеется целый ряд других отличительных черт [1]. И все же, поскольку при упругом рассеянии когерентность волн, рассеянных в столь различных по своей физической природе каналах, сохраняется,

то наблюдается их интерференция, которая существенным образом отражается на профиле ядерного резонанса. Мы имеем здесь дело с одной из очень интересных разновидностей резонанса Фано [2].

Как физическое явление, интерференция процессов упругого рассеяния резонансных гамма-лучей на двух подсистемах в кристалле исследовалась несколькими научными группами [3–9]. Вследствие интерференции электронного и ядерного рассеяния форма ядерного резонанса оказывается в сильной зависимости от соотношения амплитуд и фаз в каналах рассеяния. В электронном канале эти два параметра можно считать неизменными в области ядерного резонанса, в то время как в ядерном канале обе характеристики меняются кардинальным образом при прохождении частоты излучения через резонанс. Фаза изменяется на величину π , а модуль амплитуды рассеяния проходит резко через свое максимальное значение в центре резонанса [10].

* E-mail: g.smirnov37@mail.ru

В зависимости от фазовых соотношений имеет место конструктивное сложение амплитуд ядерного и электронного рассеяния на одной из сторон резонанса и деструктивное — на другой. В результате этого резонансная зависимость интенсивности рассеяния приобретает асимметричную дисперсионную форму, иначе говоря, форму резонанса Фано. Знак дисперсии и дисперсионный контраст определяются многими факторами, среди которых кристаллическая структура и структура внутрикристаллических полей.

Ядра с ненулевым спином обладают магнитным моментом, при взаимодействии которого с магнитным внутрикристаллическим полем происходит сверхтонкое расщепление ядерных уровней энергии. В подобной ситуации при возбуждении переходов между ядерными уровнями фаза испускаемого излучения может зависеть, кроме прочего, от угла рассеяния и от направления магнитного поля на ядре, что определенным образом должно отражаться на профиле резонанса Фано.

Настоящая работа посвящена изучению рассматриваемого интерференционного явления с использованием резонансного перехода между основным и первым возбужденным состояниями в ядре ^{57}Fe . На первом этапе будет проведен простой теоретический анализ процесса рассеяния на отдельном ядре, а затем представлены результаты эксперимента, в котором измерялись мёссбауэровские спектры дифракции резонансного гамма-излучения с энергией 14.4 кэВ в монокристалле кремнистого железа, выращенном на основе резонансного изотопа железа.

2. ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПРИ АТОМНОМ РАССЕЯНИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим в упрощенном виде задачу рассеяния резонансного кванта мёссбауэровским ядром. Будем считать, что имеет место упругое рассеяние γ -кванта ядром, закрепленным в пространстве. Прибегнем к классическому представлению процесса рассеяния. Рассмотрим плоскую электромагнитную волну как составляющую рассеянного электромагнитного поля, в которой магнитная компонента, используемая в дальнейшем описании, имеет следующий вид:

$$\mathbf{H}(\mathbf{k}, \omega) \propto \mathbf{h}f(\omega) \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{k}$ — волновой вектор, модуль которого связан с длиной волны соотношением $k = 2\pi/\lambda$, ω —

частота колебаний напряженности поля, лежащая в нашем случае в области ядерного резонанса, $\mathbf{h}$ — единичный вектор поляризации магнитной составляющей волны и $f(\omega)$ — амплитуда волны, равная

$$f(\omega) = f_0 \frac{\Gamma/2\hbar}{\omega_0 - \omega + i\Gamma/2\hbar}, \quad (2)$$

где f_0 — резонансное значение амплитуды, Γ — ширина ядерного уровня в возбужденном состоянии, ω_0 — резонансная частота ядерного перехода. Фаза колебаний поля содержит как временную, так и пространственную составляющие, $\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ (далее нас будет интересовать только спектральная компонента излучения).

Подходя к основному вопросу статьи, проанализируем процесс рассеяния на примере перехода между основным и первым возбужденным состояниями ядра ^{57}Fe в условиях магнитного сверхтонкого расщепления ядерных уровней. Рассматриваемое ядро обладает в основном состоянии спином $1/2$, а в возбужденном спином $3/2$. При ядерном возбуждении между состояниями реализуется магнитный дипольный переход — $M1$. Полагаем, что квантовая ось направлена вдоль магнитного поля, действующего на ядро. В магнитном поле основной уровень расщепляется на два подуровня со спиновыми магнитными квантовыми числами $\pm 1/2$, а возбужденный уровень — на четыре подуровня со спиновыми магнитными квантовыми числами $\pm 1/2, \pm 3/2$. Между основным и возбужденным состояниями согласно правилам отбора разрешены шесть переходов с изменением спиновых магнитных квантовых чисел $M = 0, \pm 1$. Ядерным токам переходов соответствуют магнитные моменты определенной поляризации. В случае перехода с $M = 0$ магнитный момент имеет линейную поляризацию, в случае переходов с $M = \pm 1$ — круговую. Таким образом, излучение, испускаемое ядром при переходах с $M = 0$, имеет линейную поляризацию в любом направлении испускания, а при переходах с $M = \pm 1$ — эллиптическую поляризацию, степень эллиптичности которой зависит от направления испускания излучения.

Для дальнейшего анализа выберем геометрию рассеяния, в которой роли базисных поляризаций излучения строго разделены. Пусть π -поляризованная волна падающего излучения возбуждает ядерные переходы, магнитные моменты которых линейно поляризованы, а σ -поляризованная волна — переходы с моментами, поляризованными по кругу. Схема рассеяния, отвечающая этим условиям, показана на рис. 1. Ядро расположено в начале координат. На него падает монохроматическая плоская волна,

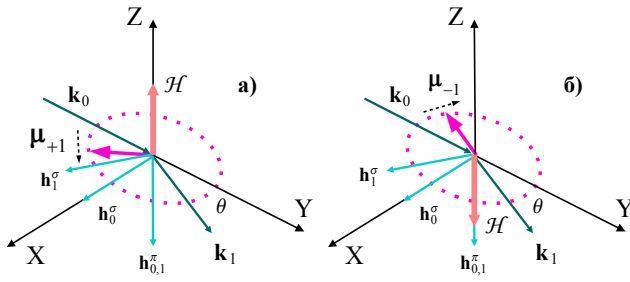


Рис. 1. Модельное представление ротации магнитных моментов ядерных переходов. Магнитное поле на ядре направлено вдоль (а) или против (б) оси Z . Векторы $\mathbf{k}_{0,1}$, $\mathbf{h}_{0,1}^S$ — волновые векторы и векторы поляризаций падающей и рассеянной волн (индекс « S » принимает значения π или σ), θ — угол рассеяния, $\mu_{\pm 1}$ — магнитные моменты возбуждаемых в ядре переходов круговой поляризации. Штриховые стрелки указывают направления вращения магнитных моментов

частота которой находится в резонансной области. Волновые векторы падающей и рассеянной волн, $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$, лежат в плоскости XY , угол рассеяния равен θ . Вектор напряженности магнитного поля на ядре может быть ориентирован параллельно или антипараллельно оси Z (рис. 1 а и 1 б соответственно). Квантовая ось в любом случае ориентирована в положительном направлении этой оси. Испускаемое излучение в рассматриваемой геометрии рассеяния линейно поляризовано для любого ядерного перехода. Векторы поляризации $\mathbf{h}_{0,1}^\pi$ перпендикулярны плоскости рассеяния и направлены против оси Z , а векторы $\mathbf{h}_{0,1}^\sigma$ лежат в плоскости рассеяния и ортогональны вектору напряженности магнитного поля на ядре.

Переходя к рассмотрению брэгговского рассеяния, в котором принимает участие уже ядерный ансамбль кристалла, мы должны в поисках амплитуды поля рассеянного излучения использовать восприимчивость рассеивающей системы. Расчет восприимчивости при дифракции γ -излучения на ядерной решетке кристалла был выполнен в работах [11, 12]. При магнитном сверхтонком расщеплении ядерных уровней для вероятности возбуждения ядерных переходов и, следовательно, ядерной восприимчивости становятся существенными векторные соотношения между магнитным волновым полем и магнитными моментами возбуждаемых переходов. Введем обозначения μ_M для магнитных моментов ядерных переходов с изменением магнитных квантовых чисел $M = 0, \pm 1$. В выражениях для ядерной восприимчивости появляется поляризационный множитель

$$\mathcal{P}_M^S = (\mathbf{h}_0^S \cdot \mu_M) (\mathbf{h}_1^S \cdot \mu_M)^*,$$

где S принимает значения π или σ (см., например, выражение для ядерной восприимчивости уравнение (7) в [1]).

В рассматриваемой схеме рассеяния направление линейно поляризованного магнитного момента μ_0 определяется единичным вектором $\mathbf{n}_0$: $\mu_0 \propto \mathbf{n}_0$, направленным по магнитному полю на ядре, т.е. по оси Z или в противоположном направлении. Направления магнитных моментов круговой поляризации определяются комплексными векторами $\mu_{\pm 1} \propto \pm (\mathbf{n}_X \mp i\mathbf{n}_Y)$, где $\mathbf{n}_X$ и $\mathbf{n}_Y$ — взаимно ортогональные единичные векторы, направленные вдоль осей X и Y соответственно.

Остановимся на переходе между ближайшими подуровнями основного и возбужденного состояний. Если магнитное поле направлено вдоль оси Z , то это переход $-1/2 \rightarrow -3/2$, а если против оси Z , то это переход $+1/2 \rightarrow +3/2$. Напомним, что указанные переходы возбуждаются только σ -поляризованной компонентой падающего излучения. В первом переходе, опираясь на ориентации векторов $\mathbf{h}_{0,1}^\sigma$ и $\mu_{\mp}$, для поляризационного множителя находим

$$\mathcal{P}_{-1}^\sigma = (\mathbf{h}_0^\sigma \cdot \mu_{-1}) (\mathbf{h}_1^\sigma \cdot \mu_{-1})^* = \exp(i\theta),$$

а во втором переходе —

$$\mathcal{P}_{+1}^\sigma = (\mathbf{h}_0^\sigma \cdot \mu_{+1}) (\mathbf{h}_1^\sigma \cdot \mu_{+1})^* = \exp(-i\theta).$$

Здесь мы обнаруживаем существенное обстоятельство, заключающееся в том, что во вращательном движении рассматриваемых моментов переходов, а значит и в соответствующих волнах испускаемого ядром излучения, появляется дополнительная фаза, определяемая не только углом рассеяния, но и направлением вращения магнитного момента ядерного перехода. Для правой и левой круговой поляризации момента дополнительная фаза имеет противоположные знаки.

Окончательно амплитуда спектральной компоненты рассеянной атомом волны при сверхтонком магнитном расщеплении ядерных уровней описывается следующим выражением, в котором мы учтем также вклад электронного канала рассеяния:

$$H^{(S)}(\omega) = \eta_0 \frac{\Gamma/2\hbar}{\omega_0 - \omega + i\Gamma/2\hbar} \mathcal{P}_M^S + \chi^{(S)}, \quad (3)$$

где $\mathcal{P}_M^\pi = 1$, $\mathcal{P}_M^\sigma = \pm \cos \theta$, а комплексный параметр $\chi^{(S)}$ задает амплитуду и фазу волны, рассеянной электронами.

Особый интерес представляет то, что теперь ядерная часть амплитуды спектральной компоненты приобретает дополнительную фазу, которая оказывается чувствительной к круговой поляризации

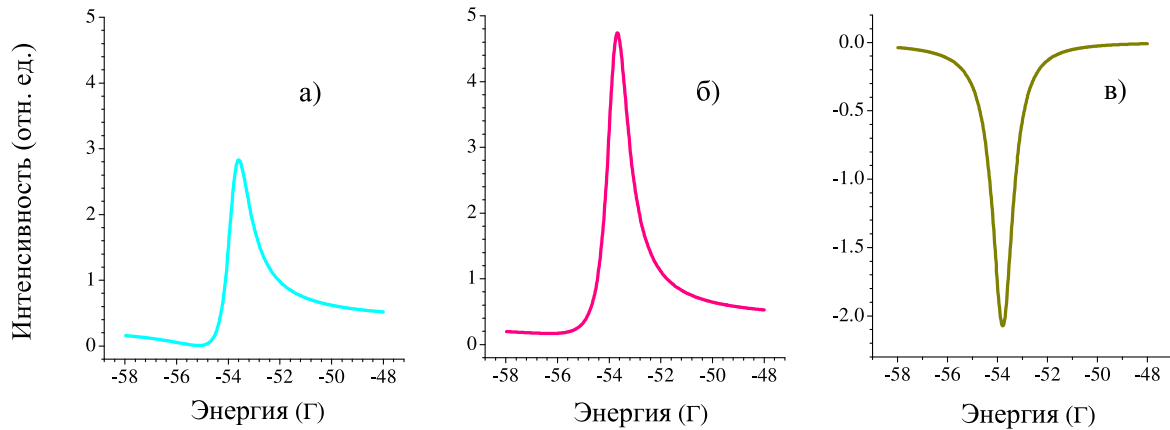


Рис. 2. Резонансные линии в мёссбауэровском спектре рассеяния γ -излучения на ядре ^{57}Fe : а — магнитное поле на ядре направлено вдоль оси Z , переход $-1/2 \rightarrow -3/2$, б — магнитное поле на ядре направлено против оси Z , переход $+1/2 \rightarrow +3/2$, в — разность интенсивностей спектральных линий при переходах с $M = -1$ и $M = +1$

магнитного момента ядерного перехода. Это обстоятельство играет существенную роль в интерференции ядерного и электронного каналов рассеяния и, очевидно, должно находить свое выражение в профиле резонанса Фано.

На рис. 2 показаны результаты расчета формы резонанса Фано в спектре рассеяния излучения в плоскости XY на угол $\theta = 30^\circ$. В расчетах рассматривался ядерный переход минимальной энергии. При ориентации магнитного поля по оси Z это переход $-1/2 \rightarrow -3/2$, а при ориентации поля против оси Z это переход $+1/2 \rightarrow +3/2$. Как указывалось выше, при таких ориентациях поля магнитные моменты ядерных переходов имеют левую и правую круговые поляризации.

На рис. 2 а и 2 б показаны энергетические зависимости интенсивности рассеяния в области ядерного резонанса, расположенного в одной и той же энергетической области, при разных ориентациях магнитного поля на ядре. Как мы ранее убедились, опрокидывание магнитного поля не меняет энергию перехода, но вызывает скачок фазы между волновыми вкладками в ядерном и электронном каналах рассеяния. Изменение относительной фазы между каналами создает новые условия интерференции парциальных волн, рассеянных ядром и электронами. На рисунках хорошо видно, что приобретаемая в ядерном канале фаза приводит к трансформации профиля резонанса Фано. Разность энергетических зависимостей интенсивностей спектральных линий при разной ориентации поля показана на рис. 2 в. Она демонстрирует факт существенного изменения профиля резонанса при опрокидывании магнитно-

го поля в данных условиях. Масштаб изменения, естественно, должен изменяться с углом рассеяния. Далее мы перейдем к описанию экспериментальной части работы.

3. РЕЗОНАНСЫ ФАНО ПРИ ДИФРАКЦИИ МЁССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

Экспериментальные исследования интерференции Фано при когерентном ядерном рассеянии мёссбауэровского излучения были выполнены в лаборатории квантовой нуклеоники НИЦ «Курчатовский институт». Изучались мёссбауэровские спектры дифракции резонансного гамма-излучения в монокристалле кремнистого железа $\text{Fe}+1\%\text{Si}$, обогащенном резонансным изотопом ^{57}Fe до 85 %. Кристалл был выращен в Институте физики академии наук Чехии (Прага).

Для выращивания кристалла использовался метод рекристаллизации с предварительной критической деформацией поликристаллического образца [13]. На первом этапе изготавливался сплав $\text{Fe}+1\%\text{Si}$ и из него выковывался стержень в виде цилиндра диаметром 4 мм. Для получения однородной поликристаллической структуры с зернами малых размеров стержень подвергался многократному быстрому нагреву в окрестности α - γ -перехода для сплава кремнистого железа. К концу стержня приваривалась монокристаллическая головка определенной ориентации. Она служила заправкой для рекристаллизации стержня. Для того чтобы задать необходимое кристаллографическое

направление роста, конец стержня с головкой изгибался по отношению к оси стержня под определенным углом. После критической трехпроцентной деформации стержня на растяжение проводился его отжиг при температуре 700°C в печи с температурным градиентом вдоль оси стержня. В процессе отжига стержень перемещался в осевом направлении со скоростью 3 мм/ч. По окончании процесса рекристаллизации цилиндрический стержень был разрезан электроэрозивным способом вдоль своей оси на два полуцилиндра. После травли разрушенного слоя в объеме полученных образцов были обнаружены крупные кристаллы с выходом на плоскую поверхность кристаллических плоскостей (110).

На рис. 3 показана схема рассеяния, которая была применена в эксперименте. Источник ^{57}Co в матрице хрома активностью ~ 100 мКи устанавливался на электромагнитном вибраторе. При возвратном поступательном пилообразном движении вибратора скорость изменялась по линейному закону в диапазоне ± 10 мм/с, который полностью охватывал мёссбауэровский спектр магнитного расщепления в кристалле железа при комнатной температуре. Гамма-излучение ядер кобальта с энергией 14.41 кэВ отделялось из общего потока с помощью брэгговского отражения (002) от кристалла пиролитического графита. Отфильтрованные кристаллом графита лучи направлялись на кристалл $^{57}\text{Fe}+1\%\text{Si}$.

Расходимость пучка резонансного излучения, отраженного от кристалла графита, составляла ~ 11 мрад, что существенно перекрывало область брэгговского отражения от кристалла $^{57}\text{Fe}+1\%\text{Si}$, которая оценивалась в предварительном эксперименте по дифракции на кристалле рентгеновского излучения $K_{\alpha 1}$ Mo и составляла в отражении (110) ~ 75 мрад. Таким образом, в эксперименте измерялась интегральная по углу интенсивность отражения от кристалла кремнистого железа. Мозаичность кристалла составляла ~ 50 мрад.

Кристалл $^{57}\text{Fe}+1\%\text{Si}$ в форме полуцилиндра был установлен в положение брэгговского отражения от плоскостей (110) (плоскость среза), ось образца, совпадающая с кристаллографическим направлением [001], была ориентирована по нормали к плоскости рассеяния. Отраженное излучение направлялось в сцинтилляционный детектор, использующий в качестве сцинтиллятора кристалл NaI(Tl) с размерами $5 \times 10 \times 0.5$ мм³. Угловая юстировка источника излучения, кристаллов и детектора выполнялась при помощи дифракционного спектрометра ДТС-2, изготовленного в Институте кристаллографии АН СССР.

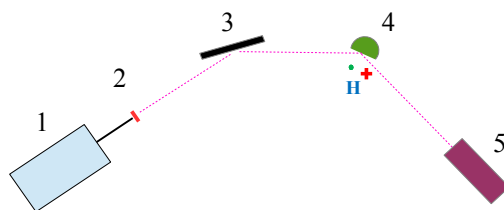


Рис. 3. Схема эксперимента: 1 — электромагнитный вибратор, 2 — мёссбауэровский источник ^{57}Co в матрице хрома, 3 — кристалл пиролитического графита в качестве монохроматора, 4 — кристалл $^{57}\text{Fe}+1\%\text{Si}$, 5 — детектор излучения. Ось Z направлена на читателя перпендикулярно плоскости рассеяния. Кристалл намагничен относительно оси Z либо параллельно — зеленый кружок, либо антипараллельно — красный крестик

Измерялись дифракционные мёссбауэровские спектры при брэгговских отражениях от кристалла железа (110) и (220). Интенсивность отраженного излучения кристаллами графита и железа составляла по всему спектру и всей угловой области дифракции ~ 4 квант/мин с учетом эффективности регистрации. Измерение каждого спектра продолжалось около трех месяцев. В течение этого времени соблюдалась максимально возможная стабильность температуры в помещении дифракционного мёссбауэровского спектрометра.

В каждом из положений кристалла он намагничивался во внешнем поле, ориентированном по нормали к рисунку, в направлениях к наблюдателю или от наблюдателя. Напряженность поля на кристалле составляла ~ 200 Э. Результаты измерений для отражения (220) представлены на левых панелях рис. 4.

На верхней панели показан мёссбауэровский спектр, полученный при отражении гамма-излучения от кристалла (220) с ориентацией северного полюса кристалла в направлении к наблюдателю (рис. 3). Угол рассеяния был равен двойному углу Брэгга и составлял $\sim 35^\circ$. На нижней панели приведен подобный спектр, но снятый уже при ориентации к наблюдателю южного полюса кристаллического полуцилиндра. Изменение намагниченности кристалла проводилось путем переориентации внешнего магнитного поля. Чтобы визуализировать эффект инверсии поля, на центральной панели показана разность спектров, соответствующих противоположным ориентациям намагниченности кристалла. Налицо существенное различие формы спектральных линий, соответствующих ядерным переходам с кру-

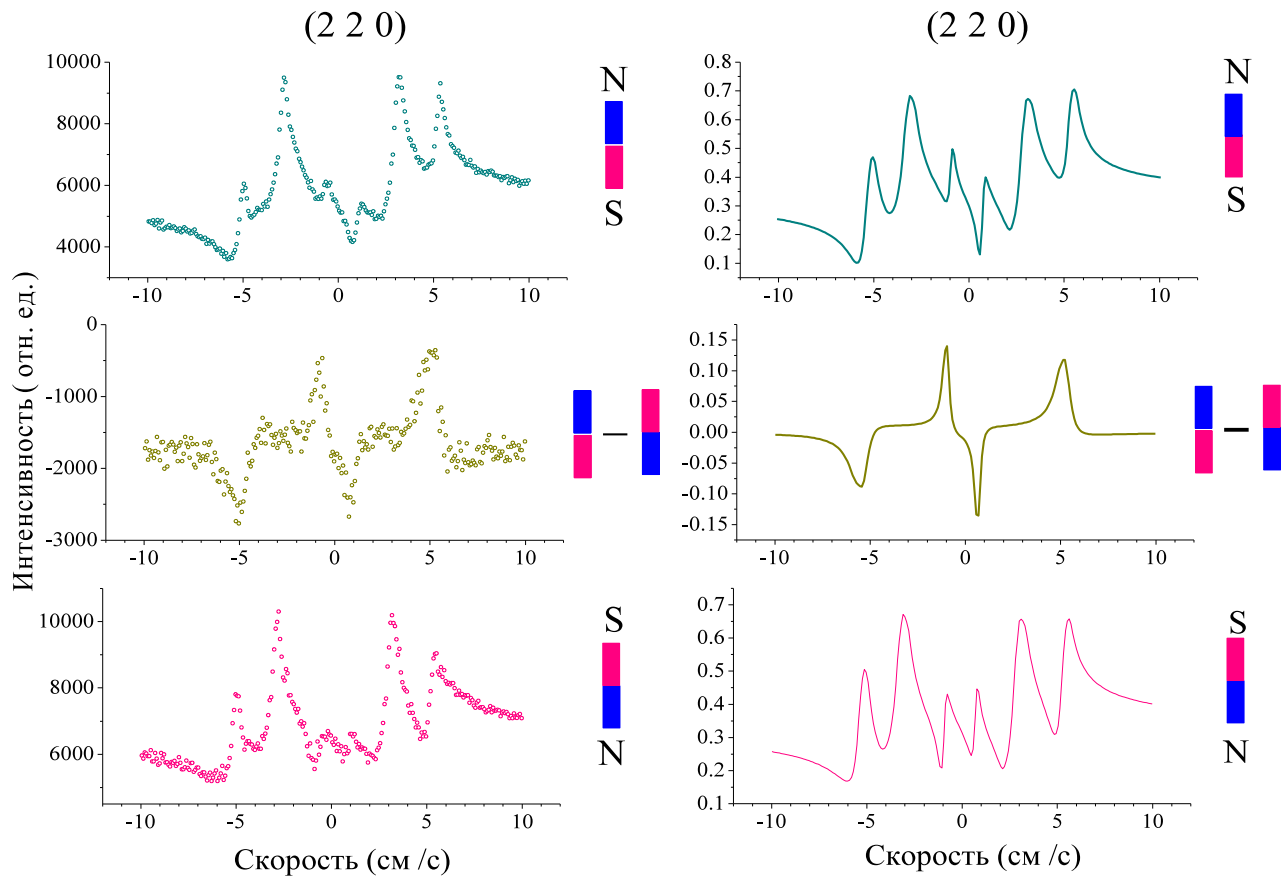


Рис. 4. Мёссбауэровские дифракционные спектры резонансного γ -излучения с энергией 14.41 кэВ при отражении лучей от кристалла железа (220); левые спектры представляют результаты измерений, а правые — результаты расчетов по динамической теории дифракции. Справа от верхних и нижних спектров схематически показано направление намагниченности отражающего кристалла. На центральных панелях представлены разности спектров, полученных при разных намагниченностях кристалла

говой поляризацией магнитных моментов, $M = \pm 1$, и отсутствие такового для переходов с линейной поляризацией магнитных моментов, $M = 0$. Результат эксперимента находится в полном согласии с выводами, полученными при моделировании процесса рассеяния в разд. 2.

Для полноты картины остается провести сравнение экспериментальных данных с мёссбауэровскими дифракционными спектрами, рассчитанными на основе динамической теории дифракции ядерного резонансного γ -излучения. Начиная с 1965 года Каганом и Афанасьевым в серии работ была развита теория, сочетающая в себе квантовую механику и классическую электродинамику [11, 12, 14]. В последующие годы Траммелл и Хэннон разработали вариант теории, базирующийся на квантовой электродинамике (см. обзор и литературу в [15]). Основные положения полуклассической теории и некоторые примеры ее применения даны в работах [1, 16].

Расчеты мёссбауэровских дифракционных спектров проводились с использованием теории Кагана – Афанасьева, которая представляет собой полуклассический вариант динамической теории дифракции ядерного резонансного гамма-излучения. Элементы этой теории в приложении к дифракции в геометрии Брэгга изложены в работе [1]. Там даны детальные выражения для ядерной и электронной восприимчивости кристалла, которые определяют дисперсионные поправки для гамма-излучения в условиях дифракции. В недавней статье [16] даны выражения для отражательной способности кристалла (уравнения (1), (2)) и выражение для мёссбауэровского дифракционного спектра (уравнение (7)). При расчете этого спектра проводилось интегрирование по всей области брэгговского отражения.

Расчитанные мёссбауэровские спектры дифракции при отражении гамма-излучения от монокристалла железа (220) приведены на рис. 4,

правые панели. В расчетах воспроизведены условия описанного выше эксперимента, за исключением того, что рассматривался идеальный монокристалл изотопа железа ^{57}Fe без примеси кремния. Как видно, теоретические спектры замечательным образом отражают все основные черты экспериментальных, включая дисперсионную форму резонансных линий и их трансформацию при обращении намагниченности кристалла. Незначительные отличия в ширине линий и соотношении их интенсивностей могут быть вызваны несколькими причинами: в первую очередь примесью кремния в реальном кристалле, его блочной структурой и нестрогой намагниченностью.

4. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интерференция ядерного резонансного и электронного потенциального рассеяния гамма-лучей в кристаллах, содержащих мёссбауэровские изотопы, существенным образом отражается на профиле ядерных резонансов в мёссбауэровском спектре. В результате электронно-ядерной интерференции резонансные линии приобретают асимметричные формы, характерные для резонансов Фано. Асимметрия линий возникает вследствие изменения относительной фазы на 180° между ядерным и электронным каналами рассеяния в окрестности ядерного резонанса. В дополнение к этому в условиях сверхтонкого магнитного расщепления ядерных уровней сдвиг фаз между каналами рассеяния возникает при возбуждении ядерных переходов с вращающимся магнитным моментом. В этих переходах ядро ведет себя как круговой осциллятор. В ядерном канале рассеяния появляется дополнительный фазовый сдвиг, *зависящий от угла рассеяния и спиральности перехода*. Благодаря наличию этого фазового сдвига интерференция ядерного и электронного рассеяния может быть использована для выявления спиральности переходов в ядерно-резонансном рассеянии.

В работе исследовано брэгговское отражение мёссбауэровского излучения от монокристалла $\text{Fe}+1\%\text{Si}$, обогащенного резонансным изотопом ^{57}Fe до 85 %. Мёссбауэровские спектры отражений ($hh0$) сравнивались для противоположных направлений намагниченности кристалла перпендикулярно плоскости рассеяния. При инвертировании магнитного поля в форме спектральных линий, соответствующих переходам с $M = \pm 1$, наблюдались очевидные изменения, в то время как в случае переходов с $M = 0$ никаких изменений не происходило. Последний результат связан с тем, что этим переходам отвечают линейные колебания ядерного момента та-

кой же поляризации, как и колебания электрического момента в электронном рассеянии.

Наблюдаемая трансформация профилей резонансных линий непосредственно указывает на спиральность ядерных переходов, а качественное различие форм спектральных линий прямо выявляет направления циркуляции магнитных моментов переходов. При повороте системы координат на 180° левополяризованная циркуляция момента превращается в правополяризованную.

Свойства профилей резонансов Фано связаны с фундаментальными свойствами симметрии свободного пространства, в частности вращательной симметрией пространства. Волновая функция гамма-кванта, рассеянного при возбуждении циркулярно поляризованного ядерного перехода, приобретает дополнительную фазу, связанную с углом рассеяния и спиральностью перехода.

Благодарности. Автор благодарен М. В. Гусеву за разработку компьютерного кода.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. V. Smirnov and A. I. Chumakov, Phys. Rev. A **100**, 043830 (2019).
2. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
3. P. J. Black and P. B. Moon, Nature **188**, 481 (1960).
4. P. B. Moon, Proc. R. Soc. A **263**, 309 (1961).
5. P. J. Black, G. Longworth, and D. A. O'Connor, Proc. Phys. Soc. **83**, 925 (1964).
6. S. Bernstein and E. C. Campbell, Phys. Rev. **132**, 1625 (1963).
7. V. K. Voitovetskii, I. L. Korsunskii, A. I. Novikov, and Yu. F. Pazhin, Sov. Phys. JETP **27**, 729 (1968) [В. К. Войтовецкий, И. Л. Корсунский, А. И. Новиков, Ю. Ф. Пажин, ЖЭТФ **54**, 1361 (1968)].
8. A. N. Artem'ev, V. V. Sklyarevskii, G. V. Smirnov, and E. P. Stepanov, JETP Lett. **15**, 226 (1972) [А. Н. Артемьев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, Е. П. Степанов, Письма в ЖЭТФ **15**, 320 (1972)].
9. G. V. Smirnov, Phys. Usp. **67**, 272 (2024) [Г. В. Смирнов, УФН **194**, 291 (2024)].
10. G. V. Smirnov, Hyperfine Interact. **123/124**, 31 (1999)

11. A. M. Afanas'ev and Yu. Kagan, Sov. Phys. JETP **21**, 215 (1965) [А. М. Афанасьев, Ю. Каган, ЖЭТФ **48**, 327 (1965)].
12. Yu. Kagan, A. M. Afanas'ev, and I. P. Perstnev, Sov. Phys. JETP **27**, 819 (1968) [Ю. Каган, А. М. Афанасьев, И. П. Перстнев, ЖЭТФ **54**, 1530 (1968)].
13. S. Kadečková and B. Šesták, Kristall und Technik **2**, 191 (1967).
14. A. M. Afanas'ev and Yu. Kagan, Sov. Phys. JETP **37**, 987 (1973) [А. М. Афанасьев, Ю. Каган, ЖЭТФ **64**, 1958 (1973)].
15. J. P. Hannon and G. T. Trammell, Hyperfine Interact. **123/124**, 127 (1999).
16. G. V. Smirnov, J. Exp. Theor. Phys. **135**, 137 (2022) [Г. В. Смирнов, ЖЭТФ **162**, 165 (2022)].

Determination of the Precession Direction of a Nuclear Transition Magnetic Moment from the Fano Resonance Profile

*G. V. Smirnov**

National Research Center “Kurchatov Institute”
123182, Moscow, Russia

*E-mail: g.smirnov37@mail.ru

Received March 17, 2026

Revised June 29, 2026

Accepted June 30, 2026

Abstract

Mössbauer spectra of the (220) Bragg reflection from a silicon iron single crystal (enriched with the resonant isotope ^{57}Fe up to 85%) were studied; the spectra are distinguished by a pronounced interference of electronic and nuclear resonant scattering. The spectral lines had a dispersive shape characteristic of Fano resonances. The measurements were carried out with the crystal magnetized in two opposite directions perpendicular to the scattering plane. Reorientation of the hyperfine magnetic field was manifestly reflected in the Fano resonance profiles for nuclear transitions with rotational magnetic moments, which correspond to changes of the magnetic quantum numbers $M = \pm 1$, whereas no transformation of the resonance shape was observed for the $M = 0$ transitions. Thus, the possibility of revealing the circular polarization of the moments of nuclear transitions, including the sense of their rotation, was demonstrated directly from the shape of the Fano resonances. The observed dependence of the nuclear resonance profile on the magnetic field direction is a consequence of one of the fundamental properties of space — its rotational symmetry.

Keywords: Mössbauer diffraction, Fano resonance, electron-nuclear interference, hyperfine magnetic splitting, circular polarization of nuclear transitions, transition helicity, coherent nuclear scattering of gamma rays, ^{57}Fe

Acknowledgements. The author is deeply grateful to M. V. Gusev for developing the computer code.

Funding. The study was not sponsored.

Conflict of interest. The author declares that he has no conflict of interest.