

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.166

МЁССБАУЭРОВСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**В. А. Беляков****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	699
2. Мёссбауэровская дифракция гамма-излучения	700
3. Эффекты многократного рассеяния	703
4. Проблема мёссбауэровского источника	705
5. Мёссбауэровская фильтрация синхротронного излучения	706
6. Будущие мёссбауэровские эксперименты с синхротронным излучением	708
7. Заключение	712
Список литературы	713

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1983 г. была опубликована работа ¹ по мёссбауэровским исследованиям с применением синхротронного излучения (СИ), выполненная в СССР на накопителе ВЭПП-3 в Новосибирске (ИЯФ СО АН СССР), а в 1985 г. — аналогичная работа ^{2,3}, выполненная в ФРГ на источнике СИ в Гамбурге (ХАЗИЛЭБ). Эти работы демонстрируют эффективность применения СИ еще в одной перспективной области исследований и являются этапными в ряду мёссбауэровских исследований с применением СИ ³⁻⁵. Суть работ состоит в том, что в них удалось выделить (отфильтровать) из непрерывного спектра СИ чрезвычайно высоко монохроматизированный и узко сколлимированный пучок гамма-излучения достаточно высокой интенсивности. В основе выполненной фильтрации лежит специфика мёссбауэровской дифракции (дифракции излучения при резонансном его рассеянии на ядрах кристалла через мёссбауэровский переход), в результате которой оказывается возможным осуществить пространственное (и энергетическое) выделение излучения, испытывающего когерентное резонансное рассеяние. Монохроматизация пучка $\Delta E/E$ и энергия излучения E определяются соответствующими параметрами использованного в обоих экспериментах мёссбауэровского перехода в Fe^{57} , т. е. энергия 14,4 кэВ и $\Delta E/E \sim 3 \cdot 10^{-13}$. Его коллимация определяется как острой направленностью СИ, так и малой расходимостью пучков излучения, дифрагирующих на совершенных кристаллах. Все это обеспечило, особенно в работе ², рекордную яркость полученного пучка (по сравнению с дифрагировавшими пучками в случае обычных мёссбауэровских источников). В сочетании с импульсной временной структурой полученного пучка, которая наследуется от источника СИ, и с его регулируемыми поляризационными характеристиками подобные высокояркие пучки открывают новые перспективы в экспериментальной гамма-оптике.

Поскольку названные работы как бы венчают на сегодняшнем этапе усилия ряда групп исследователей в различных странах и базируются как на интересных физических эффектах, так и на современной сложной экспе-

риментальной технике, представляется целесообразным до их более подробного обсуждения остановиться на физических идеях, лежащих в основе обсуждаемого направления, и на краткой истории его развития.

2. МЁССБАУЭРОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Вскоре после открытия эффекта Мёссбауэра рядом авторов было обращено внимание на то, что мёссбауэровское излучение, когерентно рассеиваясь на кристаллах, так же, как рентгеновские лучи, испытывает дифракцию (см. ссылки на оригинальные работы в ⁶). Однако существенным отличием дифракции мёссбауэровского излучения от дифракции рентгеновского излучения является то, что наряду с рассеянием на электронах мёссбауэровское излучение испытывает резонансное рассеяние и на ядрах, если в кристалле содержится соответствующий мёссбауэровский изотоп.

Существование ядерного резонансного рассеяния вносит качественное отличие в дифракцию мёссбауэровского излучения (мёссбауэровскую дифракцию) по сравнению с дифракцией рентгеновского излучения, и поэтому ее изучение дает много информации о кристаллах, недоступной рентгеновским методам. В частности, при дифракции на кристаллах, обладающих упорядоченной магнитной структурой ^{7,8} (или на кристаллах со сложной структурой градиентов внутрикристаллических электрических полей (ГЭП) ⁹, или с тем и другим вместе ¹⁰), существуют магнитные (чисто ядерные) дифракционные максимумы, которые формируются только за счет ядерного резонансного рассеяния мёссбауэровского излучения.

Физическая причина существования чисто ядерных дифракционных максимумов в мёссбауэровском рассеянии весьма прозрачна и связана с зависимостью мёссбауэровской когерентной амплитуды рассеяния от магнитного поля и ГЭП, действующих на ядро. В условиях рассеяния на электронах (рэлеевского рассеяния) и резонансного ядерного рассеяния суммарная структурная амплитуда рассеяния гамма-квантов может быть представлена в виде

$$F_{\tau} = F_{\tau}^R + F_{\tau}^N, \quad (1)$$

где τ — вектор обратной решетки кристалла (в общем случае с учетом периодической структуры магнитных и электрических полей в кристалле), F_{τ}^R — хорошо известная рентгеновская структурная амплитуда, а F_{τ}^N — структурная амплитуда, определяемая ядерным резонансным рассеянием. Величина F_{τ}^N резонансным образом зависит от энергии гамма-квантов (см. ⁶) и определяется выражением

$$F_{\tau}^N(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') = \sum_q f^q(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}')_{\text{coh}} \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \mathbf{r}_q], \quad (2)$$

где суммирование ведется в пределах элементарной ячейки кристалла только по мёссбауэровским ядрам, $\mathbf{k}, \mathbf{e}, \mathbf{k}', \mathbf{e}'$ — волновые векторы и векторы поляризации первичного и рассеянного квантов, f_{coh} и \mathbf{r} — когерентная амплитуда рассеяния отдельным ядром и радиус-вектор мёссбауэровского ядра, индекс q нумерует ядра в элементарной ячейке.

Зависимость мёссбауэровской амплитуды рассеяния от магнитного поля и ГЭП приводит к тому, что в структурах, кристаллическая элементарная ячейка которых отличается (размерами или симметрией) от элементарной ячейки магнитной структуры или структуры ГЭП, или того и другого вместе, существуют запрещенные пространственной группой кристалла чисто ядерные дифракционные максимумы (рис. 1). В терминах структурных амплитуд (1) и (2) это означает, что существуют рефлексы, в которых ядерная амплитуда $F_{\tau}^N \neq 0$, а рэлеевская амплитуда $F_{\tau}^R \equiv 0$ по симметричным причинам.

Из сказанного следует, что интенсивность и поляризация излучения, дифрагировавшего в чисто ядерные рефлексы, зависит от деталей структуры ГЭП и магнитных полей в кристалле, в частности, от их ориентации. Например, зависимость интенсивности ядерного рефлекса в антиферромагнетике от ориентации магнитных полей в случае дипольного мёссбауэровского перехода имеет вид ²⁰:

$$I(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{H}) = A \left| \sum_q \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}_q] \right|^2 \times \\ \times (\cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \phi), \quad (3)$$

где θ и θ' — углы, образуемые направлением падающего и рассеянного квантов с антиферромагнитной осью. Множитель A содержит резонансную зависимость от энергии гамма-кванта и зависит от параметров мёссбауэровского перехода, ϕ — разность азимутальных углов векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}' , отсчитываемых вокруг антиферромагнитной оси, суммирование в (3) ведется в элементарной ячейке по ядрам, находящимся в узлах только с одним направлением магнитного поля \mathbf{H} или $-\mathbf{H}$.

Зависимость от ориентации магнитных полей поляризации излучения, рассеянного в ядерный максимум в антиферромагнетике для неполяризованного падающего пучка и мультипольности перехода $M1$, описывается параметрами Стокса, задаваемыми соотношениями (в линейных ортах поляризации, один из которых лежит в плоскости \mathbf{H} , \mathbf{k}' , а другой перпендикулярен ей)

$$\xi_1 = \sin^2 \theta \cos \theta' \sin 2\phi [\cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \phi]^{-1}, \quad \xi_2 = 0, \\ \xi_3 = [\cos^2 \theta' - \cos^2 \theta - \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta') \sin^2 \phi] [\cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \phi]^{-1}. \quad (4)$$

Напомним, что степень поляризации излучения следующим образом выражается через параметры Стокса: $P = (\sum_{i=1}^3 \xi_i^2)^{1/2}$. Поляризационная матрица, определенная (4), действительна. Это означает, что рассеянное излучение оказывается в общем случае частично линейно поляризованным, а ориентация плоскости поляризации рассеянного излучения зависит от ориентации

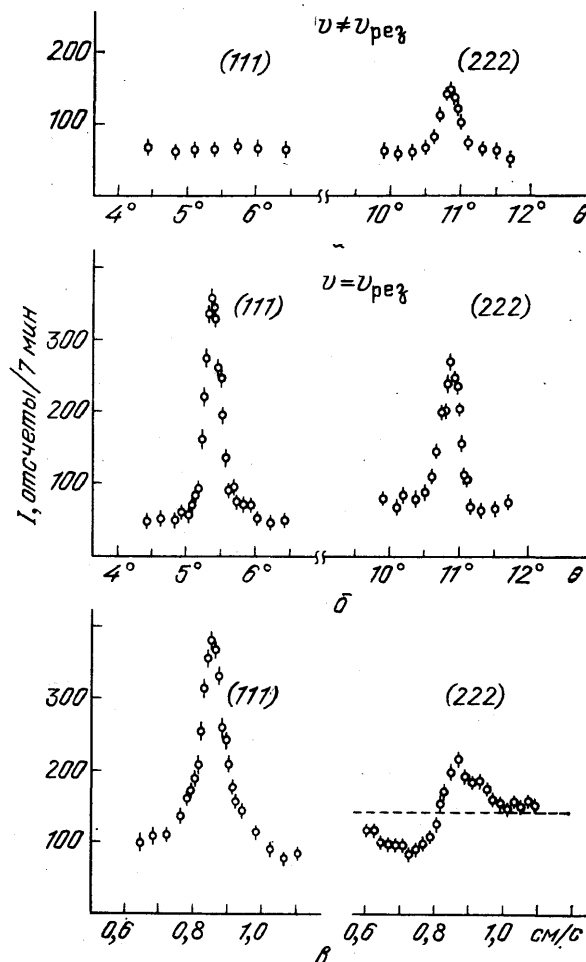


Рис. 1. Магнитный дифракционный максимум в рассеянии на кристалле гематита ²⁰.

Максимум отсутствует, если ядерного рассеяния нет (а); и наблюдается при наличии ядерного резонансного рассеяния (б). На кривых рис. в приведена энергетическая зависимость интенсивности магнитного (111) и кристаллического (222) рефлексов

волновых векторов кванта до и после рассеяния относительно антиферромагнитной оси.

Выражения (3) и (4) получены в кинематическом приближении теории дифракции. Для учета многократного рассеяния мёссбауэровского излучения в кристалле следует пользоваться модифицированными выражениями^{6,12}. Здесь же отметим, что в кристаллических дифракционных максимумах, где представлено рэлеевское и ядерное резонансное рассеяние, очень суще-

ственна и информативна интерференция этих двух видов рассеяния, которая проявляется в энергетической зависимости интенсивности и поляризации рассеянного мёссбауэровского излучения (рис. 2). Поскольку, однако, характер этой интерференции зависит от деталей не только, например, магнитной, но и кристаллической структуры, то она универсальными формулами типа (3), (4) не описывается.

Интересная физика мёссбауэровской дифракции и ее информативность в исследовании кристаллов явились стимулом развития теоретических и экспериментальных работ в этой области, в результате которых было выявлено много интересных как в научном, так и прикладном отношении эффектов и были сформулированы предложения по ее применению. К числу первых предложений относится использование мёссбауэровской дифракции для

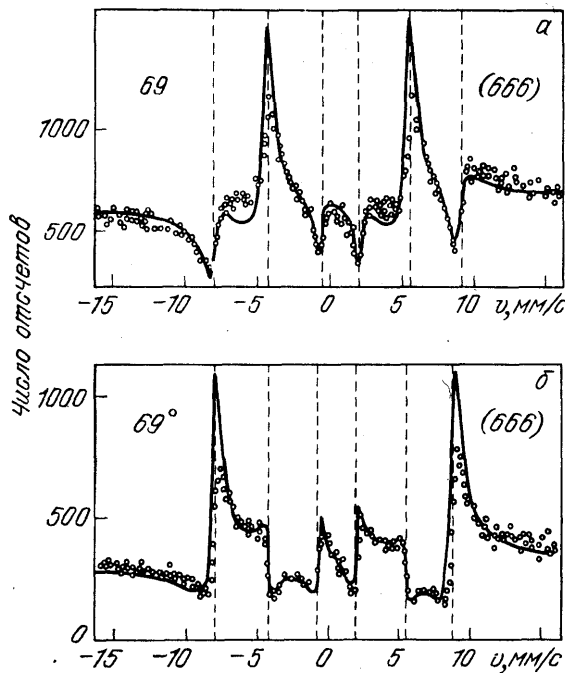


Рис. 2. Проявление интерференции ядерного и рэлеевского рассеяния в кристаллическом дифракционном максимуме и зависимость ее характера от ядерной структурной амплитуды F_{τ}^N . Рефлекс (666) для гематита: а — антиферромагнитная ось перпендикулярна плоскости рассеяния; б — лежит в плоскости рассеяния

определения фазы рентгеновской структурной амплитуды¹³, определение которой в сложных структурах представляет собой чрезвычайно трудную задачу рентгеновского структурного анализа. В основе предложения лежит возможность контролируемого изменения фазы ядерной составляющей структурной амплитуды F_{τ}^N в формуле (1) путем незначительного изменения энергии гамма-излучения, при котором рэлеевская амплитуда F_{τ}^R остается неизменной. Это дает возможность по наблюдаемой интенсивности рефлекса, пропорциональной $|F_{\tau}^R + F_{\tau}^N|^2$ и измеренной при нескольких значениях энергии мёссбауэровского излучения, восстановить фазу рэлеевской амплитуды F_{τ}^R (рис. 3). Другая заманчивая перспектива применений мёссбауэровской дифракции связана с возможностью с ее помощью реализовать метод прямого (дифракционного) определения магнитной структуры кристаллов, а также структуры ГЭП, аналогичный магнитной нейтрографии и основанный на наблюдении ядерных дифракционных максимумов^{7,57}.

Еще одну уникальную возможность приложений дает доступность энергетического анализа дифрагировавшего мёссбауэровского излучения с разрешением порядка 10^{-8} эВ, что позволяет разделить упруго и неупруго рассеянное на кристалле мёссбауэровское излучение с соответствующим уни-

кально высоким энергетическим разрешением^{14,15}. Подобные мёссбауэровские дифракционные эксперименты не требуют наличия в изучаемом образце ядер мёссбауэровского изотопа (в этом случае мёссбауэровские кванты взаимодействуют с кристаллом точно так же, как рентгеновское излучение, так

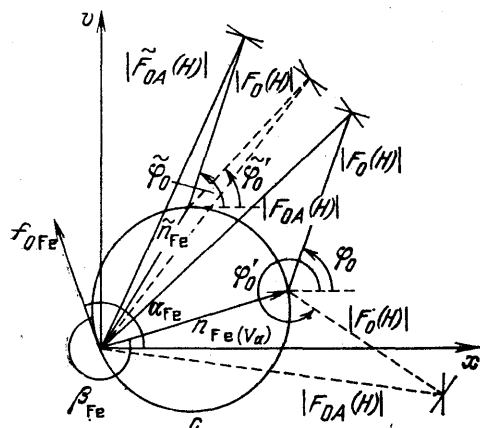


Рис. 3. Принцип определения фазы Φ_0 рентгеновской структурной амплитуды $F_0(H)$.

$F_{0A}(H)$ ($\tilde{F}_{0A}(H)$) — зависящая от энергии гамма-квантов суммарная ядерная и рэлеевская структурная амплитуда, n_{Fe} (\tilde{n}_{Fe}) — амплитуда ядерного резонансного рассеяния

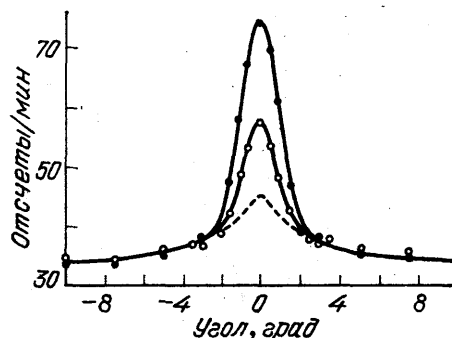


Рис. 4. Угловая зависимость рэлеевского рассеяния мёссбауэровского излучения с энергией 14,4 кэВ от монокристалла кремния вблизи отражения (444) 2θ .

Верхняя кривая — полная интенсивность рассеяния, средняя — результат намерения при наличии резонансного поглотителя перед детектором рассеянного излучения, штриховая — интенсивность неупругого рассеяния гамма-квантов, полученная вычитанием из первых двух

как амплитуда F_{τ}^N в (1) в этих условиях равна нулю), для энергетического же анализа рассеянного излучения используется традиционная техника с применением мёссбауэровского поглотителя (рис. 4). Подобные измерения позволяют изучать низкочастотную динамику и особенно ценны для изучения фазовых переходов и биологических объектов.

3. ЭФФЕКТЫ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Пока что в сказанном выше не предполагалась высокая степень совершенства кристаллического образца, на котором происходит дифракция мёссбауэровского излучения. В кристаллах высокой степени совершенства в мёссбауэровской дифракции проявляются интересные физические эффекты, связанные с многократным рассеянием излучения в кристалле. К числу этих эффектов прежде всего следует отнести эффект Кагана—Афанасьева¹⁶, который состоит в подавлении ядерного поглощения мёссбауэровских гамма-квантов в совершенном кристалле в условиях ядерной дифракции квантов. Этот эффект является аналогом эффекта Бормана, хорошо известного в дифракции рентгеновских лучей, однако проявляет существенные отличия от него, связанные с ядерным механизмом рассеяния в случае мёссбауэровского излучения. В частности, в эффекте Кагана — Афанасьева может проявиться полное подавление поглощения, в то время как в эффекте Бормана подавление поглощения в принципе не может быть полным. Это различие связано с тем, что параметр

$$\Delta = F_{11}F_{22} - F_{12}F_{21}, \quad (5)$$

зануление которого означает возможность полного подавления поглощения, в случае мёссбауэровского излучения может обратиться в нуль, а в случае рентгеновского излучения в нуль не обращается (в (5) F_p — структурная амплитуда рассеяния из направления i в направление p , которая описывает рассеяние без изменения направления волнового вектора $i = p$, а также с его

изменением из \mathbf{k} в \mathbf{k}' или наоборот). Последнее связано с тем, что структурные амплитуды для рентгеновского излучения в качестве множителя содержат фактор Дебая — Валлера $\exp(-|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2 \langle r^2 \rangle / 3)$ (где $\langle r^2 \rangle$ — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атома в кристалле), который для рассеяния вперед строго обращается в единицу, в то время как для рассеяния на угол всегда отличен от единицы, что и препятствует занулению соотношения (5). В случае же

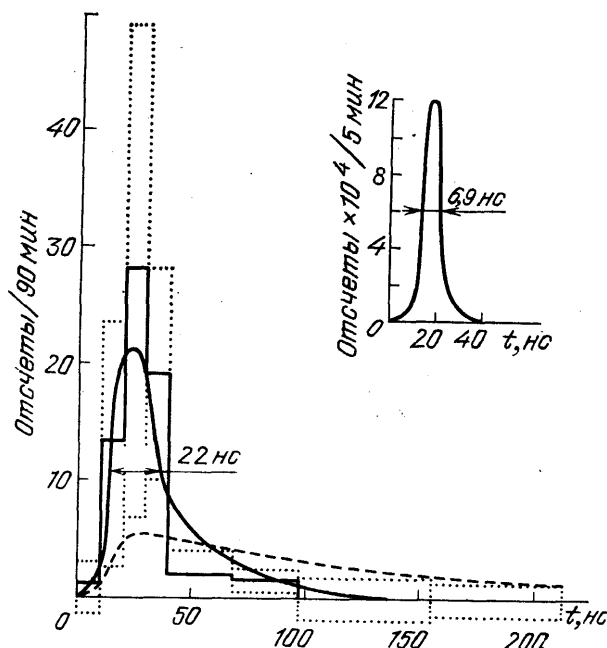


Рис. 5. Временное распределение гамма-квантов, полученных мёссбауэровской фильтрацией СИ на кристалле гематита.

Сплошная кривая — расчет для неэкспоненциального распада¹⁸, штриховая — для распада изолированных ядер Fe^{57} . Точками на гистограмме изображены статистические ошибки измерений. На врезке показан возбуждающий импульс СИ, измеренный по нерезонансному рассеянию излучения

ядерного резонансного рассеяния фактор Дебая — Валлера заменяется произведением двух факторов Лэмба — Мёссбауэра $\exp(-k^2 \langle r^2 \rangle / 3)$, $\exp(-k'^2 \langle r^2 \rangle / 3)$, в результате каждое из слагаемых в (5) содержит одно и то же произведение факторов Лэмба — Мёссбауэра, что не препятствует обращению Δ в нуль. Физическая же причина различия состоит в том, что процесс ядерного резонансного рассеяния медленный по сравнению с колебаниями атомов в кристалле и состоит из акта поглощения кванта ядром и его последующего испускания, а рассеяние рентгеновского излучения процесс быстрый и идет в один этап. В результате резонансный квант «видит» рассеивающие ядра в их равновесных положениях и тепловое движение атомов не расстраивает эффект подавления ядерного поглощения, в то время как рентгенов-

ский квант «видит» при рассеянии мгновенную картину положений атомов в кристалле, которая из-за тепловых движений отличается от идеальной периодической решетки, что и не позволяет реализоваться полному подавлению электронного поглощения. Обзор экспериментальных работ по наблюдению эффекта подавления можно найти в работе¹⁷.

Другой интересный эффект, проявляющийся при мёссбауэровской дифракции на совершенных кристаллах, состоит в образовании коллективного ядерного возбуждения в кристалле, «ядерного экситона». Временные характеристики распада такого экситона и угловые характеристики испускаемого при этом излучения, как показано Каганом, Афанасьевым, Коном¹⁸, радикально отличаются от соответствующих характеристик в распаде изолированного возбужденного ядра. В частности, при точном выполнении условия Брэгга распад образующегося в процессе дифракции ядерного экситона отличается от экспоненциального распада изолированного ядра $\exp(-t/\tau_N)$, где τ_N — время жизни возбужденного уровня отдельного ядра, идет более быстро по закону

$$I(t) \sim \left(\frac{t}{\tau_N}\right)^2 e^{-t/\tau_N}. \quad (6)$$

Экспериментальные исследования этого эффекта проводились в работах^{1,19,55,56} (рис. 5).

4. ПРОБЛЕМА МЁССБАУЭРОВСКОГО ИСТОЧНИКА

Многие из перечисленных в предыдущем разделе направлений исследований мёссбауэровской дифракции находят свое развитие в основном в работах отечественных исследователей, выполняемых с применением традиционных источников мёссбауэровского излучения. Так, первые наблюдения ядерных дифракционных максимумов (магнитных и квадрупольных) были выполнены в группах Складерского^{20,21} в ИАЭ и Кузьмина²² в МГУ. Наблюдения эффекта Кагана — Афанасьева впервые также были проведены в ИАЭ в группах Войтовецкого²³ и Складерского²⁴. Впервые однозначное установление магнитной структуры кристалла методом мёссбауэровской дифракции было выполнено в работах группы Лабушкина²⁵ (рис. 6). Исследования рэлеевского рассеяния мёссбауэровского излучения, пионерами которого были О'Коннор²⁶ и Албанезе¹⁴, также развиваются достаточно активно²⁷, особенно в группе Гольданского, применяющей его в биологических исследованиях²⁸. В группе Смирнова из ИАЭ выполнены исследования по изучению ускорения распада возбужденного ядерного мёссбауэровского уровня в кристалле в условиях дифракции с применением традиционного мёссбауэровского источника¹⁹ (о наблюдении этого эффекта с помощью СИ группой ИАЭ отмечалось выше¹).

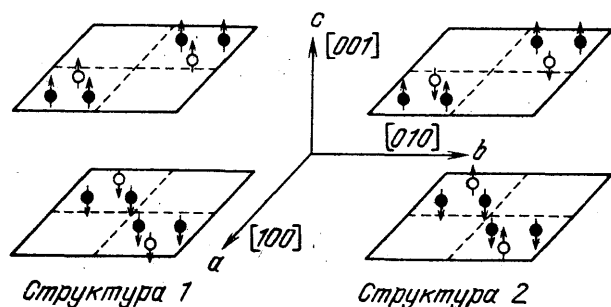


Рис. 6. Однозначное определение магнитной структуры: Fe_2BO_6 , выполненное методом магнитной мёссбауэрографии²⁵ и показавшее, что магнитная структура Fe_2BO_6 описывается структурой 1, структура 2 полностью противоречит результатам измерений (см. рис. 10).

Темные кружки — ионы железа в аппозициях, светлые кружки — в 4с-позициях. Стрелки показывают направление магнитных моментов ионов железа

Большинство из перечисленных работ представляют собой уникальные физические исследования, а широкий размах соответствующих исследований сдерживается техническими проблемами, в основном связанными с низкой активностью и яркостью существующих традиционных источников мёссбауэровского излучения, основанных на явлении радиоактивного распада. Поэтому достаточно давно наряду с попытками увеличить активность традиционных источников мёссбауэровского излучения выдвигались предложения о создании источников направленного испускания гамма-излучения, что при достаточно низкой общей их активности могло обеспечить высокую яркость, для выделенного направления. В частности, обсуждалась возможность выделения узко направленного, высокомонокроматического пучка гамма-квантов из непрерывного спектра излучения от мощных источников рентгеновского излучения путем использования его дифракции в ядерные дифракционные максимумы^{6,29} и за счет когерентного кулоновского возбуждения мёссбауэровских переходов заряженными частицами в кристаллах^{30,31,57}. Однако, как показало время, реальным подобное выделение мёссбауэровских гамма квантов стало только с появлением источников СИ в рентгеновской области спектра.

Еще одна возможность выделения монохроматизированного до уровня мёссбауэровского излучения пучка квантов связана с явлением полного внешнего отражения пучка рентгеновского излучения от материалов, содержащих^{32,33} мёссбауэровский изотоп, была отмечена непосредственно в связи с применением для этой цели СИ. При скользких углах падения излучения: на образцы из таких материалов существует малый интервал углов φ вбли-

зи нулевого угла скольжения $(1 - n_e)^{1/2} < \varphi < (1 - n_r)^{1/2}$ (где n_r и n_e — показатели преломления среды для резонансного мёссбауэровского и рентгеновского излучения в непосредственной близости по энергии к энергии мёссбауэровского перехода), в котором полное внешнее отражение испытывают только кванты, ядерным резонансным образом взаимодействующие с образцом, и поэтому отраженное излучение оказывается высокомонохроматизированным. Вне этого интервала при меньших углах скольжения полное внутреннее отражение испытывают и кванты, взаимодействующие только с электронами, и в этом случае монохроматизации при полном внешнем отражении не происходит. Чтобы избавиться от этого паразитного отражения, авторы работ^{32,33} предложили наносить на слой, содержащий мёссбауэровские ядра, пленку материала с такими диэлектрическими свойствами, которые обеспечивают гашение отражения от слоя нерезонансной части излучения. Выполненные ими детальнее расчеты показывают, что использование нескольких отражений (до четырех) от таких тонких слоев в условиях полного внешнего отражения также предоставляет возможность выделения из непрерывного спектра синхротронного излучения монохроматизированного до уровня мёссбауэровского излучения пучка гамма-квантов.

5. МЁССБАУЭРОВСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При всей идейной простоте выделения из СИ линии с энергетической шириной порядка ширины мёссбауэровского уровня реализация этой идеи является чрезвычайно сложной экспериментальной задачей. А сложность здесь связана с тем, что речь идет о выделении из сплошного спектра СИ линии с энергетической шириной порядка 10^{-8} эВ. Если учесть, что сравнительно просто можно выделить из спектра СИ только линию шириной порядка 1–10 эВ путем применения обычных дифракционных монохроматоров, то станет ясно,

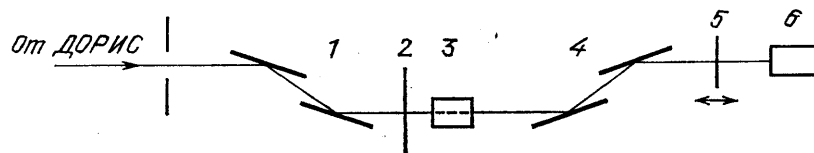


Рис. 7. Схема экспериментальной установки по наблюдению фильтрации СИ в².
1 — предмонохроматор; 2 — щель; 3 — криптоновая ячейка; 4 — ядерный брэгговский монохроматор;
5 — резонансный поглотитель; 6 — германиевый детектор

что дальнейшая монохроматизация с применением эффекта Мёссбауэра должна еще на 8 — 9 порядков сузить энергетическую ширину линии, и при этом очень остро вставала проблема фонового излучения.

Решить проблему фона позволяет другое существенное свойство СИ — его импульсный характер. Типичная длительность «всплеска» СИ порядка 1–0,1 нс при интервалах между импульсами порядка 1 мкс. Такая временная структура СИ позволяет путем применения техники временной задержки при детектировании монохроматизированного излучения существенно освободиться от фонового излучения, не испытывающего резонансного рассеяния на мёссбауэровских ядрах. В основе такого разделения лежит медленность мёссбауэровского рассеяния, время которого порядка времени жизни мёссбауэровского уровня (для Fe⁵⁷ это 10^{-7} с), что гораздо больше времени взаимодействия импульса СИ с образцом по другим каналам.

Теперь обратимся к более подробному изложению результатов по фильтрации СИ¹⁻³ на примере более поздней работы². Работа выполнена на накопительном кольце ДОРИС лаборатории ХАЗИЛЭБ в Гамбурге. Схема эксперимента приведена на рис. 7. Пучок СИ от накопительного кольца предварительно монохроматизировался двумя германиевыми монокристаллами и затем (после коллимационной щели и криптоновой ячейки, использовавшейся

для калибровки энергии излучения) направлялся на ядерный монохроматор. Интенсивность пучка, падавшего на ядерный монохроматор, составляла $(3-6) \cdot 10^{10}$ фотонов в секунду. Для дальнейшей монохроматизации пучка в этом монохроматоре использовался описанный выше принцип выделения мёссбауэровской линии с помощью рассеяния в чисто ядерные (в данном случае магнитные) дифракционные максимумы. В качестве ядерного брэгговского монохроматора использовались две монокристаллические пленки иттриевого феррита граната ИЖГ, обогащенные изотопом Fe^{57} до 88%. Пленки были установлены в положение, обеспечивающее последовательное двукратное чисто ядерное рассеяние пучка, соответствующее сильному ядерному рефлексу (200).

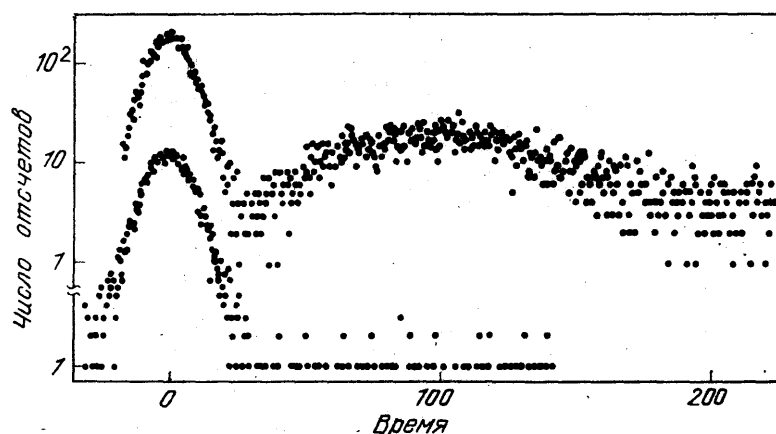


Рис. 8. Временные зависимости интенсивности рассеяния СИ в резонансе (верхняя кривая) и вне резонанса (нижняя кривая). Максимум в области 100 нс не соответствует временным характеристикам некогерентного распада мёссбауэровского уровня (время измеряется в нс)

Детектирование монохроматизированного таким образом излучения осуществлялось германиевым полупроводниковым детектором (с энергетическим разрешением около 1 кэВ), связанным с системой запуска накопительного кольца схемой задержанных совпадений. Спектр задержанных совпадений германиевого детектора представлен на рис. 8, где нижняя кривая соответствует энергии пучка, падающего на ядерный монохроматор, вне мёссбауэровской линии 14,4 кэВ, а верхняя — энергии пучка, центрированной на энергию мёссбауэровской линии 14,4 кэВ. В глаза бросается резкое различие двух кривых. Это различие объясняется тем, что в первом случае (нижняя кривая) присутствует только быстрая компонента рассеяния, связанная с диффузным рассеянием излучения на электронах кристалла. Во втором же случае (верхняя кривая) помимо такого же, как и в первом случае, быстрого рассеяния представлена задержанная компонента, обусловленная ядерным резонансным рассеянием через мёссбауэровский уровень. Авторы не обсуждают деталей временной задержки излучения, испытавшего ядерное рассеяние, однако отмечают, что время задержки отличается от соответствующей задержки в некогерентном распаде отдельного возбужденного мёссбауэровского ядра. В работе также удалось впервые снять мёссбауэровский спектр таким образом монохроматизированного пучка СИ (рис. 9) с помощью мёссбауэровского поглотителя, помещенного перед германиевым детектором. Этот спектр воспроизводит характерные черты известного мёссбауэровского спектра пропускания ИЖГ и согласуется с теоретическими расчетами мёссбауэровской дифракции на ИЖГ.

Результаты работы показывают, что итогом выполненной мёссбауэровской фильтрации СИ является получение пучка мёссбауэровских квантов с

угловой расходимостью менее 70 мрад и интенсивностью 1 квант в секунду. Авторы также отмечают, что в условиях их эксперимента они считают реальным повышение интенсивности монохроматизированного пучка приблизительно в 20 раз, не говоря уже об огромных перспективах повышения интенсивности монохроматизированного пучка при мёссбауэровской фильтрации СИ на строящихся и планируемых специализированных источниках СИ, в частности, в случае применения ондуляторов и виглеров.

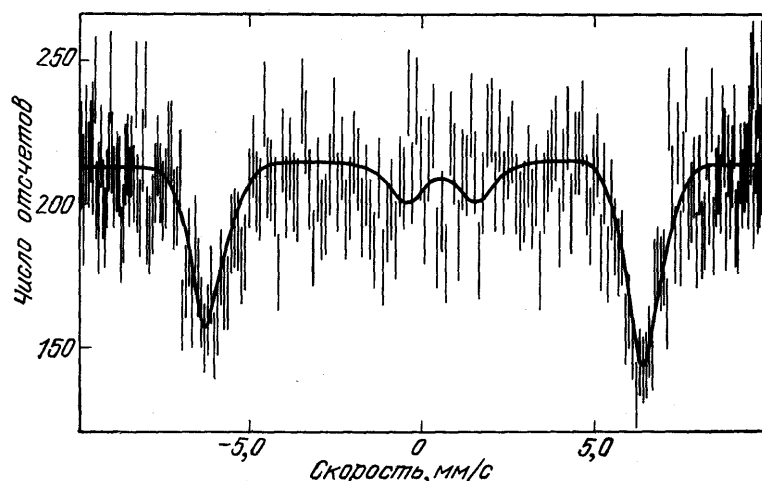


Рис. 9. Мёссбауэровский спектр излучения после рассеяния СИ на двух кристаллах ИЖГ,

Сплошная кривая — спектр, рассчитанный теоретически²

Оптимизм авторов работы² подтверждают результаты самых последних исследований. Так, в работе⁵⁴ по мёссбауэровской фильтрации СИ наблюдались **временные** биения интенсивности отфильтрованного пучка, обусловленные сверхтонким расщеплением мёссбауэровской линии, а в работах с применением СИ⁵⁵ и с традиционным источником⁵⁶ наблюдалось значительное ускорение распада мёссбауэровского уровня в условиях ядерных дифракций.

6. БУДУЩИЕ МЁССБАУЭРОВСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Результаты работы² и оптимистические прогнозы дальнейшего повышения интенсивности пучков, получаемых с помощью мёссбауэровской фильтрации СИ, делают актуальным рассмотрение ближайших новых возможностей, открываемых этим новым методом получения высоко монохроматизированных пучков гамма-квантов. Прежде всего, конечно, надо отметить те широкие перспективы расширения числа изотопов различных химических элементов, на которых станет возможным выполнение мёссбауэровских исследований. Дело в том, что хотя у многих изотопов имеются низко лежащие возбужденные ядерные уровни, в принципе допускающие наблюдение на них эффекта Мёссбауэра, однако далеко не для всех из них удастся создать источник излучения, пригодный для проведения экспериментов. Препятствием здесь оказывается часто отсутствие удобных цепочек радиоактивных распадов, обладающих достаточно продолжительным для проведения экспериментов временем жизни, предпоследним звеном которых является образование нужного ядра в низко лежащем возбужденном состоянии. Метод мёссбауэровской фильтрации СИ снимает эту проблему источника, так как для его реализации достаточно иметь нужный изотоп с подходящим для мёссбауэровских исследований уровнем только в основном состоянии. Например, Руби³⁴ (см. также⁵⁵), высказывая предположение о мёссбауэровской фильтрации СИ, сразу же

предложил этим методом создать источник для проведения мёссбауэровских экспериментов на изотопе K^{40} . Конечно, это только один пример, а число ядер — «кандидатов» на попадание в разряд мёссбауэровских изотопов таким методом вполне сопоставимо с числом изотопов, на которых эффект Мёссбауэра наблюдается в настоящее время.

Другие перспективные направления исследований легко выявляются при анализе ряда экспериментов по мёссбауэровской дифракции, являющихся уникальными и часто выполняемыми на пределе возможностей. Здесь следует назвать работы группы Г. В. Смирнова из ИАЭ¹⁹ по исследованию ускорения распада ядерного уровня при его когерентном возбуждении в условиях дифракции, а также работы этой группы, проводимые совместно с западногерманскими исследователями во главе с Р. Мёссбауэром¹⁷, по исследованию эффекта Кагана — Афанасьева, которые выполняются с применением традиционных источников. В этих работах с применением уникально быстродействующего модулятора мёссбауэровского излучения удалось зафиксировать ускорение ядерного распада ядра в условиях его когерентного возбуждения. Тем не менее, как показывает обсуждение этих результатов и результатов, полученных с применением СИ¹, здесь существует проблема выделения некогерентных причин уширения линии излучения, приводящих к кажущемуся ускорению ядерного распада. Соответствующие исследования, разумеется, наиболее эффективно могут быть выполнены с использованием СИ. Результаты исследования эффекта Кагана — Афанасьева (подавления неупругих каналов ядерных реакций) также непосредственно связаны с проблемой мёссбауэровской фильтрации СИ, так как выявляют условия, наиболее оптимальные для ее реализации, и показывают, что соответствующие эксперименты будут развиваться и с применением СИ.

Широкие и важные в прикладном отношении перспективы открываются в связи с новыми возможностями изучения структуры магнитных полей и ГЭП в кристаллах. В этом вопросе наряду с использованием тех возможностей для расшифровки магнитных и кристаллических структур, которые дают наблюдения чисто ядерных рефлексов, следует иметь также в виду возможности, связанные с очень слабой зависимостью амплитуды рэлеевского неядерного рассеяния СИ от ориентации магнитного атомного момента и от асимметрии пространственного распределения плотности атомных электронов в кристалле и связанной с этим анизотропии рассеяния^{36,37}. Однако, прежде чем переходить к обсуждению неядерного механизма рассеяния, отметим еще одну недавно выявленную особенность ядерного когерентного рассеяния, которая оказывается полезной в магнитных и других структурных исследованиях методом мёссбауэрографии. Речь идет о большой информативности интерференции компонент сверхтонкого расщепления ядерных уровней ядер, находящихся в кристаллографически неэквивалентных позициях в элементарной ячейке, проявляющейся в очень сильной зависимости спектра сверхтонкого расщепления в рассеянии от деталей структуры, в частности магнитной³⁸. Эта зависимость позволила авторам работы²⁵ снять все неоднозначности, относящиеся к магнитной структуре Fe_3BO_6 (рис. 10).

Возвращаясь теперь к другой, не связанной с ядерным рассеянием возможности с помощью СИ прямым, т. е. дифракционным, методом определять магнитную структуру кристаллов, сразу отметим, что по отношению к рентгеновскому излучению она была отмечена достаточно давно³⁶ и, более того, нашла экспериментальное подтверждение в экспериментах с применением в качестве источников излучения рентгеновских трубок^{39,40}. Теперь же с возникновением источников СИ ситуация меняется качественно. Действительно, спиново-зависящая часть амплитуды рассеяния СИ (рентгеновского излучения) оказывается на 3 — 4 порядка меньше ее изотропной составляющей, что определяет чрезвычайно большие экспериментальные трудности в наблюдении магнитного рассеяния и позволяет отнести упоминавшиеся наблюдения магнитных дифракционных максимумов в рассеянии излучения

от рентгеновских трубок к разряду демонстрационных. Несравненно более высокая интенсивность СИ по сравнению с излучением от рентгеновских трубок делает в перспективе исследования магнитной структуры кристаллов с помощью СИ⁴¹ вполне рабочим методом, и они могут оказаться важным

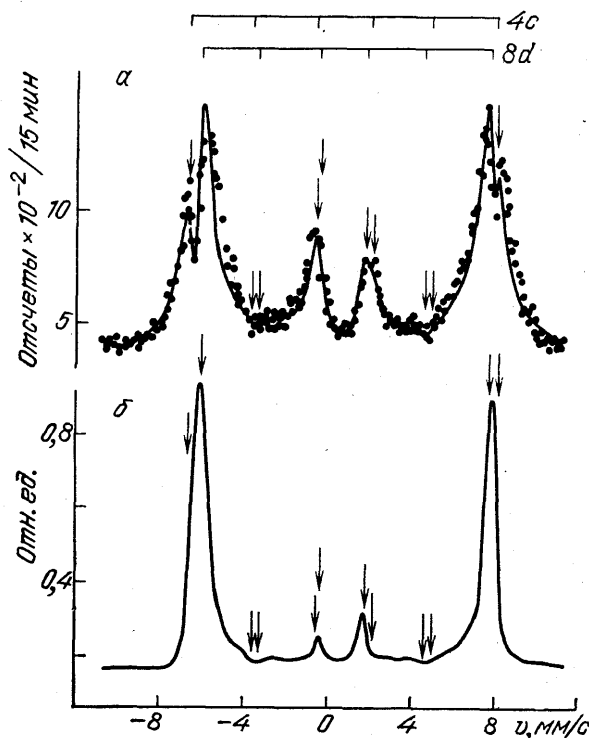


Рис. 10. Экспериментальный и теоретический спектры отражения (700) от кристалла Fe_3BO_6 ²⁵, демонстрирующие интерференцию ядерного рассеяния от ядер железа, занимающих кристаллографически неэквивалентные позиции, и позволившие однозначно определить магнитную структуру Fe_3BO_6 (см. рис. 6).

Результаты расчетов для структур 1 и 2 (см. рис. 6) представлены сплошной кривой рис. а и б соответственно. Положения резонансов ядер железа в 4с- и 8d-позициях указаны стрелками

дополнением к основному методу прямого определения магнитной структуры кристаллов, магнитной нейтронографии^{37,53}. Говоря об исследованиях магнитной структуры (а также структуры ГЭП), следует иметь в виду достоинство СИ, связанное с его непрерывным спектром и высокой степенью поляризации. Последнее важно, так как анизотропия рэлеевского рассеяния сильнее всего проявляется в области линий поглощения в кристалле^{42, 43}, и для максимального эффекта магнитного рассеяния или рассеяния, связанного с асимметрией распределения электронной плотности в кристаллах, целесообразно иметь перестраиваемые по частоте источники излучения. Важно также, что наиболее силен эффект магнитного рассеяния для поляризованного излучения (с большой составляющей, как правило, круговой поляризации), а излучение, рассеянное в магнитные максимумы, также характеризуется поляризацией, отличной от поляризации в кристаллических максимумах. Все сказанное, как видно, подчер-

кивает достоинства и перспективы применения СИ в исследованиях магнитной структуры кристаллов.

Существуют перспективы применения СИ (в технике мёссбауэровской фильтрации) в изучении свойств поверхностей^{44,45} и, в частности, с использованием возможности наблюдения с его помощью неупругих каналов распада мёссбауэровского ядерного уровня. Эти возможности демонстрирует работа⁴⁶, в которой регистрировались электроны внутренней конверсии в условиях мёссбауэровской дифракции и продемонстрирована высокая чувствительность методики к совершенству приповерхностных слоев.

Отметим также возможности выполнения с использованием СИ новых экспериментов по мёссбауэровской дифракции, реализация которых с традиционными источниками мёссбауэровского излучения представляется весьма проблематичной. Так, в работе⁴⁷ теоретически исследовалось когерентное возбуждение с помощью СИ каскада мёссбауэровских гамма-переходов в монокристалле. Оказалось, что по сравнению со случаем когерентного возбуждения первого ядерного уровня, являющимся основным предметом обсуждения настоящей статьи, процесс когерентного возбуждения каскада низ-

ко лежащих ядерных гамма-переходов проявляет интересные особенности и, прежде всего, в угловых характеристиках когерентного испускания гамма-квантов каскада. В работе⁴⁷ исследован случай произвольного числа гамма-переходов в каскаде, однако, поскольку практический интерес представляет случай двух-трех переходов в каскаде, изложим ее результаты на примере каскада из двух мёссбауэровских гамма-переходов. Здесь же отметим, что, по-видимому, экспериментальное наблюдение когерентного возбуждения каскада двух мёссбауэровских гамма-переходов проще всего выполнить на том же изотопе железа Fe^{57} , на котором наблюдалось когерентное возбуждение первого мёссбауэровского уровня^{1,4,5}, так как в этом изотопе имеется еще один низколежащий уровень с энергией 136,4 кэВ, на котором также наблюдается эффект Мёссбауэра. Важно также, что распад этого уровня с подавляющей вероятностью идет через первый мёссбауэровский уровень и сопровождается испусканием гамма-излучения с энергией 122 кэВ.

Таким образом, применительно к изотопу Fe^{57} обсуждаемый процесс когерентного возбуждения каскада означает следующее. Пучок СИ с энергией 136,4 кэВ возбуждает в кристалле второй мёссбауэровский уровень, распад которого через каскад гамма-квантов с энергией 122 и 14,4 кэВ возвращает ядро и кристалл в целом в исходное состояние, что обеспечивает условия когерентности процесса (сложение амплитуд, а не сечений процесса на отдельных ядрах кристалла). В связи с когерентностью обсуждаемого процесса пространственная периодичность кристаллической решетки оказывает существенное влияние на протекание процесса, в частности, на угловое распределение гамма-квантов, которое оказывается отличным от распределения, описываемого хорошо известными угловыми корреляциями гамма-квантов в каскаде, проявляющимися в некогерентном распаде ядер⁴⁸.

Анализ процесса показывает, что кристаллическая решетка вносит дополнительные корреляции только в угловое распределение последнего гамма-кванта каскада (в случае Fe^{57} гамма-квантов с энергией 14,4 кэВ). В кинематическом приближении, т. е. в пренебрежении рассеянием гамма-квантов каскада в кристалле, угловое распределение излучения, когерентно испускаемого во втором переходе каскада, определяется корреляциями $W(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_2)$ между направлениями падения пучка СИ (волнового вектора \mathbf{k}_s) и направлением испускания кванта второй ступени каскада (волновой вектор \mathbf{k}_2):

$$W(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_2) = f' \delta(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_2 - \boldsymbol{\tau}) \int \sigma(E_s) I(E_s) W(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) dE_s d\Omega_{\mathbf{k}_1}, \quad (7)$$

где $\sigma(E_s)$ — зависящее от энергии СИ E_s сечение возбуждения второго уровня, f' — фактор Лэмба — Мёссбауэра для последней ступени каскада, $I(E_s)$ — интенсивность СИ, \mathbf{k}_1 — волновой вектор гамма-кванта в первой ступени каскада, $\mathbf{k}_p = (\mathbf{k}_s / |k_s|) (\omega_2 / c)$, ω_2 — частота кванта второй ступени каскада, c — скорость света, $\boldsymbol{\tau}$ — вектор обратной решетки кристалла, $W(\mathbf{k}_s; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ — известная функция угловых корреляций в некогерентном каскаде гамма-переходов, инициированных квантом СИ, интегрирование в (7) ведется по направлениям испускания первого кванта каскада.

Результативно связь между направлением пучка и направлением испускания излучения в последней ступени каскада определяется соотношением, совершенно аналогичным условию Брэгга в обычной дифракции (т. е. при совпадающих энергиях первичного и рассеянного пучков), которое требует зануления аргумента δ -функции в (7). Существенным отличием, однако, здесь является то, что в это условие входит не волновой вектор фотона с энергией второго мёссбауэровского уровня \mathbf{k}_s , существенно отличающийся по модулю от волнового вектора конечного кванта \mathbf{k}_2 , а величина \mathbf{k}_p . Поэтому геометрические условия Брэгга для когерентного возбуждения каскада оказываются такими же, как для дифракции через первый возбужденный уровень. Следует также отметить, что применение СИ для изучения когерентных ядерных распадов типа рассмотренных выше дает возможность исследовать в них роль

фононных процессов, т. е. ядерных переходов, сопровождаемых испусканием или поглощением фононов кристаллической решетки. Непрерывный спектр СИ позволяет возбуждать такие процессы с интегральной вероятностью $1 - f$, в то время как вероятность возбуждения фононных процессов излучением от обычных мёссбауэровских источников из-за узости мёссбауэровской линии оказывается ничтожно малой.

Обратим внимание еще на одну возможную область приложений мёссбауэровской фильтрации СИ — создание источника-стандарта электромагнитного излучения в области длин волн рентгеновского диапазона. Здесь важным достоинством методики мёссбауэровской фильтрации является то, что соответствующий стандарт оказывается нераспадающимся во времени, в отличие от радиоактивных традиционных источников мёссбауэровского излучения. Источник мёссбауэровского излучения на основе фильтрации СИ мог бы служить стандартом как энергии, так и длины в соответствующих диапазонах, поскольку уникальная для этой области энергий монохроматичность мёссбауэровского излучения позволяет с его помощью воспроизводить как энергию, так и длину волны излучения с относительной погрешностью порядка 10^{-12} (для изотопа Fe^{57}) и в принципе при использовании других изотопов даже с меньшей погрешностью. Здесь же следует обратить внимание на два обстоятельства. С одной стороны, такая высокая точность определения энергии и длины пока что превосходит практические потребности, а с другой стороны, как показывает эксперимент^{1,19}, энергетическая ширина линии, полученной фильтрацией СИ, может превосходить довольно-таки заметно естественную ширину мёссбауэровской линии. Поэтому может возникнуть потребность обеспечения таких условий мёссбауэровской фильтрации СИ, в которых упомянутое уширение линии не проявляется.

Совершенно неожиданно путь сужения мёссбауэровской линии, получаемой фильтрацией СИ, указали эксперименты по мёссбауэровской дифракции с обычным источником, в которых наблюдалась интерференция ядерного резонансного рассеяния на ядрах, занимающих кристаллографически неэквивалентные положения в элементарной ячейке кристалла^{38,49}, а также исследовался фазовый переход из магнитоупорядоченного состояния кристалла в парамагнитное⁵⁰. В частности, помимо ряда особенностей фазового перехода из антиферромагнитного состояния в парамагнитное, выявленных в работе⁵⁰ на примере антиферромагнетика FeVO_3 , в этой же работе в непосредственной близости к температуре Нееля наблюдался магнитный (ядерный) дифракционный максимум, энергетическая ширина нерасщепленной линии рассеяния в котором близка к естественной ширине мёссбауэровского уровня. Авторы работы предлагают использовать обнаруженное ими явление для получения линии с шириной, близкой к естественной, в экспериментах по мёссбауэровской фильтрации СИ.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение следует констатировать, что уже первые эксперименты по мёссбауэровской фильтрации СИ и смежные с ними работы показали, что мёссбауэровская фильтрация СИ открывает новую главу в исследованиях по когерентной гамма- и рентгеновской оптике и предоставляет интересные возможности как для физических исследований, так и для ряда ее приложений в физике твердого тела и ядерной физике твердого тела. В связи с этим несомненно, что наблюдающийся в настоящее время прогресс в совершенствовании источников СИ и масштабов их применения послужит основой для новых интересных работ и открытий в этой новой области исследований.

Автор благодарен Ю. М. Айвазяну, В. Е. Дмитриенко и Е. В. Смирнову за полезные замечания.

ВНИ центр по изучению свойств
поверхности и вакуума (ВНИЦПВ),
Москва

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чечин А. И., Андропова Н. В., Зелепухин М. В., Артемьев А. Н., Степанов Е. П. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 531.
2. Gerdaу E., Rüffer R., Winkler H., Tolksdorf W., Klages C. P., Hannon J. P. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 835.
3. Gerdaу E. et al. // Abstracts of Intern. Conference on the Application of the Mössbauer Effect. — Leuven, Belgium, 1985. — P. Inv. 6.
4. Cohen R. L., Miller G. L., West K. W. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 381.
5. Артемьев А. Н., Кабаник В. А., Казakov Ю. Н., Кулипанов Г. Н., Меleshko V. A., Sklyarevsky V. V., Skrinsky A. N., Степанов Е. Р., Khlestov V. B., Chechin A. I. // Nucl. Instr. and Meth. 1978. V. 152. P. 235.
6. Беляков В. А. // УФН. 1975. Т. 115. С. 553.
7. Беляков В. А., Айвазян Ю. М. // Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 477.
8. Андреева М. А., Кузьмин Р. Н. // ДАН СССР. 1969. Т. 185. С. 1282.
9. Беляков В. А., Айвазян Ю. М. // Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 637.
10. Колпакov A. V., Овчинникова Е. Н., Kuzmin R. N. // Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1979. V. 93. P. 511.
11. Belyakov V. A., Bokun R. Ch. // Acta Cryst. Ser. A. 1975. V. 31. P. 73.
12. Беляков В. А., Смирнов Е. В. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 883.
13. Raghavan R. S. // Proc. Ind. Ac. Sci. 1971. V. 53. P. 265.
14. Albanese G., Deru A. // Riv. Nuovo Cimento. 1979. V. 2. N 9.
15. Champaneу D. C. // Rep. Prog. Phys. 1979. V. 42. P. 1017.
16. Афанасьев А. М., Каган Ю. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 327.
17. Van Bürcк U., Maurus H. J., Smirnov G. V., Mössbauer R. L. // J. Phys. Ser. C. 1984. V. 17. P. 2003.
18. Kagan Yu., Afanas'ev A. M., Kohn V. G. // Phys. Lett. Ser. A. 1978. V. 68. P. 339; J. Phys. Ser. C. 1979. V. 12. P. 615.
19. Смирнов Г. В., Швыдько Ю. В., Реало Э. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 33.
20. Смирнов Г. В., Скляревский В. В., Восканян А. Р., Артемьев А. Н. // Ibidem. 1969. Т. 9. С. 123.
21. Mirzababaeв R. M., Smirnov G. V., Sklyarevsky V. V., Артемьев А. Н., Izrailevko A. N., Bobkov A. N. // Phys. Lett. Ser. A. 1971. V. 37. P. 441.
22. Засимов В. С., Кузьмин Р. Н., Александров А. Ю., Фиров А. И. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 394.
23. Войтовецкий В. К., Корсунский И. Л., Пажин Ю. Ф. // Ibidem. 1968. Т. 8. С. 563.
24. Скляревский В. В., Смирнов Г. В., Артемьев А. Н., Шестак Б., Кадеchkova C. // Ibidem. С. 295.
25. Коваленко П. П., Лабушкин В. Г., Овсепян А. К., Саркисов Э. Р., Смирнов Е. В., Прокопов А. Р., Селезнев В. Н. // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 3068.
26. O'Connor D. A., Butt N. M. // Phys. Lett. 1963. V. 7. P. 233.
27. Золотоябко Э. В., Иолин Е. М. Когерентное рэлеевское рассеяние мёссбауэровского излучения. — Рига: Зинатне, 1986.
28. Суздаев И. П. // Вестн. АН СССР. 1983. № 12. С. 65.
29. Кузьмин Р. Н. // Аппаратура и методы рентгеноструктурного анализа. — М.: Машиностроение, 1972. — Вып. 10. С. 85.
30. Belyakov V. A., Orlov V. P. // Phys. Lett. Ser. A. 1973. V. 44. P. 463.
31. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // Ibidem. 1976. V. 57. P. 183.
32. Hannon J. P., Trammell G. T., Mueller M., Gerdaу E., Winkler H., Rüffer R. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 636.
33. Hannon J. P. et al. // Phys. Rev. Ser. B. 1985. V. 32. P. 5068, 5081.
34. Ruby S. L. // J. de Phys. 1974. Colloq. T. 35. P. C6-209.
35. Козн Р. // Мёссбауэровская спектроскопия / Под ред. У. Гонзера. — М.: Мир, 1983. — С. 102.
36. Platzman R. N., Tzoar N. // Phys. Rev. Ser. B. 1970. V. 2. P. 3556.
37. Жижимов О. Л., Хриплович И. Б. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 547.
38. Коваленко П. П., Лабушкин В. Г., Овсепян А. К., Саркисов Э. Р., Смирнов Е. В., Толпекин И. Г. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 471; ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1336.
39. De Bergevin F., Brunel M. // Phys. Lett. Ser. A. 1972. V. 39. P. 141.
40. Faleyev N. N., Lomov A. A., Labushkin V. G. // Acta Cryst. Ser. A. 1981. V. 37. Suppl. P. C-374.
41. Gibbs D., Moncton D. E., D'Amico K. L., Bohr J., Grier B. H. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 234.
42. Dmitrienko V. E. // Acta Cryst. Ser. A. 1983. V. 39. P. 29, 1984. V. 40. P. 89.
43. Tempelton D. H., Tempelton L. K. // Ibidem. 1985. V. 41. P. 133.

44. Александров П. А., Афанасьев А. М., Мелконян М. К. // ФТТ. 1983. Т. 25. С. 1003.
45. Андреева М. А., Kuzmin R. N. // Sol. State Commun. 1984. V. 49. P. 743.
46. Смирнов Г. В., Чумаков А. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1169, 1810.
47. Беляков В. А., Айвазян Ю. М. // Тезисы международной конференции по применению эффекта Мёссбауэра. — Алма-Ата, 1983, с. 392; Труды VI Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения. — Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1984. — С. 318.
48. Возмущенные угловые корреляции / Под ред. Э. Карлсона, Э. К. Зигбана. — М.: Атомиздат, 1966.
49. Kovalenko P. P., Labushkin V. G., Ovseryan A. K., Sarkisov E. R., Smirnov G. V., Tolprekin I. G. // ³. — P. 12.44.
50. Зелепухин М. В., Смирнов Г. В., Фон Бюрк У. // Тезисы Всесоюзного совещания «Когерентное взаимодействие излучения с веществом». — Ужгород, 1985. — С. 174.
51. Артемьев А. Н., Перстнев И. П., Скляревский В. В., Смирнов Г. В., Степанов Е. П. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 261.
52. Chezzi G., Merlini A., Pace S. // Nuovo Cimento. Ser. B. 1969. V. 64. P. 103.
53. Gibbs D., Moncton D. E., D'Amico K. L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57, No. 8. Pt. IIA. P. 3619.
- Blume M. // Ibidem. P. 3615.
- Platzman P. M. // Ibidem. (in print).
54. Gerdau E., Ruffer R., Hollatz R., Hannon J. P. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1141.
55. Van Burk U., Mössbauer R. L., Gerdau E., Ruffer R., Hollatz R., Smirnov G. V., Hannon J. // Ibidem. P. 1735.
56. Смирнов Г. В., Швыдько Ю. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 431.
57. Беляков В. А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. — М.: Наука, 1987. — Гл. 3.