

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.166.06

ДИФРАКЦИЯ МЁССБАУЭРОВСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА КРИСТАЛЛАХ

В. А. Беляков

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	553
2. Амплитуда когерентного мёссбауэровского рассеяния	557
а) Вводные замечания (557). б) Амплитуда упругого рассеяния (557). в) Изотопическая и спиновая некогерентность (560). г) Когерентная амплитуда в предельных случаях полностью расщепленной и нерасщепленной линий (560).	
3. Кинематическая теория мёссбауэровской дифракции	561
а) Вводные замечания (561). б) Дифракция в случае нерасщепленной мёссбауэровской линии (562). в) Определение фазы структурной амплитуды (563). г) Дифракция на магнитоупорядоченных кристаллах (564). д) Поляризацонные характеристики рассеяния (565). е) Полностью разрешенное зеемановское расщепление мёссбауэровской линии (566). ж) Кристаллы, содержащие мёссбауэровские ядра в узлах с неоднородным электрическим полем (568).	
4. Динамическая теория мёссбауэровской дифракции	569
а) Система динамических уравнений (569). б) Нерасщепленная мёссбауэровская линия (571). в) Эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций (573). г) Брэгговское отражение от кристаллов (575). д) Собственные решения динамической системы в случае сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии (577). е) Решение граничной задачи (579). ж) Дифракционное отражение от толстых кристаллов (581). з) Примеры аналитического решения динамической системы (583). 1) Не зависящая от поляризации амплитуда рассеяния на нулевой угол (583). 2) Случай биквадратного секулярного уравнения (585). 3) Полностью разрешенное зеемановское расщепление мёссбауэровской линии (586).	
5. Результаты экспериментальных исследований	589
а) Интерференция ядерного и рэлеевского рассеяний (589). б) Аномальное прохождение мёссбауэровского излучения через кристаллы (590). в) Дифракция на магнитоупорядоченных кристаллах и кристаллах со сложной структурой градиентов электрического поля (593). г) Определение фазы структурной амплитуды (594). д) Разделение упругого когерентного и теплового диффузного рассеяний (595). е) Проблема мёссбауэровского источника (596).	
6. Заключение	598
Цитированная литература	599

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с чрезвычайно широким применением эффекта Мёссбауэра в самых разнообразных физических исследованиях и приложениях, в настоящее время целесообразно говорить не об эффекте Мёссбауэра вообще, как это делалось в первые годы после открытия эффекта ¹, а о его использовании в какой-то определенной области исследований (см., например, ²). Одной из таких областей, сложившейся в последнее время, является изучение дифракции мёссбауэровского излучения при его резо-

нансном рассеянии на кристаллах. Исследование дифракции мёссбауэровского излучения (мёссбауэровской дифракции) представляет значительный интерес по различным причинам. Во-первых, представляется чрезвычайно заманчивым ее использование в структурных исследованиях. Для метода структурных исследований, основанного на мёссбауэровской дифракции γ -излучения, уже существует специальный термин, мёссбауэрография¹³. Отличия мёссбауэровской дифракции от дифракции рентгеновских лучей, нейтронов, электронов, позволяют, используя ее, получить такую информацию о кристалле, получение которой другими дифракционными методами очень сложно или практически невозможно. Сюда прежде всего относится возможность определения фазы структурной амплитуды. Знание этой фазы необходимо в структурном анализе для однозначной расшифровки структуры соединения. Однако ее определение является чрезвычайно трудной задачей при использовании традиционных дифракционных методов, особенно в случае сложных соединений.

Мёссбауэровский метод определения фазы структурной амплитуды основан на чрезвычайно просто реализуемом способе изменения фазы и амплитуды резонансного рассеяния гамма-кванта на мёссбауэровском ядре путем выведения ядерного рассеяния из условий точного резонанса с помощью эффекта Доплера. При этом амплитуда рэлеевского рассеяния (рассеяния на электронах) остается неизменной. Измерив на эксперименте модуль суммарной рэлеевской и ядерной амплитуды для трех значений доплеровского сдвига энергии, можно, используя известную зависимость от энергии ядерной резонансной амплитуды, вычислить фазу рэлеевской амплитуды.

Мёссбауэровская дифракция позволяет также исследовать магнитную структуру кристалла, и на ее основе может быть создан метод прямого определения магнитной структуры кристаллов, представляющийся полезным дополнением к единственному реализованному в настоящее время методу прямого исследования магнитной структуры, магнитной нейтронографии. Физической причиной возможности исследования магнитной структуры с помощью мёссбауэровской дифракции является зависимость амплитуды мёссбауэровского рассеяния от направления магнитного поля на рассеивающем ядре, которое, как известно, связано с ориентацией атомного магнитного момента. Зависимость мёссбауэровской амплитуды рассеяния от градиента электрического поля на ядре (ГЭП) предоставляет возможность с помощью мёссбауэровской дифракции исследовать структуру градиентов электрического поля в кристалле. Например, установить факт различной ориентации осей тензора ГЭП в эквивалентных узлах элементарной ячейки кристалла.

Другое направление исследований — это изучение коллективного взаимодействия ядер кристалла с γ -излучением. Из-за наличия этого взаимодействия в рассеянии на кристалле при выполнении условия Брэгга резонансное значение энергии γ -кванта и энергетическая ширина резонанса оказываются отличными от энергии и ширины мёссбауэровского уровня изолированного ядра. Проявлением коллективного характера взаимодействия γ -квантов с ядрами является также эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций. Этот эффект проявляется в том, что при падении на совершенный кристалл под брэгговским углом γ -излучение проникает через толщину кристалла, значительно превосходящие толщины того же материала, через которые может проникнуть излучение в случае несовершенных кристаллов или совершенных кристаллов в случае, когда не выполнено брэгговское условие. Это явление представляет собой ядерный аналог хорошо известного в дифракции рентгеновских лучей эффекта Бормана.

Наконец, мёссбауэровская дифракция представляет определенный интерес в теоретическом плане. Это связано с тем, что существующая теория дифракции различных видов излучения на кристаллах, особенно динамическая теория, в основном ограничивается рассмотрением случаев, в которых амплитуда рассеяния на отдельном атоме имеет простейший вид. А именно, в теории используется амплитуда рассеяния на скалярном центре, учитывающая в случае необходимости анизотропию тепловых колебаний решетки посредством фактора Дебая — Валлера. Эксперименты по мёссбауэровской дифракции γ -излучения на кристаллах требуют для их количественного описания развития теории в случае более сложного вида амплитуды рассеяния на отдельном центре.

Таким образом, экспериментальные исследования мёссбауэровской дифракции, с одной стороны, стимулируют детальное развитие теории, учитывающей нескалярность отдельных рассеивающих центров и, с другой стороны, предоставляют возможность экспериментальной проверки выводов этой теории. Отличие этих выводов от соответствующих хорошо известных теоретических результатов для случая скалярных рассеивающих центров в основном касается поляризационных свойств излучения в кристалле и связанных с ними экспериментально наблюдаемых эффектов в дифракционных экспериментах.

Во всем сказанном выше было существенным то, что в кристалле, рассеивающем γ -излучение, имеются мёссбауэровские ядра, на которых происходит резонансное рассеяние γ -квантов. Представляет также интерес случай рассеяния мёссбауэровского излучения на кристаллах, не содержащих мёссбауэровского изотопа. На первый взгляд казалось бы, что в этом случае дифракция γ -излучения происходит совершенно аналогично дифракции рентгеновских лучей и никакой новой информации о кристалле помимо той, что получают с помощью рентгеновских лучей, здесь получить не удастся. Однако применение мёссбауэровского способа детектирования рассеянного излучения позволяет получить информацию, недоступную рентгеновскому методу. Используя исключительно высокое энергетическое разрешение мёссбауэровских детекторов, удается легко разделить упругое и диффузионное рассеяние в области дифракционного максимума. Это позволяет изучать динамику кристаллической решетки, наблюдая, например, изменение с температурой доли упруго рассеянных квантов.

Первые эксперименты по мёссбауэровской дифракции были выполнены Муном, Блэком и их сотрудниками по бирмингемской группе^{3, 4}.

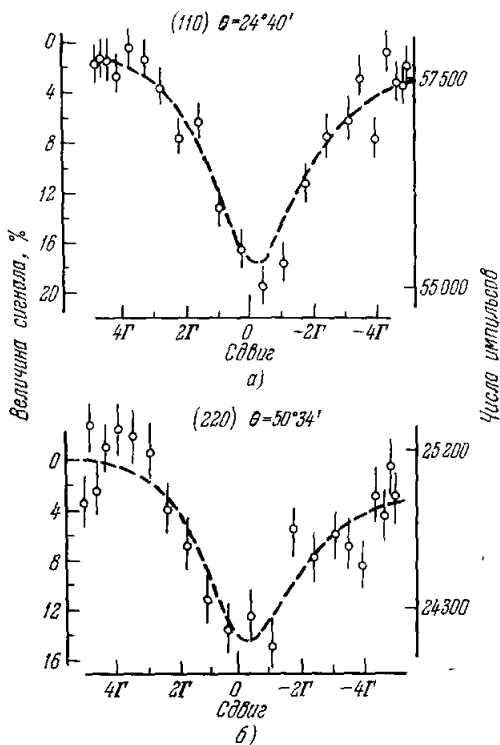


Рис. 1. Энергетическая зависимость интенсивности дифракционных максимумов (110) (а) и (220) (б) для монокристалла железа¹⁶.

Целью первых экспериментов, использовавших поликристаллические рассеиватели, было продемонстрировать когерентность ядерного упругого рассеяния. Вопрос об экспериментальной проверке когерентности ядерного рассеяния был поставлен по следующей причине. Время ядерного резонансного рассеяния, определяемое временем жизни мёсбауэровского уровня, в типичном случае есть 10^{-7} — 10^{-8} сек, т. е. значительно превосходит обратные частоты возбуждений в твердом теле. Поэтому сохранение фазовых соотношений в рассеянии γ -кванта на различных ядрах кристалла при таких больших временах рассеяния представлялось очень интересной, не само собой разумеющейся и заслуживающей экспериментальной проверки возможностью. Когерентность ядерного резонансного рассеяния в опытах Муна, Блэка и сотрудников была экспериментально продемонстрирована на интерференции в дифракционном максимуме рэлеевского и ядерного рассеяния, проявляющейся в асимметричной зависимости интенсивности рассеяния от скорости мёсбауэровского источника (рис. 1).

Теоретически вопрос о когерентности ядерного и рэлеевского рассеяния был рассмотрен Муном⁵, Тцара⁶, Липкиным⁷. Бернштейн и Кэмпбелл исследовали влияние ядерного рассеяния на критическое отражение γ -лучей от обогащенного изотопом Fe^{57} железа⁸.

Вскоре после опубликования первой экспериментальной работы бирмингемской группы³ в ряде теоретических работ⁹⁻¹³ было предложено использовать мёсбауэровское излучение для дифракционных исследований, в том числе для определения фазы структурной амплитуды. Для большинства мёсбауэровских переходов длина волны γ -излучения $\lambda \sim 10^{-8}$ см, т. е. находится в диапазоне, удобном для дифракционных экспериментов. Пока что таким методом не было выполнено экспериментальных определений фазы для соединений с неизвестной структурой, однако в недавних работах Мёсбауэра с сотрудниками^{14, 15} на примере известной структуры была продемонстрирована практическая осуществимость определения фазы структурной амплитуды этим методом.

Первые успешные эксперименты по мёсбауэровской дифракции на монокристаллах¹⁶⁻¹⁹ стимулировали дальнейшее развитие теории²⁰⁻²⁹. В работах Кагана и Афанасьева²²⁻²⁶ была развита динамическая теория мёсбауэровской дифракции и детально исследован эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций, называемый в литературе эффектом Кагана — Афанасьева. Выводу общих уравнений динамической теории посвящены также обстоятельные работы Ханнона и Тремелла^{28, 29}. В работах групп Войтовецкого³⁰⁻³⁵ и Скляревского³⁶⁻³⁹ эффект Кагана — Афанасьева был обнаружен и исследован экспериментально. Обобщение результатов первых исследований мёсбауэровской дифракции и эффекта подавления содержится в работе Кагана и Афанасьева⁴⁰.

Как отмечалось выше, зависимость мёсбауэровской амплитуды от магнитного поля и ГЭП⁴¹⁻⁴⁴ открывает возможность использования мёсбауэровской дифракции в структурных исследованиях, недоступных рентгеновской дифракции и связанных с изучением упорядочения магнитных и электрических полей в кристаллах. В кинематическом приближении соответствующая теория для простейших случаев развита в работах Айвазяна и автора^{42, 45-48}. В частности, отмечено существование в мёсбауэровском рассеянии магнитных⁴⁷ и квадрупольных⁴⁸ дифракционных максимумов, отсутствующих в рэлеевском рассеянии гамма-излучения. В последующих работах той же группы^{49, 50} развита кинематическая теория мёсбауэровской дифракции для всех основных типов магнитного упорядочения в кристаллах. В экспериментальных работах группы Скляревского впервые были наблюдаемы магнитные⁵¹ и квадрупольные⁵²

дифракционные максимумы в мёссбауэровском рассеянии. В работах той же группы^{39, 53} начаты исследования формы линии в ядерном (магнитном) дифракционном максимуме и ее зависимости от порядка отражения и расстройки ядерного рассеяния от условий точного резонанса. Здесь уже получен ряд интересных результатов, не нашедших пока полного теоретического истолкования.

Значительный интерес представляют работы по мёссбауэровской оптике кристаллов⁵⁴⁻⁶². При наличии резонансного взаимодействия γ -квантов с ядрами оптические характеристики кристалла для γ -излучения существенно зависят от этого взаимодействия. В случае сверхтонкого магнитного или квадрупольного расщепления мёссбауэровской линии в кристалле кристалл проявляет двулучепреломление и оптическую активность. Причем относительная величина этих эффектов оказывается значительно большей, чем в случае тех же эффектов для оптического диапазона. Так же, как в обычной оптике, эти явления могут быть использованы для получения информации о магнитной⁵⁶⁻⁶⁰ и кристаллической⁶¹ структуре кристалла. Отсылая интересующиеся оптикой мёссбауэровского излучения к оригинальной литературе⁵⁴⁻⁶², мы ограничимся рассмотрением только вопросов дифракции мёссбауэровского излучения.

2. АМПЛИТУДА КОГЕРЕНТНОГО МЁССБАУЭРОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

а) **В о д н ы е з а м е ч а н и я.** Мёссбауэровское излучение — это гамма-кванты, типичное значение энергии которых лежит в интервале от нескольких единиц до сотни (или несколько более) килоэлектронвольт, а длины волн, соответственно, в интервале от нескольких единиц до десятых долей ангстрема. Это означает, что энергии и длины волн мёссбауэровского излучения как раз находятся в области энергий и длин волн, обычно используемой в дифракции рентгеновских лучей. Почему же, несмотря на то, что рентгеновские и мёссбауэровские кванты — это электромагнитное излучение, находящееся в одном и том же диапазоне длин волн, их рассеяние на кристаллах может иметь совершенно различный качественный характер? Общий ответ на этот вопрос заключается в следующем. Причиной различия является уникально малая энергетическая ширина мёссбауэровского излучения Γ , типичное значение которой есть 10^{-8} эв (напомним, что соответствующая величина для рентгеновского характеристического излучения порядка 1 эв). В связи с этим при дифракции мёссбауэровского излучения на кристаллах наряду с таким же, как для рентгеновских лучей, рассеянием квантов на атомных электронах оказывается очень существенным их резонансное рассеяние на ядрах. Более того, часто ядерное рассеяние для мёссбауэровских квантов имеет определяющее значение, в то время как для рентгеновских лучей оно совершенно несущественно. Отсюда, как следствие, — качественное различие в рассеянии на кристаллах этих двух типов излучения.

б) **А м п л и т у д а у п р у г о г о р а с с е я н и я.** Для количественного описания мёссбауэровской дифракции необходимо подробнее остановиться на особенностях элементарного акта рассеяния резонансных γ -квантов. Поэтому прежде всего рассмотрим амплитуду упругого рассеяния резонансного γ -кванта на отдельном мёссбауэровском атоме кристалла. Амплитуда рассеяния f представляет собой сумму двух, ядерного резонансного f^N и электронного (рэлеевского) f^R , слагаемых:

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') = f^N(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') + f^R(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}'), \quad (2.1)$$

где \mathbf{k} , \mathbf{e} и \mathbf{k}' , \mathbf{e}' — волновой вектор и вектор поляризации γ -кванта до и после рассеяния, соответственно. Амплитуда f^R тождественна амплитуде

рассеяния рентгеновских лучей и имеет хорошо известный вид ⁶³: $f^R(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') = Zr_e e'^* \mathbf{e}$, где Z — число электронов в атоме, а r_e — классический радиус электрона. Как уже отмечалось, с ядерным резонансным рассеянием связана вся специфика мёссбауэровской дифракции, поэтому рассмотрим подробнее амплитуду f^N . В силу большого времени жизни мёссбауэровских уровней (характерное значение этого времени порядка 10^{-7} сек) процесс резонансного упругого рассеяния может быть разделен на два этапа:

1) резонансное поглощение гамма-кванта, переводящее ядро на мёссбауэровский (возбужденный) уровень; 2) испускание без отдачи возбужденным ядром γ -кванта, возвращающее ядро в основное состояние.

Поэтому сечение рассеяния оказывается пропорциональным произведению вероятности поглощения γ -кванта без отдачи на вероятность испускания без отдачи и содержит резонансную зависимость от энергии рассеивающихся γ -квантов E . Поскольку в общем случае ядро в кристалле подвергается действию электрических и магнитных полей и его уровни расщеплены, то в качестве резонансных энергий в рассеянии выступают разности энергий подуровней возбужденного и основного состояний. В соответствии со сказанным, амплитуда резонансного мёссбауэровского рассеяния гамма-кванта через определенный подуровень m основного и m' возбужденного состояний ядра (для конкретности мы будем считать, что на ядро действует магнитное поле \mathbf{H} , а m и m' — это проекции спина основного и возбужденного состояний ядра на направление поля) может быть представлена в виде ⁵⁰

$$f_{mm'}^N = \frac{\pi}{k} \Gamma_{mm'} f(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}') \frac{(\mathbf{e} \mathbf{n}_{mm'}^*(\mathbf{k}) (\mathbf{n}_{mm'}(\mathbf{k}') \mathbf{e}'^*) \sqrt{I^{mm'}(\mathbf{k}) I^{mm'}(\mathbf{k}')})}{E - E_{mm'} + (i\Gamma/2)}, \quad (2.2)$$

где

$$\Gamma_{mm'} = (2j' + 1) \begin{pmatrix} j & L & j' \\ m & M & -m' \end{pmatrix} \Gamma_i$$

— парциальная радиационная ширина перехода с уровня m' на m , Γ , Γ_i — полная и радиационная ширина мёссбауэровского уровня ⁶⁴, L — мультипольность перехода (здесь и везде ниже, где это не вызовет недоразумений, мы будем опускать индекс j, j' , обозначающий спин основного и возбужденного состояний ядра, $I^{mm'}(\mathbf{k})$, $\mathbf{n}_{mm'}(\mathbf{k})$ — нормированная интенсивность ($\int I^{mm'}(\mathbf{k}) d\Omega_{\mathbf{k}} = 1$) и вектор поляризации излучения, испускаемого в направлении \mathbf{k} в переходе $m' \rightarrow m$, $E_{mm'}$ — разность энергии уровней m' и m , $f^2(\mathbf{k})$ — фактор Лэмба — Мёссбауэра для испускания поглощения γ -кванта в направлении \mathbf{k} . Общие формулы для $I^{mm'}(\mathbf{k})$ и $\mathbf{n}_{mm'}(\mathbf{k})$ для ядерных переходов чистой и смешанной мультипольности приведены в работах ^{46, 65, 66}. Здесь мы выйдем выражения для этих величин в случае дипольных и квадрупольных переходов чистой мультипольности,

$$I^M(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi} [e_1^2(M\mathbf{k}) + e_2^2(M\mathbf{k})], \quad (2.3)$$

$$\mathbf{n}_M(\mathbf{k}) = (\chi_2 \cos \alpha_M + i \sin \alpha_M \chi_1) e^{iM\varphi}, \quad (2.4)$$

$$\chi_2 = \frac{|\mathbf{k} \cdot [\mathbf{H}\mathbf{k}]|}{|[\mathbf{H}\mathbf{k}]|}, \quad \chi_1 = \frac{|\mathbf{H}\mathbf{k}|}{|[\mathbf{H}\mathbf{k}]|}, \quad \text{tg } \alpha_M = \frac{e_2(M\mathbf{k})}{e_1(M\mathbf{k})}, \quad (2.5)$$

где $M = m' - m$, θ — угол между \mathbf{k} и \mathbf{H} , φ — азимутальный угол вектора \mathbf{k} , отсчитываемый вокруг \mathbf{H} , (рис. 2), а величины e_1, e_2 приведены в таблице.

Величины $e_i^n = \left| \begin{pmatrix} i & L & i' \\ m & M & -m' \end{pmatrix} \right|^{-1} e_i$ для дипольных
и квадрупольных переходов

$e_i^n (M)$	$E(1)$	$M1$	$E2$	$M2$
$e_1^n(0)$	$-\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta$	0	$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2}} \sin 2\theta$	0
$e_1^n(\pm 1)$	$\mp \frac{\sqrt{3}}{2} \cos \theta$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	$\frac{\sqrt{5}}{2} \cos 2\theta$	$\pm \frac{\sqrt{5}}{2} \cos \theta$
$e_1^n(\pm 2)$			$-\frac{\sqrt{5}}{4} \sin 2\theta$	$\mp \frac{\sqrt{5}}{2} \sin \theta$
$e_2^n(0)$	0	$\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta$	0	$-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2}} \sin 2\theta$
$e_2^n(\pm 1)$	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	$\pm \frac{\sqrt{3}}{2} \cos \theta$	$\mp \frac{\sqrt{5}}{2} \cos \theta$	$-\frac{\sqrt{5}}{2} \cos 2\theta$
$e_2^n(\pm 2)$			$\pm \frac{\sqrt{5}}{2} \sin \theta$	$\frac{\sqrt{5}}{4} \sin 2\theta$

Заметим, что в числителе формулы (2.2) произведение множителей, зависящих от волнового вектора \mathbf{k} , есть величина, пропорциональная матричному элементу поглощения ядром в переходе $m \rightarrow m'$ гамма-кванта с волновым вектором \mathbf{k} и вектором поляризации \mathbf{e} . Аналогичное произведение множителей, зависящих от \mathbf{k}' , пропорционально матричному элементу испускания кванта с вектором поляризации \mathbf{e}' . Формула (2.2) непосредственно описывает резонансное рассеяние, если зеемановское расщепление ядерных уровней значительно превосходит ширину мёссбауэровского уровня Γ . В общем же случае для получения амплитуды резонансного рассеяния для ядра, находящегося в состоянии m , выражение (2.2) следует просуммировать по промежуточным состояниям m' .

Как следует из формулы (2.2), в общем случае при наличии взаимодействия мёссбауэровского ядра с магнитным полем или градиентом электрического поля (ГЭП) явный вид зависимости ядерной амплитуды от угла рассеяния и поляризации кванта может быть весьма сложным. Однако, не вдаваясь пока в детали этой зависимости, из формулы (2.2), например, можно усмотреть, что в случае рассеяния на ядре, помещенном в магнитное поле, амплитуда рассеяния зависит от направления магнитного поля. Это видно уже из того, что входящие в (2.2) интенсивности излучения в зеемановском переходе $I^{mm'}(\mathbf{k})$ зависят от направления поля, например, для дипольного перехода $I^{mm} \sim \sin^2 \theta$. Ниже мы более подробно рассмотрим эту зависимость при зеемановском расщеплении, значительно превосходящем ширину ядерного уровня, когда рассеяние идет через вполне определенный зеемановский уровень возбужденного ядра и ядерную амплитуду дает непосредственно выражение (2.2).

В случае, когда \mathbf{e} , \mathbf{e}' соответствуют циркулярным поляризациям, амплитуду (2.2) удобно выразить через элементы матрицы конечных

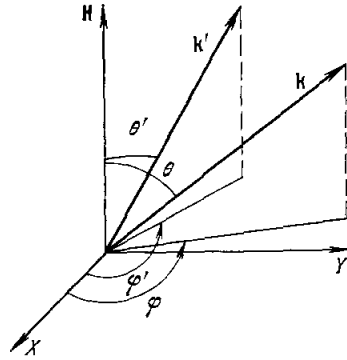


Рис. 2. К определению углов в выражениях для интенсивности и поляризации γ -излучения.

вращений $D_{mm'}^{(l)}$. При этом формула (2.2) примет вид ^{41, 67}

$$f^N(\mathbf{k}, \mu; \mathbf{k}', \mu') = (\mu\mu')^{L-l+1} \begin{pmatrix} j & L & j' \\ m & M & -m' \end{pmatrix}^2 \frac{f(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}') D_{\mu'M}^{(L)}(\mathbf{k}'\mathbf{H}) D_{\mu M}^{*(L)}(\mathbf{k}\mathbf{H}) |\chi(L, l)|^2}{E_\nu - E_{mm'} + (i\Gamma/2)}, \quad (2.6)$$

где $\chi(L, l)$ — приведенный ядерный матричный элемент, а индексы μ, μ' описывают поляризацию первичной и рассеянной волны, принимают два значения, $+1$ и -1 , соответствующие правой и левой циркулярной поляризации. Аналогичным образом может быть получена зависимость амплитуды резонансного рассеяния от ориентации главных осей тензора градиента электрического поля, действующего на ядро ⁴².

в) **И з о т о п и ч е с к а я и с п и н о в а я н е к о г е р е н т н о с т ь.** В формулы, описывающие дифракцию мёсбауэровского излучения, входит не амплитуда (2.1), а когерентная амплитуда, получаемая усреднением величины (2.4) по кристаллу. В ядерном рассеянии существуют две причины, приводящие к некогерентности упругого рассеяния отдельными атомами кристалла: 1) изотопическая некогерентность, 2) спиновая некогерентность.

Изотопическая некогерентность связана с тем, что резонансным образом рассеивает вполне определенный изотоп рассматриваемого элемента и наличие в узле другого изотопа равносильно отсутствию ядерного рассеяния вообще. В связи с этим когерентная амплитуда оказывается пропорциональной p , относительному содержанию мёсбауэровского изотопа.

Спиновая некогерентность связана с зависимостью амплитуды резонансного рассеяния от значения m , проекции спина ядра в основном состоянии. В этом случае когерентная амплитуда получается усреднением выражения для амплитуды упругого рассеяния по m . Таким образом, окончательное выражение для когерентной амплитуды имеет вид

$$f^N(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}')_{\text{coh}} = p \sum_m a_m f_m(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}'), \quad (2.7)$$

где a_m — число заполнения состояния с проекцией ядерного момента m , а f_m определена формулами (2.2). Зависимость a_m от m следует учитывать при наличии поляризации ядерных спинов ⁶⁸, обусловленной охлаждением кристалла до температур, при которых наступает упорядочение ядерных спинов, либо специальными внешними воздействиями на кристалл. В случае отсутствия поляризации ядер, которым мы ниже и ограничимся, числа заполнения не зависят от m , $a_m \equiv (2j + 1)^{-1}$.

г) **К о г е р е н т н а я а м п л и т у д а в п р е д е л ь н ы х с л у ч а я х п о л н о с т ь ю р а с щ е п л е н н о й и н е р а с щ е п л е н н о й л и н и й.** Явный вид зависимости f_{coh}^N от поляризации и угла рассеяния в общем случае оказывается весьма сложным. Эти выражения существенно упрощаются в предельных случаях зеemanовского расщепления, значительно превосходящего ширину мёсбауэровского уровня и полного отсутствия зеemanовского расщепления.

В первом случае для фиксированной энергии γ -кванта в (2.7) оказывается существенным только одно слагаемое, соответствующее резонансному рассеянию через вполне определенный зеemanовский переход с коге-

рентной амплитудой

$$f^N(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}')_{\text{coh}} = \frac{\pi p \Gamma_{mm'} f(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}') (\mathbf{e} n_{mm'}^* (\mathbf{k}) (\mathbf{n}_{mm'} (\mathbf{k}') \mathbf{e}'^*) \sqrt{I(\mathbf{k}) I(\mathbf{k}')}}{k(2j+1) [E_\gamma - E_{mm'} + (i\Gamma/2)]}. \quad (2.8)$$

Во втором случае, используя выражения (2.2), (2.6), в которых теперь энергетический знаменатель не зависит от m, m' , в формуле (2.7) можно провести суммирование в общем виде. Для дипольных переходов, например, формула для когерентной амплитуды принимает вид

$$f^N(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}')_{\text{coh}} = \frac{p(2j'+1)\Gamma_i f(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}')}{4k(2j+1)[E_\gamma - E_0 + (i\Gamma/2)]} \times \begin{cases} (\mathbf{e}\mathbf{e}'^*), \\ k^{-2}[\mathbf{k}\mathbf{e}][\mathbf{k}'\mathbf{e}'^*], \end{cases} \quad (2.9)$$

где верхняя строка в правой части равенства относится к электрическим дипольным, а нижняя к магнитным дипольным переходам. Используя выражения (2.8), (2.9), легко получить представление об относительных величинах сечения когерентного рассеяния, сечения поглощения гамма-квантов и сечения рэлеевского рассеяния. Используя оптическую теорему $\sigma_T = - (4\pi/k) \text{Im} f(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}, \mathbf{e})$, из (2.9) для полного сечения поглощения на одно ядро σ_T найдем

$$\sigma_T = \frac{p(2j'+1)\pi}{(2j+1)} f^2(\mathbf{k}) \frac{\Gamma_i}{2k^2} \left| E_\gamma - E_0 + \frac{i\Gamma}{2} \right|^{-2}. \quad (2.10)$$

Сечение когерентного рассеяния на одно ядро равно:

$$\sigma_{\text{coh}} = \frac{\pi p^2 (2j'+1)^2}{6(2j+1)^2} \frac{f^2(k) f^2(k')}{k^2} \left| \frac{\Gamma_i}{E_\gamma - E_0 + (i\Gamma/2)} \right|^2. \quad (2.11)$$

Радиационная ширина Γ_i связана с Γ соотношением $\Gamma_i = \Gamma(1 + \alpha)^{-1}$, где α — коэффициент внутренней конверсии γ -квантов. Для того чтобы дать представления о соотношениях когерентного ядерного сечения рассеяния, сечения поглощения и сечения рэлеевского рассеяния, приведем численные значения, получающиеся из формул (2.9) — (2.10) для кристалла железа. Дифференциальное сечение когерентного ядерного рассеяния $(d\sigma/d\Omega)_N \sim 3p^2 \cdot 10^3$ барн в точном резонансе. Сечение когерентного рэлеевского рассеяния $(d\sigma/d\Omega)_R$, в отличие от ядерного рассеяния, сильно зависит от угла и равно 40 бн для рассеяния на нулевой угол и ~ 4 бн для рассеяния на угол 60° . Сечение ядерного поглощения в резонансе $\sigma_T \sim p \cdot 10^6$ бн.

Отметим, что в связи с тем, что ядерное рассеяние является процессом медленным по сравнению с обратными частотами возбуждений в кристалле, тепловой фактор в когерентную амплитуду входит в виде произведения двух факторов Лэмба — Мёссбауэра $\exp(-k^2 \langle x^2 \rangle_{\mathbf{k}}) \exp(-k^2 \langle x^2 \rangle_{\mathbf{k}'})$, а не в виде фактора Дебая — Валлера $\exp(-|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| \langle x^2 \rangle_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'})$, как это имеет место для когерентной амплитуды рассеяния рентгеновских лучей ($\langle x^2 \rangle_{\mathbf{k}}$ — средний квадрат тепловых колебаний в направлении \mathbf{k}). Этим объясняется отмеченные выше плавная зависимость от угла рассеяния ядерного когерентного сечения и быстрое спадание с возрастанием угла рассеяния рэлеевского сечения.

3. КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МЁССБАУЭРОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

а) Вводные замечания. Основные качественные особенности мёссбауэровского когерентного рассеяния γ -квантов на кристаллах могут быть описаны в кинематическом приближении теории дифракции. Это приближение справедливо в условиях рассеяния γ -излучения на кристаллах малых размеров, когда интенсивность рассеянного пучка гораздо

меньше интенсивности первичного пучка. С небольшими модификациями это же приближение применимо для описания рассеяния на несовершенных (мозаичных) кристаллах произвольных размеров, при условии, что рассеяние на отдельном кристаллите (блоке) удовлетворяет сформулированному выше требованию. Так же, как в дифракции рентгеновских лучей, основной величиной, определяющей рассеяние в этом случае, является структурная амплитуда F , представляющая собой сумму когерентных амплитуд рассеяния (с учетом фазовых множителей, определяемых положением) всех атомов элементарной ячейки. Спецификой рассеяния мёссбауэровского излучения является то, что структурная амплитуда представляет собой сумму двух слагаемых. Одно из них, связанное с рассеянием квантов на электронах, тождественно совпадает с хорошо известной структурной амплитудой для рентгеновских лучей. Другое — обусловлено ядерным рассеянием и, в отличие от рентгеновской структурной амплитуды, оказывается резонансным образом зависящим от энергии γ -квантов, а также от величины и структуры сверхтонких полей (электрического и магнитного), действующих на мёссбауэровские ядра. В связи с этим сечение рассеяния и поляризация рассеянного излучения зависят как от энергии мёссбауэровских квантов, так и от магнитной и электрической структуры кристалла. Поскольку рентгеновская структурная амплитуда не зависит от энергии (рассматриваются малые изменения энергии квантов вблизи резонансного значения), а величина и фаза ядерной амплитуды существенно зависят от энергии (см. (2.2)), то сечение рассеяния как функция энергии имеет ярко выраженный интерференционный вид и его удобно представлять в виде суммы рэлеевского ядерного и интерференционного слагаемых. Ниже проводится анализ энергетических и поляризационных характеристик мёссбауэровского когерентного рассеяния на парамагнитных и магнитоупорядоченных кристаллах в кинематическом приближении.

б) Дифракция в случае нерасщепленной мёссбауэровской линии. Дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного излучения, отнесенное к одной элементарной ячейке кристалла, дается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} = \frac{(2\pi)^3}{V} |\overline{F_{\boldsymbol{\tau}}}|^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}) = \frac{(2\pi)^3}{V} (\sigma_{\boldsymbol{\tau}}^R + \sigma_{\boldsymbol{\tau}}^N + \sigma_{\boldsymbol{\tau}}^{RN}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}), \quad (3.1a)$$

где V — объем элементарной ячейки, $\boldsymbol{\tau}$ — умноженный на 2π вектор обратной решетки, $|\overline{F_{\boldsymbol{\tau}}}|^2$ — структурная амплитуда, усредненная по поляризациям фотонов. Во второй части соотношения (3.1a) проведено разделение полного сечения рассеяния на рэлеевское σ^R , ядерное σ^N и интерференционное σ^{RN} . Из формулы (3.1a) следует, что дифракционные максимумы в рассеянии на кристалле существуют только при выполнении соотношения

$$\mathbf{k} - \mathbf{k}' = \boldsymbol{\tau} \quad (3.16)$$

— условия Брэгга. Структурная амплитуда $F_{\boldsymbol{\tau}}$ дается формулой

$$\begin{aligned} F_{\boldsymbol{\tau}}(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') &= F_{\boldsymbol{\tau}}^R(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') + F_{\boldsymbol{\tau}}^N(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') = \\ &= \mathbf{e}\mathbf{e}'^* F_{\boldsymbol{\tau}}^R + \sum_q f^q(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}')_{\text{coh}} \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \mathbf{r}_q], \end{aligned} \quad (3.2a)$$

где в последнем слагаемом суммирование ведется только по мёссбауэровским ядрам, $F_{\boldsymbol{\tau}}^R$ — хорошо известная рентгеновская структурная амплитуда. Рассмотрим сначала дифракцию мёссбауэровского излучения на кристалле с нерасщепленной мёссбауэровской линией. Тогда струк-

турную амплитуду удобно записать для векторов ϵ и ϵ' , соответствующих линейным π (лежащей в плоскости рассеяния) и σ (перпендикулярной к плоскости рассеяния) поляризациям. Для этих поляризаций структурная амплитуда может быть представлена в виде

$$F_{\tau} = F_{\tau}^R P^R + F_{\tau}^N P^N, \quad (3.26)$$

где P^R и P^N — рэлеевский и ядерный поляризационные факторы, а F_{τ}^N определено формулой (3.4), если в ней для f_{coh}^N использовать выражение (2.9), опуская множитель, содержащий произведение векторов поляризаций. Вид P^N зависит от мультипольности мёссбауэровского перехода. Например, для перехода $E1$ $P^N = P^R$ ($P^R = \cos 2\theta$ для π -поляризации и $P^R = 1$ для σ -поляризации, где 2θ — угол рассеяния). Для перехода $M1$ $P^N = 1$ для π -поляризации и $P^N = \cos 2\theta$ для σ -поляризации.

Характерной чертой мёссбауэровской дифракции в рассматриваемом случае является интерференция ядерного и рэлеевского рассеяний. Для неполяризованного падающего пучка интенсивность рассеянного излучения в дифракционном максимуме определяется выражением

$$\sigma^R + \sigma^N + \sigma^{RN} = |F_{\tau}^R|^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} + |\overline{F_{\tau}^N P}|^2 + 2 \text{Re} F_{\tau}^N F_{\tau}^{R*} \overline{P^N P^R}, \quad (3.3)$$

где черта над вторым и третьим слагаемым обозначает поляризационное усреднение. Для $E1$ ядерного перехода интерференционный член в (3.3) принимает вид $(1 + \cos^2 2\theta) \text{Re} F_{\tau}^N F_{\tau}^{R*}$, для $M1$ перехода он равен $2 \cos 2\theta \text{Re} F_{\tau}^N F_{\tau}^{R*}$. Ввиду резонансной зависимости величины и фазы ядерной амплитуды рассеяния от энергии γ -кванта, входящей через множитель $[E_{\gamma} - E + (i\Gamma/2)]^{-1}$, и постоянства рэлеевской амплитуды при рассматриваемых изменениях энергии, интенсивность рассеянного излучения как функция E_{γ} имеет ярко выраженный дисперсионный вид. На рис. 1 представлена экспериментальная кривая, на которой видно проявление интерференции ядерного и рэлеевского рассеяний.

в) Определение фазы структурной амплитуды. Зависимость модуля и фазы ядерной амплитуды от энергии в сочетании с возможностью вычисления этих величин для каждого значения энергии γ -кванта позволяют с помощью мёссбауэровской дифракции определить фазу рентгеновской структурной амплитуды F^R . Особый интерес с точки зрения структурных исследований представляет мёссбауэровское определение фазы структурной амплитуды в случае сложных соединений с большим числом атомов в элементарной ячейке, где определение этой фазы традиционными методами чрезвычайно сложно.

Мёссбауэровский способ определения фазы $^{10-12}$ аналогичен известному в рентгеновском структурном анализе методу изоморфного замеще-

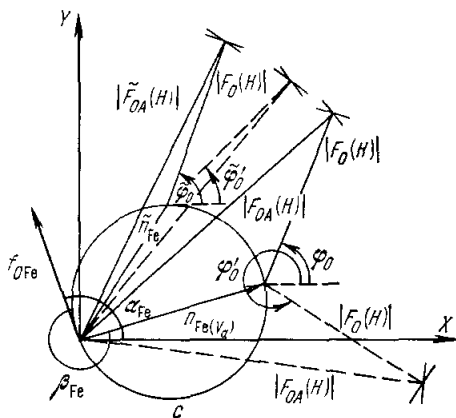


Рис. 3. Принцип определения фазы φ_0 рентгеновской структурной амплитуды $F_0(H)$.

$F_{0A}(H)$ ($\tilde{F}_{0A}(H)$) — суммарная ядерная и рэлеевская амплитуда рассеяния элементарной ячейки, $n_{Fe}(V_a)$ — зависящая от энергии γ -кванта амплитуда ядерного резонансного рассеяния.

ния и аномальной дисперсии⁶⁹ и иллюстрируется рис. 3, взятым из работы¹⁵. Для определения фазы структурной амплитуды достаточно провести измерения интенсивности в дифракционном максимуме в отсутствие ядерного рассеяния (при больших доплеровских сдвигах энергии гамма-квантов) и при двух различных значениях E_γ , для которых амплитуда ядерного рассеяния достаточно велика. Первое измерение дает модуль структурной амплитуды (на рис. 3 это $|F_0(H)|$), последующие два — модуль суммы ядерной и структурной амплитуд (на рисунке это $|F_{0A}(H)|$ и $|\tilde{F}_{0A}(H)|$). Далее, используя рассчитанное значение ядерных амплитуд N_{Fe} и n_{Fe} для соответствующих значений энергии с помощью геометрического построения, представленного на рис. 3, однозначно определяют фазу структурной амплитуды φ_0 .

г) Д и ф ф р а к ц и я н а м а г н и т о у п о р я д о ч е н н ы х
к р и с т а л л а х. Если в магнитоупорядоченном кристалле на мёссбауэровские ядра действуют магнитные поля, то дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного излучения представляется формулой (3.1а), в которой τ — вектор обратной решетки с учетом магнитной структуры кристалла, а остальные обозначения те же, что и выше. В общих чертах дифракционная картина в этом случае аналогична дифракции нейтронов на магнитоупорядоченных кристаллах. Поэтому из данных по мёссбауэровской дифракции, точно так же как в случае магнитной нейтронографии, может быть определена магнитная структура кристалла.

Если возможность определения фазы структурной амплитуды весьма очевидна ввиду того, что с помощью эффекта Доплера легко может быть изменена фаза ядерного рассеяния, то возможность определения магнитной структуры кристалла на первый взгляд представляется совсем не очевидной. Действительно, например, в магнитоупорядоченном кристалле при не слишком низких температурах существует упорядочение атомных спинов, но совершенно не упорядочены ядерные спины (рис. 4).



Рис. 4. Иллюстрация беспорядка ориентации ядерных моментов (маленькие стрелки) в кристалле с упорядоченными атомными моментами (жирные стрелки).

Поэтому кажется странным, как дифракция γ -излучения на системе неупорядоченных ядер может дать информацию о наличии магнитного порядка в кристалле. Другое дело — случай сверхнизких температур, при которых достигается упорядочение ядерных спинов⁶⁸.

Однако на самом деле такая возможность существует, и связана она с малой энергетической шириной мёссбауэровской линии $\Gamma \sim 10^{-8}$ эв, которая приводит к тому, что в рассеянии преимущественно участвуют ядра с определенной ориентацией спина относительно H и когерентная амплитуда оказывается зависящей от H . Например, в случае полного разрешения зеемановского расщепления при совпадении энергии γ -квантов с энергией одного из зеемановских переходов $E_{mm'}$ рассеяние практически идет только через этот переход. Это означает, что в резонансном рассеянии участвуют только ядра с проекцией на направление магнитного поля спина равной m , а ядра с другими значениями проекции спина в рассеянии практически не участвуют. Однако ввиду того, что ядерные спины ориентированы хаотично, в среднем только одно из $2j + 1$ мёссбауэровских ядер принимает участие в рассеянии. Это приводит только к уменьшению когерентной амплитуды в $2j + 1$ раз по сравнению со случаем полного упорядочения ядерных спинов, однако качественно дифракционная картина остается такой же, как и при упорядоченных ядерных спинах.

Строго говоря, мёссбауэровская дифракция дает возможность прямого определения характера упорядочения магнитных полей на мёссбауэровских ядрах. Однако, поскольку характер упорядочения магнитных полей на ядрах определяется упорядочением атомных моментов в кристалле, мы будем говорить о мёссбауэровском определении магнитной

структуры в общепринятом смысле этого слова. Как будет показано ниже, информацию о магнитной структуре кристалла несет не только совокупность наблюдаемых магнитных максимумов и их интенсивность, но также и поляризация излучения в дифракционных максимумах. Из проведенного выше обсуждения мёссбауэровской амплитуды рассеяния следует, что выражение (3.1) описывает как кристаллические дифракционные максимумы, определяемые кристаллической элементарной ячейкой кристалла, так и магнитные максимумы, определяемые магнитной элементарной ячейкой. Следует отметить, что ввиду чрезвычайно слабой зависимости рэлеевской амплитуды рассеяния от ориентации магнитного момента атома ⁷⁰ (ею мы в дальнейшем будем полностью пренебрегать), в магнитные дифракционные максимумы дает вклад практически только ядерное рассеяние и в них отсутствуют эффекты интерференции ядерного и рэлеевского рассеяний. В кристаллические максимумы дает вклад как рэлеевское, так и ядерное рассеяние и поэтому в них в полной мере проявляется интерференция рэлеевского и ядерного рассеяния.

д) Поляризационные характеристики рассеяния. В этом разделе мы приведем общие соотношения, связывающие поляризационные характеристики рассеянного излучения с магнитной структурой кристалла, а также поляризацией, энергией и энергетической шириной линии рассеивающихся гамма-квантов. Для этого выпишем дифференциальное сечение рассеяния поляризованного излучения

$$\frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} = \frac{(2\pi)^3}{V} |F_{\tau}(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}')|^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}), \quad (3.4)$$

где обозначения те же, что и выше. Выражение (3.4), как функция \mathbf{e}' , достигает максимума при некотором значении $\mathbf{e}' \equiv \mathbf{n}'_0$. Вектор $\mathbf{n}'_0(\mathbf{e})$ является вектором поляризации рассеянного излучения, а соответствующее ему сечение

$$\frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{n}'_0)}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} \equiv \frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}}$$

является дифференциальным сечением рассеяния кванта с вектором поляризации \mathbf{e} . Вводя тензор когерентного рассеяния T_{ik} ⁶³ для элементарной ячейки, с которым структурная амплитуда связана соотношением

$$F(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}', \mathbf{e}') = \sum_{i,h} e'_i T_{ih} e_h \equiv \mathbf{e}'^* \hat{T} \mathbf{e}, \quad (3.5)$$

для $\mathbf{n}'_0(\mathbf{e})$ получим следующее выражение:

$$\mathbf{n}'_0(\mathbf{e}) = \hat{T} \mathbf{e} | \hat{T} \mathbf{e} |^{-1}, \quad (3.6)$$

где под $\hat{T} \mathbf{e}$ подразумевается вектор, k -я компонента которого равна $\sum_i T_{ki} e_i$. Явное выражение для вектора \mathbf{n}'_0 мы приведем ниже для некоторых частных случаев. Сечение рассеяния неполяризованного излучения выражается через $d\sigma(\mathbf{k}; \mathbf{k}')$ соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} \frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}_i; \mathbf{k}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}}. \quad (3.7)$$

где суммирование ведется по двум взаимно ортогональным векторам поляризации \mathbf{e}_i . Рассеянное излучение в этом случае оказывается частично поляризованным, а его поляризационная матрица равна

$$\rho = \sum_{i=1,2} \rho(\mathbf{n}'_0(\mathbf{e}_i)) \frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}_i; \mathbf{k}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} \left[\sum_i \frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}_i; \mathbf{k}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} \right]^{-1}. \quad (3.8)$$

В (3.10) $\rho(\mathbf{e})$ — поляризационная матрица плотности фотона с вектором поляризации \mathbf{e} ^{в3}, матричные элементы которой даются формулой

$$\rho_{ik} = e_i e_k^*, \quad (3.9)$$

где e_i — коэффициенты в разложении вектора поляризации по ортам поляризации. Например, из формулы (2.4) $e_1 = i \sin \alpha_M e^{iM\varphi}$, $e_2 = \cos \alpha_M e^{iM\varphi}$.

В случае частично поляризованного излучения со степенью поляризации P сечение рассеяния представляется в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} \right)_P = (1 - P) \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} + P \frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} , \quad (3.10)$$

где \mathbf{e} — вектор поляризации, частично представленной в излучении. Поляризационная матрица плотности рассеянного излучения оказывается равной

$$\begin{aligned} \rho_P = & \left[(1 - P) \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} \rho + P \frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} \rho(\mathbf{n}'_0) \right] \times \\ & \times \left[(1 - P) \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} + P \frac{d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{e}; \mathbf{k}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Приведенные выше формулы для поляризации и сечений относятся к рассеянию монохроматических квантов. Ввиду резонансного характера ядерного рассеяния эти выражения являются резкими функциями энергии γ -кванта E_γ . Для того чтобы учесть конечную ширину линии исходного излучения, выражения (3.8), (3.11) следует проинтегрировать по энергии с весовым множителем $I(E)$, описывающим форму линии исходного излучения.

Например, поляризационная матрица плотности ρ_P при учете конечной ширины линии дается выражением

$$\bar{\rho}_P = \frac{\int I(E) (d\sigma/d\Omega_{\mathbf{k}'})_P \rho_P(E) dE}{\int I(E) (d\sigma/d\Omega_{\mathbf{k}'})_P dE}. \quad (3.12)$$

Здесь в определенные выше величины введен аргумент E , чтобы подчеркнуть их зависимость от энергии. Так как из-за интерференции рэлеевского и ядерного рассеяний в кристаллических максимумах ρ_P является функцией E_γ , из формулы (3.12) следует, что для этих максимумов даже в случае полностью поляризованного падающего излучения рассеянное излучение оказывается поляризованным частично. В ядерных максимумах, где ρ_P не зависит от E_γ , в случае поляризованного падающего излучения ρ соответствует полностью поляризованному рассеянному излучению.

Общая структура сечения рассеяния неполяризованного излучения на магнитоупорядоченном кристалле и его зависимости от энергии, по-прежнему, представима в форме (3.3). Однако в этом случае характер дисперсионных кривых, определяемых третьим слагаемым в (3.3), оказывается зависящим от типа магнитного упорядочения в кристалле, зеемановского перехода, через который в основном идет рассеяние и ориентации магнитных полей на мёсбауэровских ядрах. Это непосредственно следует из соответствующих зависимостей когерентной амплитуды (см. (2.8)).

е) Полностью разрешенное зеемановское расщепление мёсбауэровской линии. Рассмотрим теперь явный вид общих выражений, приведенных выше, на примере некоторых типов магнитного упорядочения в кристаллах. Для простоты будем считать, что зеемановское расщепление в кристалле гораздо больше ширины линии рассеиваемого излучения и ширины мёсбауэровской линии в кристалле, т. е. ядерное рассеяние идет через вполне определенный зееманов-

ский уровень основного и возбужденного состояний ядра. Дифференциальные сечения рассеяния неполяризованных γ -квантов для электрических $E1$ и магнитных $M1$ дипольных ядерных переходов определяются следующими выражениями:

1) Ферромагнетики. В этом случае магнитная элементарная ячейка совпадает с кристаллической и магнитные дифракционные максимумы отсутствуют. Используя формулу (3.1), получаем следующие выражения для ядерного и интерференционного составляющих сечения. Ядерное слагаемое

$$\sigma_f^N = \frac{C^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \Gamma^2 |\tilde{F}_{\tau}^N|^2}{2k^2 (1+M^2)^2 |\Delta E|^2} [1 - (-1)^M \cos^2 \theta] [1 - (-1)^M \cos^2 \theta']. \quad (3.13)$$

Интерференционный член σ^{RN} равен
а) для перехода $E1$

$$\sigma_f^{RN} = \frac{r_e}{k} \frac{C(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \Gamma}{(1+M^2) |\Delta E|^2} \left\{ \left[\frac{1}{4} \sin 2\theta \sin 2\theta' \cos \Phi + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' + \right. \right. \\ \left. \left. + M^2 (\cos^2 \theta + \cos^2 \theta' - \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \Phi) \right] \operatorname{Re} (\Delta E \tilde{F}_{\tau}^{N*} F_{\tau}^R) - \right. \\ \left. - M \left(\frac{1}{4} \sin 2\theta \sin 2\theta' \sin \Phi + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin 2\Phi \right) \operatorname{Im} (\Delta E \tilde{F}_{\tau}^{N*} F_{\tau}^R) \right\}; \quad (3.14a)$$

б) для перехода $M1$

$$\sigma_f^{RN} = \frac{r_e}{k} \frac{C(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \Gamma}{(1+M^2) |\Delta E|^2} [\sin \theta \sin \theta' \cos \Phi \operatorname{Re} (\Delta E \tilde{F}_{\tau}^{N*} F_{\tau}^R) + \\ + 2M^2 \cos \theta \cos \theta' \operatorname{Re} (\Delta E \tilde{F}_{\tau}^{N*} F_{\tau}^R) - M \sin \theta \sin \theta' \sin \Phi \operatorname{Im} (\Delta E \tilde{F}_{\tau}^{N*} F_{\tau}^R)], \quad (3.14b)$$

где

$$C(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{3\rho \Gamma_{mm'} f(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}')}{8\Gamma(2j+1)}, \quad \tilde{F}_{\tau}^N = \sum_q e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_q},$$

причем суммирование ведется в пределах элементарной ячейки только по мессбауэровским ядрам $\Delta E = E_{\gamma} - E_{mm'} + (i\Gamma/2)$, $\Phi = \varphi - \varphi'$ — разность азимутальных углов векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}' (ось Z направлена по магнитному полю; см. рис. 2), а остальные обозначения те же, что и выше.

Формулы (3.16) показывают, что явный вид интерференционного слагаемого зависит от структуры кристалла и различен для различных линий мессбауэровского спектра. Интерференционный член различен также для электрического и магнитного типов дипольного ядерного перехода. Последнее различие связано с тем, что резлеевское рассеяние является электрическим дипольным, поэтому результат его интерференции с ядерным рассеянием оказывается разным для переходов $E1$ и $M1$. Отмеченная зависимость вида интерференционного слагаемого от мультипольности перехода в принципе может быть использовано для определения типа ядерного перехода.

2) Антиферромагнетики. Магнитное поле на ядрах принимает два значения, H и $-H$. В магнитном максимуме в выражении (3.1) отлично от нуля только ядерное слагаемое,

$$\sigma_{af}^N = \frac{M^2 C^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \Gamma^2}{2k^2 |\Delta E|^2} |\tilde{F}_{\mathbf{H}}^N| (\cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \Phi), \quad (3.15)$$

где $\tilde{F}_{\mathbf{H}}^N = \sum_q e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_q}$, а суммирование ведется в пределах элементарной ячейки по ядрам, находящимся в поле \mathbf{H} .

Ядерное слагаемое для кристаллических максимумов равно

$$\sigma_{af}^N = \frac{C^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \Gamma^2}{2k^2 (1+M^2)^2 |\Delta E|^2} \{ [1 - (-1)^M \cos^2 \theta] [1 - (-1)^M \cos^2 \theta'] (|\tilde{F}_{\mathbf{H}}^N|^2 + |\tilde{F}_{-\mathbf{H}}^N|^2) + \\ + 2 \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \operatorname{Re} (\tilde{F}_{\mathbf{H}}^N \tilde{F}_{-\mathbf{H}}^{N*} e^{i2M\Phi}) \}. \quad (3.16)$$

Интерференционное слагаемое для переходов $E1$ и $M1$ дается соответственно выражениями (3.14a) и (3.14b), если в них выражение под знаком Re заменить на $\Delta E F^R (\tilde{F}_{\mathbf{H}}^{N*} + \tilde{F}_{-\mathbf{H}}^{N*})$, а под знаком Im — на $\Delta E F^R (\tilde{F}_{\mathbf{H}}^{N*} - \tilde{F}_{-\mathbf{H}}^{N*})$.

Отметим, что для $M = 0$, как показывает формула (3.15), магнитные максимумы отсутствуют. Этот результат оказывается не зависящим от мультипольности перехода и связан с тем, что в этом случае амплитуда мессбауэровского рассеяния не меняется при замене \mathbf{H} на $-\mathbf{H}$.

Как следует из общего рассмотрения, поляризационные характеристики излучения, рассеянного в дифракционные максимумы, зависят от интерференции ядерного и рэлеевского рассеяний и, в частности, зависят от соотношения соответствующих структурных амплитуд и формы линии мёссбауэровского излучения. Поэтому мы ограничимся тем, что приведем явный вид поляризационной матрицы плотности только для ядерных дифракционных максимумов, для которых рэлеевская структурная амплитуда обращается в нуль, а энергетическое усреднение (3.12) не меняет вида поляризационной матрицы плотности.

Ниже приведены поляризационные характеристики излучения в магнитных максимумах в случае антиферромагнетика. Соответствующая поляризационная матрица плотности, как следует из сделанного выше замечания, одна и та же в пределах всей ширины мёссбауэровской линии. В случае поляризованного первичного излучения с вектором поляризации ϵ для вектора поляризации рассеянного излучения из (2.8), (3.5), (3.6) найдем

$$\mathbf{n}'_0 = \frac{\mathbf{N}}{|\mathbf{N}|}, \quad \mathbf{N} = \mathbf{n}_t(\mathbf{k}')(\mathbf{e}\mathbf{n}_t^*(\mathbf{k})) - \mathbf{n}_t^*(\mathbf{k}')(\mathbf{e}\mathbf{n}_t(\mathbf{k})). \quad (3.17)$$

Для неполяризованного падающего излучения поляризационная матрица определяется формулой (3.8) и для переходов $M1$ в ортах, задаваемых формулой (2.5) (для направления \mathbf{k}'), имеет следующие параметры Стокса:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \rho_{12} + \rho_{21} = \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin 2\Phi}{\cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \Phi}, \\ \xi_2 &= i(\rho_{12} - \rho_{21}) = 0, \\ \xi_3 &= \rho_{11} - \rho_{22} = \frac{\cos^2 \theta' - \cos^2 \theta - \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta') \sin^2 \Phi}{\cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \Phi}. \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

Степень поляризации рассеянного излучения есть $P = \sum_{i=1}^3 \xi_i^2$.

Для получения соответствующих выражений в случае перехода $E1$ достаточно изменить знаки ξ_1 и ξ_2 . Матрица плотности (3.18) действительна. Физически это означает, что в рассеянном излучении частично представлена линейная поляризация. Соответствующий вектор поляризации составляет с ортом χ'_1 угол ϵ , определяемый из соотношения $\epsilon = (1/2) \arctg(\xi_1/\xi_3) + (\pi/4)(1 - \text{sign } \xi_1)$. При $\xi_1 = 0$ матрица плотности диагональна в используемых ортах и рассеянное излучение частично поляризовано вдоль одного из них (при $\xi_3 > 0$ — вдоль χ'_1 , а при $\xi_3 < 0$ — вдоль χ'_2); при $\xi_1 = \xi_3 = 0$ излучение неполяризовано. В частности, излучение поляризовано вдоль одного из ортов χ'_1, χ'_2 , если магнитное поле лежит в плоскости рассеяния или перпендикулярно ей. В первом случае степень поляризации равна $P = |\cos^2 \theta - \cos^2 \theta'| \times (\cos^2 \theta + \cos^2 \theta')^{-1}$, а во втором — излучение полностью поляризовано.

Следует отметить, что в рассматриваемом случае поляризационная матрица плотности излучения, рассеянного в магнитные максимумы на антиферромагнетике, не зависит от кристаллической структуры и определяется только магнитной структурой кристалла. Поэтому по поляризационной матрице плотности (3.20), измеренной в магнитном максимуме, можно однозначно определить ориентацию антиферромагнитной оси в кристалле. Поляризация излучения в кристаллических максимумах зависит как от магнитной, так и от кристаллической структуры антиферромагнетика. Поэтому поляризационные измерения могут быть использованы для получения информации о структуре кристалла⁷¹. Учет поглощения^{72, 73}, а также результаты аналогичного рассмотрения дифракции на более сложных магнитных структурах и поликристаллах и конкретных соединениях приведены в работах^{40, 50, 74}.

ж) Кристаллы, содержащие мёссбауэровские ядра в узлах с неоднородным электрическим полем. В случае дифракции на кристаллах, содержащих мёссбауэровские ядра в узлах с неоднородным электрическим полем, в связи с зависимостью когерентной ядерной амплитуды от ГЭП интенсивность дифракционных максимумов и поляризация излучения в них содержит информацию о ГЭП и может быть использована в структурных исследованиях⁴². Особо полезной такая информация может оказаться при исследовании фазовых переходов, сопровождаемых малыми искажениями элементарной ячейки кристалла, которые затруднительно детектировать традиционными дифракционными методами, например, в случае сегнетоэлектрических

переходов. Не останавливаясь здесь на детальном описании этого случая ⁴², ограничимся только рассмотрением дифракции на кристаллах, для которых существуют квадрупольные дифракционные максимумы, отсутствующие в рассеянии излучений других типов ⁴⁸. Подобно тому как зависимость амплитуды рассеяния от магнитного поля приводит к существованию магнитных дифракционных максимумов, следствием зависимости мёссбауэровской амплитуды рассеяния от ориентации главных осей тензора ГЭП оказывается существование в мёссбауэровском рассеянии квадрупольных дифракционных максимумов, запрещенных пространственной группой кристалла. Квадрупольные дифракционные максимумы существуют для кристаллов, в которых на мёссбауэровские ядра, находящиеся в кристаллографически эквивалентных положениях, действуют ГЭП, отличающиеся пространственной ориентацией главных осей. Зависимость мёссбауэровской амплитуды от ориентации осей тензора ГЭП делает мёссбауэровские ядра, находящиеся в эквивалентных кристаллографических положениях, неэквивалентными в рассеянии (рис. 5), что и приводит к возникновению дифракционных максимумов, запрещенных пространственной группой кристалла. Для структурной амплитуды (3.3) это означает, что существуют такие векторы обратной решетки τ , для которых $F_{\tau}^N \neq 0$, а $F_{\tau}^R \equiv 0$ по симметричным причинам. В качестве примера подобных структур приведем натриевый нитропруssid, на котором впервые экспериментально наблюдались квадрупольные максимумы ⁵².

Отметим, что аналогичная рассмотренной выше неэквивалентность в рассеянии атомов, находящихся в эквивалентных кристаллографических положениях, может быть обусловлена анизотропией тепловых колебаний решетки. В этом случае существуют «динамические дифракционные максимумы», запрещенные пространственной группой кристалла ^{52, 75}.

4. ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МЁССБАУЭРОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

а) Система динамических уравнений. В предыдущем разделе рассмотрение мёссбауэровской дифракции проводилось в кинематическом приближении. Это приближение для количественного описания применимо к тонким кристаллам с толщиной $L < V/\sigma_{\text{coh}}$, где σ_{coh} определяется формулой (2.11), а V — объем элементарной ячейки кристалла. Это означает, что, например, в случае 14,4 кэв перехода в Fe^{57} при 100% содержании в кристалле мёссбауэровского изотопа в точном резонансе $L \sim 10^{-4}$ см. При удалении от точного резонанса и понижении концентрации мёссбауэровского изотопа L растет как

$$p^{-2} \left| \frac{E - E_0}{\Gamma} + \frac{i}{2} \right|^2;$$

при естественном содержании мёссбауэровского изотопа ($p = 0,025$) в точном резонансе L оказывается порядка 10^{-2} см.

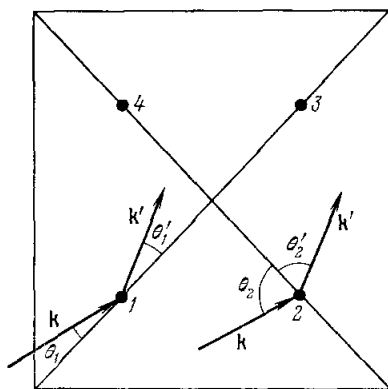


Рис. 5. Схематическая иллюстрация неэквивалентности в рассеянии ядер, занимающих кристаллографически эквивалентные узлы 1, 2 (3, 4).

Главная ось тензора ГЭП, совпадающая с диагональю элементарной ячейки, в узлах 1, 2 (3, 4) ориентирована по-разному, вследствие чего для этих узлов различны амплитуды ядерного резонансного рассеяния.

В общем случае для количественного описания дифракционной картины следует учитывать многократное рассеяние и ослабление пучка γ -квантов по мере распространения его в кристалле. Учет названных выше факторов осуществляется динамической теорией дифракции. Динамическая теория не только количественно описывает дифракцию на совершенных толстых кристаллах, но и приводит к ряду качественно новых результатов, отсутствующих в кинематическом приближении. К их числу относятся эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций при распространении γ -квантов в кристалле в случае выполнения условия Брэгга (эффект Кагана — Афанасьева), осциляция с толщиной интенсивности γ -квантов, прошедших через кристалл (Pendelung) и т. д. Эти эффекты имеют прямые аналоги в дифракции рентгеновских лучей, однако в связи со спецификой взаимодействия мёсбауэровских γ -квантов с ядрами их проявление в мёсбауэровской дифракции имеет существенные особенности. Так, например, эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций оказывается не зависящим от температуры кристалла, в то время как соответствующий рентгеновский аналог, аномальное пропускание рентгеновских лучей (эффект Бормана) имеет сильную температурную зависимость.

Уравнение динамической теории мёсбауэровской дифракции можно получить как из классического^{22, 27}, так и из квантового рассмотрения^{25, 28}. Ниже мы приведем классический вывод этих уравнений, отсылая интересующихся квантовым выводом к цитированным источникам.

Уравнения Максвелла, описывающие распространение γ -квантов в кристалле, запишем в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (4.1)$$

считая магнитную проницаемость $\mu = 1$. Далее, используя связь между индукцией и напряженностью электрического поля, записанную в форме $\partial \mathbf{D} / \partial t = \partial \mathbf{E} / \partial t + 4\pi \mathbf{j}$, где \mathbf{j} — плотность тока, индуцированного полями \mathbf{E} и \mathbf{H} , для фурье-компонент \mathbf{E} и \mathbf{j} приходим к уравнению

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}(\mathbf{kE}(\mathbf{k}, \omega)) = i \frac{4\pi}{c^2} \omega \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega). \quad (4.2)$$

В связи с периодичностью среды, гармонику тока $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)$ индуцирует не только гармоника поля $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$, но дают вклад также гармоники поля с волновыми векторами \mathbf{k}_τ , отличающимися от \mathbf{k} на любой вектор обратной решетки кристалла τ . Поэтому, выразив $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)$ через $\mathbf{E}(\mathbf{k}_\tau, \omega)$, мы получим из (4.2) бесконечную систему линейных уравнений для амплитуд $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{E}(\mathbf{k}_\tau, \omega)$, где $\mathbf{k}_\tau = \mathbf{k} + \tau$. Как известно, амплитуда $\mathbf{E}(\mathbf{k}_\tau, \omega)$ оказывается одного порядка с $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$, если $|\mathbf{k}_\tau| \cong |\mathbf{k}|$; в противном случае она оказывается малой. Далее мы будем считать, что условие $|\mathbf{k}_\tau| \cong |\mathbf{k}|$ выполняется для единственного вектора \mathbf{k}_τ и поэтому уравнения (4.2) приближенно могут быть сведены к системе уравнений только для двух амплитуд. Это приближение называется двухволновым и широко используется в динамической теории дифракции рентгеновских лучей⁷⁶. Таким образом, ограничиваясь двумя фурье-компонентами $\mathbf{E}_{\mathbf{k}_1}$ и $\mathbf{E}_{\mathbf{k}_2}$, где $\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + \tau$, и используя малость непоперечности электромагнитной волны в кристалле, приходим к следующей системе двух векторных уравнений относительно $\mathbf{E}_{\mathbf{k}_1}$ и $\mathbf{E}_{\mathbf{k}_2}$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_1^2}{\kappa^2} - 1\right) \mathbf{E}_{\mathbf{k}_1} &= \hat{F}_{11} \mathbf{E}_{\mathbf{k}_1} + \hat{F}_{12} \mathbf{E}_{\mathbf{k}_2}, \\ \left(\frac{k_2^2}{\kappa^2} - 1\right) \mathbf{E}_{\mathbf{k}_2} &= \hat{F}_{21} \mathbf{E}_{\mathbf{k}_1} + \hat{F}_{22} \mathbf{E}_{\mathbf{k}_2}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

В выражениях (4.3) $\omega/c = \kappa$ — волновой вектор гамма-кванта в вакууме, а \hat{F} — векторный оператор, элементы которого $F_{sp}^{\mu'\mu}$ описывают когерентное рассеяние на элементарной ячейке γ -кванта с волновым вектором \mathbf{k}_p и поляризацией μ в квант с волновым вектором \mathbf{k}_s и поляризацией μ' . Явный вид оператора F мы обсудим ниже. Четыре решения однородной системы двух векторных уравнений (4.3) определяют четыре собственные конфигурации поля в кристалле вблизи условия Брэгга, т. е. \mathbf{n} , \mathbf{n}' — векторы собственных поляризаций волн $E_1 \equiv E_{\mathbf{k}_1}$, $E_2 \equiv E_{\mathbf{k}_2}$, их волновые векторы $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + \tau$, а также отношение амплитуд E_1 и E_2 . Общее решение уравнений Максвелла в кристалле $\vec{E}(\mathbf{r}, t)$ представляется суперпозицией собственных решений:

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_p C_p [n_p E_1^p \exp(i\mathbf{k}_1^p \mathbf{r}) + n'_p E_2^p \exp(i\mathbf{k}_2^p \mathbf{r})] \exp(-i\omega t), \quad (4.4)$$

где C_p — коэффициенты разложения поля в кристалле по собственным решениям, индекс p — принимает значения от 1 до 4 и нумерует собственные решения. Коэффициенты C_p в формуле (4.4) и значения волновых векторов k_i^p , возбуждаемых в кристалле волн, находятся с помощью граничных условий.

Отличие системы (4.3) от соответствующих уравнений динамической теории дифракции рентгеновских лучей заключается в виде оператора \hat{F} . А именно, для мёссбауэровской дифракции к выражению для \hat{F} в рентгеновском случае⁷⁶, описывающему рассеяние фотонов на электронах, следует добавить слагаемое, связанное с ядерным рассеянием. Таким образом, в (4.3) оператор $\hat{F} = \hat{F}^R + \hat{F}^N$, где \hat{F}^R и \hat{F}^N — его части, связанные с рэлеевским и ядерным резонансным рассеянием, соответственно. Ядерная составляющая \hat{F}^N определяется когерентной амплитудой ядерного рассеяния^{22, 29, 46} и связана с введенным и использовавшимся выше (3.5) тензором когерентного рассеяния элементарной ячейки соотношением

$$F_{sp}^{\mu'\mu} = \frac{4\pi}{V k^2} T_{\mu'\mu}^{sp}, \quad (4.5)$$

где p, s отмечают направления распространения падающего и рассеянного квантов, а μ и μ' — соответствующие им поляризационные индексы.

Начнем анализ системы динамических уравнений в простейшем предположении о виде тензора \hat{T} , которое реализуется в случае нерасщепленной мёссбауэровской линии.

б) Н е р а с щ е п л е н н а я м ё с с б а у э р о в с к а я л и н и я.
В этом случае в поляризационных ортах π, σ оператор $F_{sp}^{\mu'\mu}$ диагонален по спиновым индексам μ, μ' и с помощью формул (3.3), (4.5) может быть представлен в виде

$$\hat{F}^N = \frac{4\pi}{V k^2} \begin{pmatrix} F_0^N & P^N F_\tau^N \\ P^N F_{-\tau}^N & F_0^N \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

где F_τ^N — ядерная структурная амплитуда, определенная формулой (3.4).

Явный вид поляризационного множителя P^N для дипольных ядерных переходов следует из (2.9) и приведен в пояснениях к формуле (3.4).

В рассматриваемом случае решения системы (4.3) совершенно аналогичны соответствующим решениям для рентгеновских лучей. А именно, собственными поляризациями являются π и σ поляризации и система векторных уравнений распадается на две несвязанные системы скалярных

уравнений, определяющих \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 и E_1/E_2 для σ - и π -поляризации:

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_1^2}{\kappa^2} - 1\right) E_1 &= F_{11}E_1 + F_{12}^\mu E_2, \\ \left(\frac{k_2^2}{\kappa^2} - 1\right) E_2 &= F_{21}^\mu E_1 + F_{22}E_2, \end{aligned} \quad (4.7)$$

где индекс μ принимает два значения, соответствующие σ - и π -поляризации, а F_{ik}^μ представляют собой сумму рэлеевского ⁷⁶ и ядерного (4.6) слагаемых.

Условие разрешимости системы (4.7) (равенство нулю ее определителя) для каждого собственного решения определяет свою область значений \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 совместимых с условием Брэгга (3.2) и удовлетворяющих уравнениям Максвелла. Эти области в k -пространстве образуют, по числу собственных решений, четыре так называемые дисперсионные поверхности ^{76,114}. Каждой точке дисперсионной поверхности соответствует свое значение E_2/E_1 . В рассматриваемом случае каждой поляризации σ и π соответствуют два собственных решения системы (4.7), т. е. две дисперсионные поверхности. Таким образом, в отличие от кинематического приближения в динамической теории вторично дифрагировавшая волна существует не при единственном значении угла между \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , а в некотором малом интервале углов $\Delta\theta$ вблизи условия Брэгга. Величину интервала $\Delta\theta$ определяют параметры, характеризующие силу взаимодействия кванта с кристаллом, т. е. F_{ik}^μ ⁷⁶.

Ниже мы не будем останавливаться на подробном анализе собственных решений системы (4.7) и соответствующих им дисперсионных поверхностей, а следуя работе ²², приведем решение, сразу удовлетворяющее граничным условиям. Для этого будем считать, что кристалл имеет форму плоскопараллельной пластины. Волновые векторы \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 запишем в виде

$$\mathbf{k}_1 = \kappa + \kappa\zeta\mathbf{s}, \quad \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + \boldsymbol{\tau}, \quad (4.8)$$

где \mathbf{s} — направленная внутрь нормаль к поверхности кристалла, а ζ — малая величина. Свяжем k_1 , k_2 с углом падения кванта на кристалл $\theta_1 = \widehat{\kappa\mathbf{s}} \approx (\widehat{\mathbf{k}_1\mathbf{s}})$. Для этого изменения k_1 , k_2 , по сравнению с вакуумной величиной κ , представим в виде

$$\begin{aligned} k_1 &= \kappa(1 + \varepsilon_1), \quad k_2 = \kappa(1 + \varepsilon_2), \quad \zeta = \varepsilon_1/\cos\theta_1, \\ |\varepsilon_1|, |\varepsilon_2| &\ll 1. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Подставляя (4.8) и (4.9) в (4.7), из условия разрешимости системы найдем

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{1}{4}(F_{11} + bF_{22} - b\delta) \pm \\ &\pm \frac{1}{4}\sqrt{(F_{11} + bF_{22} - b\delta)^2 + 4b[F_{11}\delta - (F_{11}F_{22} - F_{12}^\mu F_{21}^\mu)]}, \\ \varepsilon_2 &= \frac{\delta}{2} + \frac{\varepsilon_1}{b}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

где $b = \cos\theta_1/\cos\theta_2$, $\theta_2 = \widehat{\mathbf{k}_2\mathbf{s}}$, $\delta = \boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\tau} + 2\boldsymbol{\kappa})/\kappa^2$.

Параметр δ является мерой отклонения от условия Брэгга.

Найденным значениям ε_1 соответствует следующее отношение амплитуд волн в собственных решениях:

$$R = B^2 = \frac{|E_2|^2}{|E_1|^2} = \left| \frac{2\varepsilon_1 - F_{11}}{F_{12}^\mu} \right|^2. \quad (4.11)$$

Из (4.10), (4.11) следует, что $|E_2|^2/|E_1|^2 \sim 1$ в области углов $\Delta\theta \sim \sim |F_{12}^\mu|$ (см. подробнее ⁷⁶).

Приведенное решение системы (4.7) аналогично решению соответствующей системы для рентгеновских лучей и в случае нерасщепленной мёссбауэровской линии позволяет описать все особенности мёссбауэровского когерентного рассеяния, обусловленные наличием резонансного ядерного рассеяния.

Далее мы по отдельности рассмотрим дифракцию на кристалле в случае Брэгга (первичный и дифрагировавший лучи находятся по одну сторону от входной поверхности рис. 6, а), и в случае Лауэ (первичный и дифрагировавший лучи находятся по разные стороны от поверхности

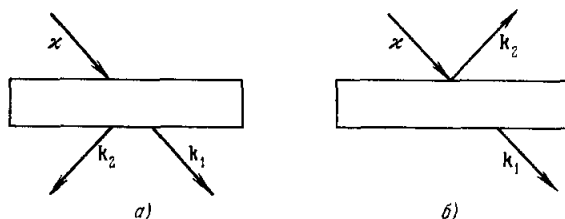


Рис. 6. Схема дифракционного опыта в случае Лауэ (а) и Брэгга (б).

кристалла, рис. 6, б). Для упрощения формул будем считать, что поверхность кристалла параллельна (в случае Брэгга) или перпендикулярна (в случае Лауэ) к отражающим плоскостям кристалла, или, как говорят, реализуются симметричные случаи дифракции. В случае Лауэ граничные условия имеют вид

$$\sum_p C_p n_p' E_p^2 = 0, \quad \vec{\mathcal{E}}_0 = \sum_p C_p n_p E_p^1, \quad (4.12)$$

где \mathcal{E}_0 — амплитуда волны, падающей на кристалл.

В случае Брэгга граничные условия имеют вид

$$\sum_p C_p n_p E_p^1 = \vec{\mathcal{E}}_0, \quad \sum_p C_p n_p' E_p^2 \exp(ik_p^2 s L) = 0, \quad (4.13)$$

где L — толщина кристалла.

в) Эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций. Не выписывая в явном виде коэффициентов C_p в разложении (4.4), которые находятся из граничных условий (4.12), проанализируем, как затухают в пространстве отдельные слагаемые разложения (4.4) для симметричного случая Лауэ ($b = 1$).

Вдали от условия Брэгга $|\delta| \gg 1$ амплитуда волны E_2 пренебрежимо мала и поэтому в кристалле распространяется волна E_1 .

Соответствующий ей волновой вектор k_1 определяется выражением (4.10) со знаком плюс перед фигурными скобками, т. е. $k_1 = \kappa [1 + (1/2) F_{11}]$. Волна, соответствующая знаку минус в (4.10), не возбуждается в кристалле ^{22, 76}. Затухание волны определяется мнимой частью волнового вектора k_1 . Вдали от условия Брэгга оно оказывается равным $(1/2) \kappa \text{Im} F_{11}$. Пренебрегая в этом выражении затуханием, связанным с взаимодействием гамма-квантов с электронами, для интенсивности волны в зависимости от глубины ее проникновения x получим обычное выражение:

$$I \sim \exp(-\mu x), \quad \mu = \kappa \text{Im} F_{11} = \frac{\sigma_T}{V}, \quad (4.14)$$

где σ_T — полное резонансное сечение поглощения гамма-квантов в кристалле, определенное соотношением (2.10).

Вблизи условия Брэгга ($|\delta| \ll |F_{ik}^u|$) в разложении (4.4) в общем случае представлены все четыре собственные решения. Однако затухания различных собственных волн в кристалле могут существенно отличаться друг от друга. Затухание двух из собственных волн может значительно уменьшиться по сравнению с затуханием вне условия Брэгга и при некоторых условиях для одной из них даже обратиться в нуль.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим распространение волны в кристалле при малом по сравнению с $|F_{ik}^u|$ значении параметра Δ :

$$\Delta = F_{11}F_{22} - F_{21}F_{12}. \quad (4.15)$$

В этом случае верхнее соотношение выражений (4.10) можно приближенно записать в виде

$$\varepsilon_1^- = -\frac{1}{2} \frac{F_{11}\delta - \Delta}{F_{11} + F_{22}}, \quad \varepsilon_1^+ = \frac{1}{2} \left(F_{11} + F_{22} - \delta + \frac{F_{11}\delta - \Delta}{F_{11} + F_{22}} \right), \quad (4.16)$$

где верхний индекс у ε_1 соответствует знаку перед фигурными скобками в (4.10). Как следует из (4.16), собственные решения (и соответствующие слагаемые в разложении (4.4)), отвечающие ε_1^+ , имеют коэффициент затухания того же порядка, что и (4.14). Вторая же пара собственных решений, отвечающая ε_1^- , затухает существенно слабее с коэффициентом поглощения, равным

$$\mu^- = 2\text{Im } \kappa \varepsilon^-. \quad (4.17)$$

Это означает, что в рассматриваемых условиях гамма-излучение может проникать через толщину кристалла существенно больше, чем вне условия Брэгга. Это явление хорошо известно в дифракции рентгеновских лучей и называется эффектом Бормана. В мёссбауэровской дифракции оно известно как эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций, или эффект Кагана — Афанасьева. Физическая природа обоих названных эффектов аналогична. В условиях дифракции падающая на кристалл волна существенно трансформируется так, что электромагнитное поле в кристалле представляет собой когерентную суперпозицию двух плоских волн. При этом фазовые соотношения этих волн таковы, что для двух собственных решений минимумы напряженности электрического или магнитного поля (в зависимости от мультипольности рассеяния) приходятся на узлы кристаллической решетки. Это приводит к уменьшению сечений неупругих процессов, фотоэффекта на атомах и резонансного поглощения гамма-квантов на ядрах и обуславливает наблюдаемое уменьшение коэффициента поглощения.

Однако в связи с существенным различием характерных времен рэлеевского и ядерного резонансного рассеяний имеется качественное различие в проявлении этих эффектов. Напомним, что время резонансного рассеяния на ядре $\tau_N \sim 10^{-7}$ сек существенно больше обратных частот колебаний решетки $\tau_p \sim 10^{-12}$ сек, а время рэлеевского рассеяния на электроне существенно меньше τ_p . Если в случае эффекта Кагана — Афанасьева может достигаться полное подавление неупругих ядерных каналов реакций, то в случае эффекта Бормана полное подавление неупругих процессов невозможно принципиально.

Условием полного подавления неупругих процессов является одновременное обращение в нуль μ^- для π - и σ -поляризации. Как следует из (4.10), это возможно только при $\delta = 0$ и $\Delta = 0$.

В случае рассеяния на электронах обращение в нуль Δ невозможно, так как из-за упомянутого соотношения характерных времен колебаний

решетки и времени рассеяния амплитуды F_{ik}^R содержат факторы Дебая — Валлера, которые для F_{ii}^R (рассеяние на нулевой угол) тождественно равны единице, а для F_{ip}^R , $i \neq p$ всегда меньше единицы. В случае мёссбауэровского рассеяния из-за медленности процесса величины F_{ip}^N содержат не факторы Дебая — Валлера, а факторы Лэмба — Мёссбауэра в виде $\exp(-k_i^2 \langle x_{k_i}^2 \rangle) \exp(-k_p^2 \langle x_{k_p}^2 \rangle)$, произведение которых оказывается одинаковым для обоих членов в (4.15) и не препятствует строгому обращению в нуль Δ . Например, для рассматриваемого случая нерасщепленной мёссбауэровской линии полное подавление неупругих каналов оказывается возможным (в пренебрежении рэлеевским рассеянием) для σ -поляризации, если мёссбауэровский переход электрический дипольный и π -поляризации, если переход магнитный дипольный²².

То же соотношение времен рассеяния и обратных частот колебания решетки объясняет также отсутствие температурной зависимости в эффекте Кагана — Афанасьева и сильную температурную зависимость (уменьшение аномального пропускания с повышением температуры) для эффекта Бормана. Действительно, в рэлеевском случае по мере повышения температуры Δ растет, так как первый член в (4.15) не изменяется, а второй уменьшается с ростом температуры. В мёссбауэровском случае изменение температуры, не приводит к отличию Δ от нуля, так как тепловые множители в (4.15) оказываются одинаковыми для обоих слагаемых.

Следует отметить, что поскольку эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций проявляется в области углов вблизи условия Брэгга $\Delta\theta \lesssim |F_{12}|$, что составляет несколько угловых секунд, то для экспериментального исследования этого эффекта целесообразно использовать пучки гамма-квантов с коллимацией того же порядка, а также кристаллы высокой степени совершенства^{22, 35, 37}.

г) Брэгговское отражение от кристаллов. Проанализируем теперь решение задачи дифракционного отражения в симметричном случае Брэгга ($b = -1$). Не выписывая разложение (4.4) для кристаллов произвольной толщины²⁶, ради простоты ограничимся толстыми кристаллами, для которых $|L \operatorname{Im}(\epsilon^+ - \epsilon^-)| \gg 1$. Так же как и для рентгеновских лучей, в этом случае в разложении (4.4) будут представлены только две собственные волны, значения волновых векторов для которых определяются величинами ϵ^+ ^{26, 76}. Поэтому, если падающая на кристалл волна имеет π - (или σ -поляризацию), то для нее коэффициент отражения от кристалла R определяется просто отношением (4.11) для собственного решения с π - (или σ -) поляризацией, отвечающего ϵ^+ . Отсюда следует, что если для собственной поляризации $\Delta = 0$ (см. (4.15)), то при некотором значении параметра δ , для этой поляризации $|E_2|^2 / |E_1|^2 = 1$, т. е. при соответствующем угле падения, имеет место полное отражение. Этот факт является следствием полного подавления неупругих каналов. В рентгеновском случае при учете неупругих процессов отношение (4.11) в единицу не обращается, в силу того, что не осуществляется полное подавление неупругих процессов и поэтому неизбежны потери интенсивности излучения при отражении. Однако, в отличие от рентгеновского случая, в котором поглощение мало и коэффициент отражения практически постоянен в области дифракционного отражения и резко спадает до нуля вне этой области, в мёссбауэровском случае существенно поглощения, и кривая отражения имеет вид, представленный на рис. 7. Поскольку сумма ядерной и рэлеевской амплитуд рассеяния, а также величина поглощения (мнимая часть когерентной амплитуды) существенно зависят от энергии γ -кванта, то, как видно из рис. 7, форма кривой отражения

также зависит от величин энергетической расстройки от точного условия резонанса.

Так как угловые размеры области дифракционного отражения малы и составляют всего около десяти угловых секунд, а на эксперименте, как правило, используются пучки гамма квантов с расходимостью, значительно превышающей эту величину, то на эксперименте наблюдают обычно интегральную отраженную интенсивность:

$$R_T = \int \frac{|E_2|^2}{|E_1|^2} d\theta = \frac{1}{2 \sin 2\theta_B} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|E_2|^2}{|E_1|^2} d\delta. \quad (4.18)$$

При переходе ко второй части равенства (4.18) интегрирование по углу обычным образом заменено интегрированием по параметру δ с использованием связи $d\theta = -d\delta/2 \sin 2\theta_B$, где $2\theta_B$ — угол рассеяния при выполнении брэгговского условия (3.2).

Интегрирование по δ в (4.18) с учетом малости Δ (4.15) приводит к результату²⁶, аналогичному соответствующему выражению в теории дифракции рентгеновских лучей⁷⁶:

$$R_{T\mu} = \frac{8 |F_{12}^{\mu}|}{3 \sin 2\theta_B} \mathcal{F}^{\mu}, \quad (4.19)$$

где величина \mathcal{F}^{μ} близка к единице.

Рассмотрим характерные особенности мёсбауэровской дифракции, обусловленные сильной зависимостью амплитуды F_{ih}^N от энергии γ -квантов. В случае чисто ядерного рассеяния, например, из выражения (4.19), вытекает, что при больших расстройках $\nu = (E_{\gamma} - E_0)/\Gamma$ коэффициент отражения $R \sim 1/|\nu|$. Это означает, что зависимость интегрального отражения от ν для толстого кристалла оказывается не лоренцевской,

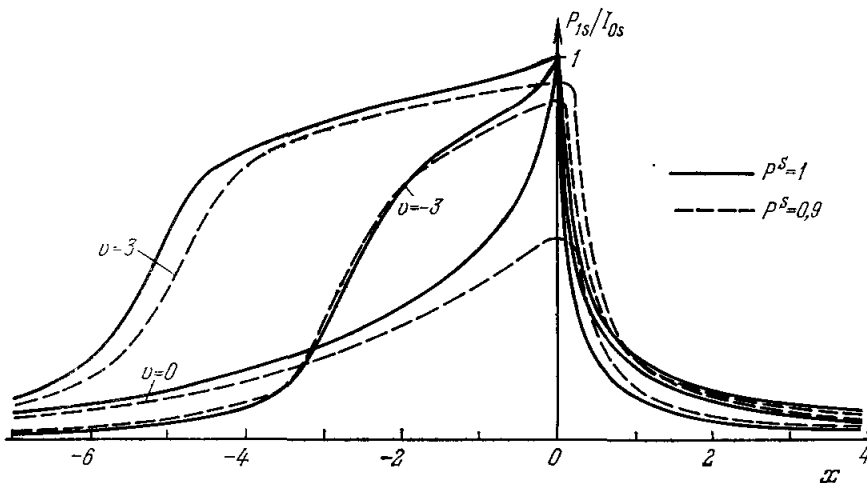


Рис. 7. Рассчитанная угловая зависимость брэгговского отражения совершенным кристаллом для трех значений параметра $\nu = [2(E_{\gamma} - E_0)]/\Gamma$ ²⁶.

Изменение угла характеризует параметр $x = (1/F_{11}) [\delta - 2(\text{Re } F_{11} - \text{Re } F_{12} \rho^S)]$.

а энергетическая ширина соответствующей кривой значительно возрастает по сравнению со случаем тонкого кристалла, в котором при $|v| \gg 1$ $R \sim 1/|v|^2$. Величина F^{μ} в (4.19) также содержит плавную зависимость от энергии γ -квантов, и несколько изменяется при изменении параметра ν . Явный вид этой зависимости приведен в работе²⁶.

Характерным для кривой отражения (см. рис. 7) и интегрального коэффициента отражения является проявление интерференции между ядерным и рэлеевским рассеяниями. Наиболее ярко, интерференция ядерного и рэлеевского рассеяний проявляется как функция расстройки в интегральной отраженной интенсивности (рис. 8).

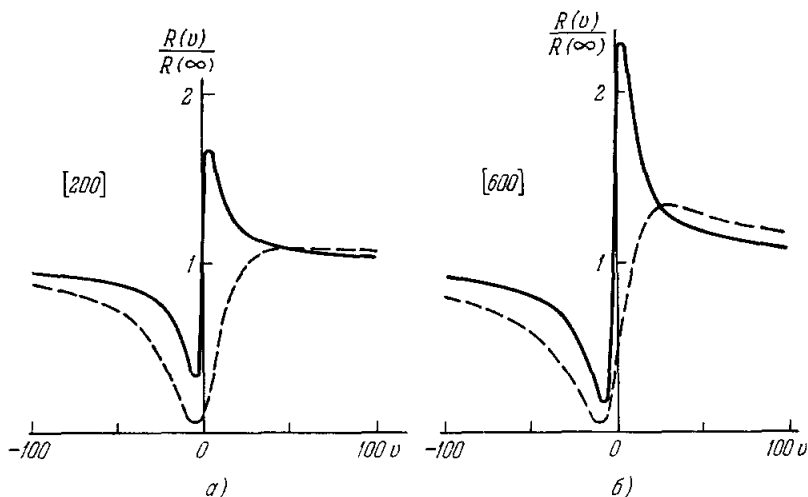


Рис. 8. Интегральный коэффициент отражения для совершенного (сплошная кривая) и несовершенного (штриховая кривая) обогащенного до 100% кристалла олова, рассчитанный для отражений [200] (а) и [600] (б) при температуре 77 °К²⁶.

Приведенные выше формулы и иллюстрации относились к дифракции на идеальном кристалле. Если кристалл обладает значительной мозаичностью, то энергетическая зависимость рассеяния изменяется²⁶. Например, при малой вторичной экстинкции коэффициент отражения от толстого мозаичного кристалла дается выражением^{20, 26}

$$R^\mu = \frac{\pi \chi |F_{12}^\mu|^2}{4\mu\delta \sin 2\theta_B}, \quad (4.20)$$

где коэффициент поглощения μ определяется формулой (4.14), а δ — характерный угол рассогласования блоков в кристалле. Не останавливаясь здесь на подробном анализе случая мозаичных кристаллов, который может быть описан в рамках кинематического приближения⁷⁷, укажем, что характер изменения интерференционной картины по сравнению со случаем идеальных кристаллов иллюстрирует рис. 8.

д) Собственные решения динамической системы в случае сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии. При наличии сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии в кристалле (ниже для определенности мы будем говорить о магнитоупорядоченных кристаллах) в общем случае система динамических уравнений (4.3) не сводится к системе двух скалярных уравнений для амплитуд с известными собственными поляризациями. Теперь каждому из четырех решений системы (4.3) соответствуют различные собственные поляризации \mathbf{n}_p , \mathbf{n}'_p ⁷⁸. Собственные поляризации (векторы \mathbf{n}_p , \mathbf{n}'_p) зависят от магнитной структуры и не остаются постоянными в пределах дифракционной области, а изменяются по мере отклонения от условия Брэгга. Вне условия Брэгга они переходят в собственные поляризации

для прямого прохождения⁵⁸. Кроме зависимости собственных поляризаций от угла падения γ -кванта на кристалл, в этом случае существует также резко выраженная зависимость собственных поляризаций от энергии γ -кванта. В пределе больших отклонений энергии γ -квантов от резонансной энергии, когда ядерным рассеянием можно пренебречь, собственные поляризации переходят в рентгеновские π - и σ -поляризации и специфика мёссбауэровской дифракции на магнитоупорядоченных кристаллах пропадает.

Таким образом, характер дифракционной картины для магнитоупорядоченных кристаллов усложняется по сравнению с разобранным выше случаем кристаллов без магнитного упорядочения. Появляются качественно новые эффекты, отсутствующие в дифракции при нерасщепленной мёссбауэровской линии. Например, оказывается возможным полное подавление неупругих ядерных процессов⁷⁹⁻⁸¹. Усложнения в основном связаны с поляризационными свойствами собственных решений системы (4.3).

Помимо отмеченной выше зависимости поляризации рассеянного излучения от магнитной структуры кристалла отличие поляризационных свойств собственных решений проявляется в маятниковом решении (Pendelung). В магнитоупорядоченном кристалле маятниковое решение в общем случае (из-за неортогональности собственных поляризаций) дает шесть периодов биения интенсивности первичной и вторичной волн с толщиной кристалла, в отличие от двух периодов, наблюдающихся для рентгеновских лучей.

Общая структура решения дифракционной задачи в рассматриваемом случае также представляется формулой (4.4). Чтобы найти явный вид этого разложения, необходимо задать граничные условия. Будем считать, что кристалл представляет собой плоскопараллельную пластинку. Так же как в случае нерасщепленной линии, используя связь между \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 (4.8), (4.9), накладываемую граничными условиями, из (4.3) однозначно определим все параметры четырех собственных волн, возбуждаемых в кристалле для заданного угла падения первичной волны на поверхность кристалла. Четыре значения параметра ε_1 , определяющего волновые векторы собственных решений, задаются корнями уравнения

$$\det \left[\varepsilon - \frac{1}{2} \hat{b} (\hat{F} - \hat{\delta}) \right] = 0, \quad (4.21)$$

где четырехрядные матрицы \hat{b} и $\hat{\delta}$ выражаются через параметры b и δ (см. (4.10)) соотношениями: $b_{ik} = \delta_{ik}$, если $i \leq 2$, $b_{ik} = b\delta_{ik}$ при $i > 2$, $(\hat{\delta})_{ik} = 0$ при $i \leq 2$ и $(\hat{\delta})_{ik} = \delta\delta_{ik}$ при $i > 2$.

Для дальнейшего удобно собственные решения в разложении (4.4) считать нормированным условием $|E_1^p| = 1$ и представить в виде

$$E_1^p = \mathbf{n}_p = a_{1p}\chi_1 + a_{2p}\chi_2, \quad E_2^p = B_p \mathbf{n}'_p = a_{3p}\chi'_1 + a_{4p}\chi'_2, \quad (4.22)$$

$$B_p = \frac{|E_2^p|}{|E_1^p|} = \sqrt{|a_{3p}|^2 + |a_{4p}|^2},$$

где χ_i , χ'_i — поляризационные орты (для направлений 1, 2, соответственно), в которых записана матрица \hat{F} . Величины a_{ip} выражаются через элементы матрицы \hat{F} , собственное значение уравнения (4.21) ε_p , параметры δ и b соотношением

$$a_{ip} = CD(\varepsilon_p)_{ki}, \quad \hat{d}(\varepsilon_p) = \varepsilon_p \hat{E} - \frac{1}{2} \hat{b} (\hat{F} - \hat{\delta}), \quad (4.23)$$

где D_{hi} — алгебраическое дополнение элемента d_{hi} матрицы $\hat{d}(\varepsilon_p)$, определенной в (4.23), а C — нормировочный коэффициент. Следовательно, коэффициенты разложения амплитуд поля в собственном решении по поляризационным ортам выражаются через алгебраические дополнения к элементам любой строки матрицы $\hat{d}(\varepsilon_p)$. Для определенности ниже будем считать, что они выражаются через алгебраические дополнения к первой строке. Представляя векторы собственных поляризаций в общепринятой форме:

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_p &= (\cos \alpha_p \chi_2 + e^{i\beta_p} \sin \alpha_p \chi_1) e^{i\eta_p}, \\ \mathbf{n}'_p &= (\cos \alpha'_p \chi'_2 + e^{i\beta'_p} \sin \alpha'_p \chi'_1) e^{i\eta'_p}, \end{aligned} \quad (4.24)$$

для параметров α, β, η получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} \cos \alpha_p &= |a_{1p}|, \quad e^{i\eta_p} = \frac{a_{2p}}{|a_{2p}|}, \quad \operatorname{tg} \alpha_p e^{i\beta_p} = \frac{a_{1p}}{a_{2p}}, \\ \cos \alpha'_p &= |a_{4p}|, \quad e^{i\eta'_p} = \frac{a_{4p}}{|a_{4p}|}, \quad \operatorname{tg} \alpha'_p e^{i\beta'_p} = \frac{a_{3p}}{a_{4p}}. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Поляризационные свойства собственных волн, величины B_p и их зависимость от параметра δ (угла падения) определяют все особенности и поляризационные зависимости дифракции на магнитоупорядоченных кристаллах. В частности, вдали от условия Брэгга (большие $|\delta|$) из (4.22) — (4.23) следует, что амплитуда вторичной волны стремится к нулю, а собственные поляризации \mathbf{n}_p , как и должно быть, совпадают с собственными поляризациями для прямого прохождения⁸⁸.

е) Решение граничной задачи. Если на кристалл падает волна, вектор поляризации которой $e = \cos \alpha \chi_2 + e^{i\beta} \sin \alpha \chi_1$, то в случае Пауэ ($b > 1$) для интенсивности излучения, прошедшего через кристалл в первичном и вторичном направлениях, из (4.4), используя граничные условия (4.12), найдем⁸²

$$I_t(\mathbf{e}) = \sum_{p=1}^4 |C_p(\mathbf{e})|^2 |\gamma_p|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{p>h} C_p(\mathbf{e}) C_h^*(\mathbf{e}) \gamma_p \gamma_h^* (\mathbf{n}_p \mathbf{n}_h^*), \quad (4.26)$$

$$I_R(\mathbf{e}) = \sum_{p=1}^4 |C_p(\mathbf{e})|^2 |\gamma_p|^2 B_p^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{p>h} C_p(\mathbf{e}) C_h^*(\mathbf{e}) B_p B_h \gamma_p \gamma_h^* (\mathbf{n}'_p \mathbf{n}'_h^*),$$

где $C_p(\mathbf{e}) = \Delta_{Lp}(\mathbf{e})/\Delta_L$, Δ_L — определитель матрицы a_{ih} (см. (4.23)), $\Delta_{Lp}(\mathbf{e})$ — определитель, получаемый из Δ_L , если в его p -м столбце положить $a_{1p} = e^{i\beta} \sin \alpha$, $a_{2p} = \cos \alpha$, $a_{3p} = a_{4p} = 0$; $\gamma_p = \exp(i\varepsilon_p \kappa L/2 \cos(\widehat{\kappa s}))$; L — толщина кристалла.

Векторы поляризации излучения, прошедшего через кристалл, определяются соотношениями

$$\mathbf{n}_t(\mathbf{e}) = \frac{\sum_p C_p(\mathbf{e}) \gamma_p \mathbf{n}_p}{\left| \sum_p C_p(\mathbf{e}) \gamma_p \mathbf{n}_p \right|}, \quad \mathbf{n}_R(\mathbf{e}) = \frac{\sum_p C_p(\mathbf{e}) B_p \gamma_p \mathbf{n}'_p}{\left| \sum_p C_p(\mathbf{e}) B_p \gamma_p \mathbf{n}'_p \right|}. \quad (4.27)$$

Как следует из соотношений (4.26), (4.27), интенсивности и поляризации излучения в первичном и вторичном направлениях испытывают биения с толщиной кристалла, Pendelung-эффект. В отличие от рентгеновских лучей, для которых существует два периода биения, в мёссбауэровской дифракции, в связи с неортогональностью собственных поляризаций, в общем случае возможна реализация шести периодов биений, по числу

различных значений величин $\varepsilon_p - \varepsilon_{p'}$, $p \neq p'$, определяющих периоды биения. Для фиксированной толщины кристалла биения проявляются при изменении энергии гамма-квантов в связи с зависимостью амплитуд, а следовательно, и разностей $\varepsilon_p - \varepsilon_{p'}$ от энергии. Как следует из (4.26), собственные волны, отвечающие нулевым корням уравнения (4.21), распространяются через кристалл не затухая, т. е. для соответствующих волн имеет место полный эффект подавления неупругих каналов. В случае разрешенной сверхтонкой структуры мёссбауэровского спектра, в пренебрежении рэлеевским рассеянием, полный эффект подавления может реализоваться для двух собственных решений⁷⁸, т. е. поглощение может отсутствовать для излучения любой поляризации. Однако в связи с тем, что реально всегда существует взаимодействие гамма-квантов с электронами, полное подавление неупругих процессов никогда не достигается, а может реализоваться малое, но конечное поглощение, по порядку совпадающее с аномальным поглощением рентгеновских лучей.

В случае неполяризованного первичного пучка, для интенсивностей прошедшего через кристалл излучения из (4.26) получаем

$$I_t = \frac{1}{2|\Delta_L|^2} \left[\sum_{i=1,2}^p |\Delta_{Lp}^i|^2 |\gamma_p|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{i=1,2}^{p>h_1} \Delta_{Lp}^i \Delta_{Lh}^{i*} \gamma_p \gamma_h^* (\mathbf{n}_p \mathbf{n}_h^*) \right],$$

$$I_R = \frac{1}{2|\Delta_L|^2} \left[\sum_{i=1,2}^p |\Delta_{Lp}^i| B_p^2 |\gamma_p|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{i=1,2}^{p>h_2} \Delta_{Lp}^i \Delta_{Lh}^{i*} B_p B_h \gamma_p \gamma_h^* (\mathbf{n}_p \mathbf{n}_h^*) \right], \quad (4.28)$$

где $\Delta_{Lp}^1 \equiv \Delta_{Lp}$ при $\alpha = 0$, $\Delta_{Lp}^2 \equiv \Delta_{Lp}$ при $\alpha = \pi/2$, $\beta = 0$.

Прошедшие через кристалл пучки оказываются частично поляризованными и описываются следующими поляризационными матрицами плотности:

$$\rho_t = \frac{1}{I_t} \sum_{s=1,2} I_t(\chi_s) \rho(\mathbf{n}_t(\chi_s)),$$

$$\rho_R = \frac{1}{I_R} \sum_{s=1,2} I_R(\chi_s) \rho(\mathbf{n}_R(\chi_s)), \quad (4.29)$$

где $\rho(\mathbf{e})$ определено в (3.9).

Формулы (4.26) — (4.29) предполагают, что угол падения первичного пучка и его энергия строго фиксированы. В реальной ситуации первичный пучок имеет конечную угловую и энергетическую ширину и детектирование вторичных пучков проводится с конечным угловым и энергетическим разрешением. Поэтому наблюдаемые величины описываются выражениями, получаемыми из формул (4.26) — (4.29) путем соответствующих усреднений. Так, в типичной экспериментальной ситуации при угловой расходимости первичного пучка и угловых размерах детектора, значительно превосходящих угловые размеры области дифракционного отражения, наблюдаемыми величинами оказываются величины, получаемые из (4.26) — (4.29) путем интегрирования по параметру δ . Интегрирование по δ выражений (4.27) приводит к тому, что даже при полностью поляризованном первичном пучке результат поляризационных измерений описывается поляризационной матрицей, соответствующей частично поляризованному пучку:

$$\bar{\rho}_t(\mathbf{e}) = \frac{\int I_t(\mathbf{e}, \delta) \rho(\mathbf{n}_t(\mathbf{e}, \delta)) d\delta}{\int I_t(\mathbf{e}, \delta) d\delta}, \quad \bar{\rho}_R(\mathbf{e}) = \frac{\int I_R(\mathbf{e}, \delta) \rho(\mathbf{n}_R(\mathbf{e}, \delta)) d\delta}{\int I_R(\mathbf{e}, \delta) d\delta}. \quad (4.30)$$

Аналогичным образом (см. (3.14)) проводятся усреднения по энергии с учетом формы линии первичного пучка, рассеивателя, и если необходимо, детектора (для резонансного детектора).

В случае Брэгга ($b < 0$) для коэффициентов C_p в разложении (4.4), используя граничные условия (4.13), найдем

$$C_p(\mathbf{e}) = \frac{\Delta_{BP}(\mathbf{e})}{\Delta_B}, \quad \Delta_B = \det \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ \gamma_1 a_{31} & \gamma_2 a_{32} & \gamma_3 a_{33} & \gamma_4 a_{34} \\ \gamma_1 a_{41} & \gamma_2 a_{42} & \gamma_3 a_{43} & \gamma_4 a_{44} \end{vmatrix}. \quad (4.31)$$

Определитель $\Delta_{BP}(\mathbf{e})$ получается из Δ_B так же, как $\Delta_{LP}(\mathbf{e})$ из Δ_L (см. формулу (4.26)), остальные обозначения в (4.31) те же, что и выше.

Интенсивность и поляризация прошедшего через кристалл излучения $I_t(\mathbf{e})$, $n_t(\mathbf{e})$, так же как и прежде, определяется первыми соотношениями в формулах (4.26) — (4.30), но с коэффициентами C_p , определенными формулой (4.31). Входящие теперь в формулу (4.28) определители Δ_{BP}^i связаны с Δ_{BP} так же, как Δ_{LP}^i с Δ_{LP} .

Соответствующие величины для излучения, отраженного от кристалла, описываются выражениями:

$$I_R(\mathbf{e}) = \sum_p |C_p(\mathbf{e})|^2 B_p^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{p>h} C_p(\mathbf{e}) C_h^*(\mathbf{e}) B_p B_h (n'_p n'^*_h), \quad (4.32)$$

$$n_R(\mathbf{e}) = \frac{\sum_p C_p(\mathbf{e}) B_p n'_p}{\left| \sum_p C_p(\mathbf{e}) B_p n'_p \right|}, \quad (4.33)$$

$$I_R = \frac{1}{2|\Delta_B|^2} \left[\sum_{i=1,2} |\Delta_{BP}^i|^2 B_i^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{\substack{p>h \\ i=1,2}} \Delta_{BP}^i \Delta_{Bh}^{i*} B_p B_h (n'_p n'^*_h) \right]. \quad (4.34)$$

Точно так же как в случае Лауэ, интенсивности и поляризации прошедшего через кристалл и отраженного пучков испытывают биеция с изменением толщины кристалла и энергии гамма-квантов. Однако амплитуда биеция затухает с толщиной кристалла гораздо быстрее, чем в геометрии Лауэ, поскольку в брэгговском случае мнимые добавки к волновым векторам в кристалле оказываются, вообще говоря, больше. Интегральные характеристики описываются выражениями, полностью аналогичными формулам (3.14), (4.18), (4.30).

ж) Д и ф р а к ц и о н н о е о т р а ж е н и е о т т о л с т ы х к р и с т а л л о в. Формулы, приведенные выше, справедливы при произвольной толщине кристалла. В предельных случаях они существенно упрощаются. В случае тонких кристаллов $\operatorname{Im} k_i^2 s L \ll 1$ ($p = 1, 2, 3, 4$) формулы (4.32) — (4.34), например, переходят в выражения кинематической теории. Для толстых кристаллов $\operatorname{Im} k_i^2 s L \gg 1$ в брэгговском случае из четырех собственных волн в кристалле возбуждаются только две, имеющие максимальное затухание. Вклад двух других собственных волн в решение (4.4) оказывается экспоненциально малым. Считая, что максимальное затухание имеют собственные решения 1 и 2, для коэффициентов C_p не содержащих малости, из (4.31) получаем выражения

$$C_1(\mathbf{e}) = \frac{e^{i\beta} \sin \alpha a_{22} - \cos \alpha a_{12}}{a_{11} a_{22} - a_{21} a_{12}}, \quad (4.35)$$

$$C_2(\mathbf{e}) = \frac{\cos \alpha a_{11} - e^{i\beta} \sin \alpha a_{21}}{a_{11} a_{22} - a_{21} a_{12}},$$

которые совпадают с коэффициентами разложения амплитуды падающей волны по ортам собственных поляризаций \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 . В этом случае кривые отражения волн, поляризации которых совпадают с собственными, описываются угловой зависимостью величин B_1 , B_2 . При этом следует иметь в виду, что, вообще говоря, собственные поляризации изменяются вдоль кривой отражения. Поскольку в общем случае собственные поляризации n'_1 и n'_2 не ортогональны, то кривая отражения для неполяризованного излучения не является просто полусуммой кривых для n'_1 и n'_2 , а содержит также интерференционную добавку. При этом коэффициент отражения принимает вид

$$R = \frac{1}{2} (1 - |\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2^*|^2)^{-1} [B_1^2 + B_2^2 - 2 \operatorname{Re} (\mathbf{n}'_1 \mathbf{n}'_2^*) (\mathbf{n}'_1 \mathbf{n}_2) B_1 B_2]. \quad (4.36)$$

Поляризационная матрица плотности рассеянного излучения описывается выражением

$$\rho = A \{ B_1^2 \rho (\mathbf{n}'_1) + B_2^2 \rho (\mathbf{n}'_2) - B_1 B_2 [(\mathbf{n}'_1 \mathbf{n}_2) \rho (12) + (\mathbf{n}'_2 \mathbf{n}_1) \rho (21)] \}, \quad (4.37)$$

где матрицы $\rho (ik)$ заданы соотношениями $\rho (ik)_{pq} = (\mathbf{n}'_i)_p (\mathbf{n}'_k)_q$; A — нормировочный множитель. Матрице (4.37) соответствует степень поляризации рассеянного излучения

$$P = \frac{2 \sqrt{(f^-)^2 + |D|^2}}{B_1^2 + B_2^2 - 2 B_1 B_2 \operatorname{Re} [(\mathbf{n}'_1 \mathbf{n}_2) (\mathbf{n}'_1 \mathbf{n}'_2^*)]}. \quad (4.38)$$

Вектор поляризации, частично представленной в рассеянном излучении в ортах χ'_1 , χ'_2 (см. (4.24)), определяется параметрами α , β , удовлетворяющими соотношению

$$\operatorname{tg} \alpha e^{i\beta} = \frac{D}{\sqrt{(f^-)^2 + |D|^2} - f^-}, \quad (4.39)$$

где

$$f^- = \frac{1}{2} \{ B_1^2 (|n'_{11}|^2 - |n'_{12}|^2) + B_2^2 (|n'_{21}|^2 - |n'_{22}|^2) - \\ - 2 B_1 B_2 \operatorname{Re} (\mathbf{n}'_1 \mathbf{n}_2) [n'_{11} n'_{21}^* - n'_{12} n'_{22}^*] \}, \\ D = B_1^2 n'_{11} n'_{12}^* + B_2^2 n'_{21} n'_{22}^* - B_1 B_2 [(\mathbf{n}'_1 \mathbf{n}_2) n'_{11} n'_{22}^* + (\mathbf{n}'_2 \mathbf{n}_1) n'_{21} n'_{12}^*],$$

а n_{pe} — проекция вектора \mathbf{n}_p на e -й поляризационной орт. Из формул (4.36), (4.37), так же, как в предыдущем разделе, могут быть получены характеристики, интегральные по углам падения и энергии гамма-квантов.

Используя выражения (4.35) — (4.39), можно проанализировать общий характер зависимости интенсивности отраженного излучения и его поляризации от малых изменений угла падения, вблизи условия Брэгга⁸². Для определенности ниже будем считать, что реализуется симметричный случай Брэгга. Удобно вначале рассмотреть случай эрмитовой матрицы $\hat{F} - \delta$, что соответствует пренебрежению поглощением. В этом случае из свойств решений системы (4.3) следует, что величина $B_i \equiv 1$, если ε_i — корень секулярного уравнения (4.21) комплексен. Это означает, что в целой области углов $\Delta\theta$ (или соответствующих значений параметра δ), где все четыре корня секулярного уравнения (4.21) комплексны, коэффициент отражения волны с любой поляризацией обращается в единицу. В области углов, где два корня действительны, а два комплексны, коэффициент отражения достигает единицы только для выделенной собственной поляризации, определяемой затухающим вглубь кристалла решением. В области четырех действительных корней коэффициент отражения для

волны с любой поляризацией меньше единицы. Большим углам отклонения от условия Брэгга соответствует четыре действительных корня уравнения (4.21) и стремящийся к нулю коэффициент отражения R . Поэтому типичная кривая отражения неполяризованного излучения имеет вид, представленный на рис. 9. Области значений параметра δ , $\delta_1 < \delta < \delta_2$, $\delta_5 < \delta < \delta_6$ соответствуют двум действительным и двум комплексным корням секулярного уравнения. В этих областях коэффициент отражения $R \cong 1/2$. Отраженное излучение полностью поляризовано, причем его вектор поляризации совпадает с вектором поляризации, определяемым вторым соотношением в (4.24) для собственного решения, затухающего вглубь кристалла. В области $\delta_3 < \delta < \delta_4$ $R = 1$, и отраженное излучение неполяризовано. На рис. 9 изображена типичная ситуация, в которой область полного отражения любой поляризации отделена от областей избирательного отражения поляризации. В зависимости от конкретного вида матрицы \hat{F} , положение областей полного и избирательного отражения может изменяться. В частности, одна или обе области избирательного отражения могут непосредственно примыкать к области полного отражения. Угловые размеры области сильного отражения ($\delta_6 - \delta_1$) зависят не только от величин амплитуд рассеяния на угол, но также и от значения амплитуд рассеяния вперед и имеют порядок $\delta_6 - \delta_1 \sim \max \{F_{12}, F_{11}^{ps} - F_{22}^q\}$.

При учете поглощения общий «трехгорный» характер кривой отражения сохраняется. Однако везде, может быть, за исключением отдельных точек, коэффициент отражения оказывается меньше, чем при отсутствии поглощения (на рис. 9 его качественное поведение изображено пунктирной кривой).

Формулы настоящего и двух предыдущих разделов в общем виде решают задачу дифракции не только для магнитного сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии в кристалле, но фактически также для квадрупольного и комбинированного сверхтонкого расщепления. (Действительно, явный вид оператора \hat{F} нигде не был использован.) Однако анализ полученных выражений в общем случае затруднен, в частности, потому, что не удастся в явном виде найти корни уравнения (4.21). В связи с этим ниже мы проанализируем качественные особенности дифракции на магнитоупорядоченных кристаллах на ряде примеров, допускающих аналитическое решение дифракционной задачи.

з) Примеры аналитического решения динамической системы. 1) *Не зависящая от поляризации амплитуда рассеяния на нулевой угол.* Если направления \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 совпадают с кристаллографическими осями высокой симметрии, например, с осями вращения третьего или более высокого порядков, то амплитуда рассеяния на нулевой угол в этих направлениях оказывается не зависящей от поляризации, причем поляризация волны, рассеянной на нулевой угол, совпадает с исходной поляризацией. Другими словами, для прямого прохождения волны

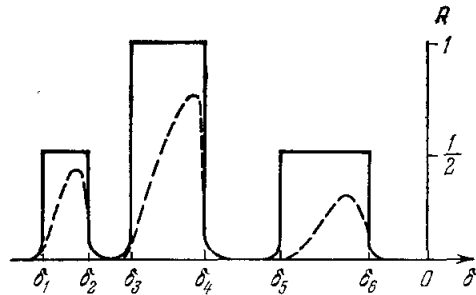


Рис. 9. Вид кривой отражения неполяризованного пучка для совершенного магнитоупорядоченного кристалла в отсутствие поглощения (сплошная кривая) и при учете поглощения (штриховая кривая).

В отсутствие поглощения интервалы углов, для которых $\delta_1 < \delta < \delta_2$, $\delta_5 < \delta < \delta_6$, соответствуют избирательному отражению одной из собственных поляризаций, интервал $\delta_3 < \delta < \delta_4$ — полному отражению любой поляризации.

в направлениях высокой симметрии любая поляризация является собственной. В рассматриваемом случае собственные поляризации решений системы (4.3) определяются только амплитудами рассеяния на направления 1 в 2 и из 2 в 1 и легко находятся из вида этих амплитуд. Действительно, для не зависящей от поляризации амплитуды рассеяния вперед система четырех скалярных уравнений (4.3) разбивается на две независимые системы из двух уравнений, если в качестве поляризационных использовать орты, одновременно диагонализующие операторы \hat{F}_{12} и \hat{F}_{21} . Таким образом, отыскание собственных поляризаций сводится к совместной диагонализации двух матриц второго порядка, описывающих рассеяние 12 и 21. Матрицы

$$\hat{F}_{ik} = \begin{pmatrix} F_{ik}^{11} & F_{ik}^{12} \\ F_{ik}^{21} & F_{ik}^{22} \end{pmatrix}$$

(см. (4.5)) диагонализуются в ортах поляризации, определяемых соотношениями

$$\mathbf{n} = \frac{\hat{S}\mathbf{n}}{|\hat{S}\mathbf{n}|}, \quad \mathbf{n}' = \frac{\hat{S}'\mathbf{n}'}{|\hat{S}'\mathbf{n}'|}, \quad \text{где } \hat{S} = \hat{F}_{12}\hat{F}_{21} \quad \hat{S}' = \hat{F}_{21}\hat{F}_{12}. \quad (4.40)$$

Из (4.40) получаем, например, следующее выражение для вектора собственной поляризации \mathbf{n} через исходные орты:

$$\mathbf{n}_{1,2} = [|S_{12}|^2 + |\xi_{1,2} - S_{11}|^2]^{-1/2} [S_{12}\chi_1 + (\xi_{1,2} - S_{11})\chi_2], \quad (4.41)$$

где

$$\xi_{1,2} = \frac{S_{11} + S_{22}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{S_{11} - S_{22}}{2}\right)^2 + S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22}}.$$

Дальнейшее решение дифракционной задачи проводится так же, как в случае нерасщепленной линии. Отметим, что в общем случае матрица \hat{S} не эрмитова, поэтому векторы собственных поляризаций $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$, определенные соотношениями (4.41), вообще говоря, не ортогональны.

В рассматриваемом случае, так же как для нерасщепленной линии, собственные поляризации остаются неизменными в области дифракционного отражения. Это упрощает анализ поляризационных свойств излучения. Пусть, например, найденные собственные поляризации ортогональны, тогда в брэгговском случае при рассеянии на толстом кристалле неполяризованного излучения поляризационная матрица плотности (4.37), усредненная по области дифракционного отражения, соответствует излучению, частично поляризованному вдоль вектора \mathbf{n}'_1 или \mathbf{n}'_2 , в зависимости от того, для какой из \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 больше амплитуда рассеяния из направления 1 в 2. Степень поляризации P выражается через матричные элементы $F_{12}^{ii} \equiv F_{12}^i$, записанные в ортах собственных поляризаций, соотношением

$$P = \frac{\|F_{12}^1\| \mathcal{F}^1 - \|F_{12}^2\| \mathcal{F}^2}{\|F_{12}^1\| \mathcal{F}^1 + \|F_{12}^2\| \mathcal{F}^2}, \quad (4.42)$$

где \mathcal{F} — то же величины, что и в формуле (4.19).

Выражение (4.42) отличается от результата кинематического рассмотрения, в котором (см. формулу (3.10)) излучение частично поляризовано вдоль того же вектора, однако степень поляризации оказывается равной $\|F_{12}^1\|^2 - \|F_{12}^2\|^2 / (\|F_{12}^1\|^2 + \|F_{12}^2\|^2)$. Для неортогональных собственных поляризаций, как следует из (4.37), вектор, описывающий частичную поляризацию, отличается от векторов $\mathbf{n}'_1, \mathbf{n}'_2$. В этом случае для получения интегральных поляризационных характеристик следует пользоваться непосредственно выражениями (4.37), (4.38). Аналогично разобранному выше решается система динамических уравнений и при наличии зависимости амплитуд рассеяния вперед от поляризации, если векторы поляриза-

ции \mathbf{n}_i , \mathbf{n}'_i , найденные из (4.40), совпадают с векторами собственных поляризацій для прямого прохождения. Такая ситуация может реализоваться для специальных взаимных ориентаций \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 и направлений, характеризующих магнитную структуру кристалла. Для магнитных максимумов в антиферромагнитном кристалле, например, рассматриваемый случай реализуется, если антиферромагнитная ось лежит в плоскости \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 , перпендикулярна к этой плоскости, или разность азимутальных углов волновых векторов \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 относительно антиферромагнитной оси составляет $\pi/2$. В первых двух случаях собственными оказываются π - и σ -поляризации. В последнем — собственные поляризации также линейны, но задаются ортами (2.5).

2) *Случай биквадратного секулярного уравнения.* Найти аналитические выражения для собственных решений уравнений Максвелла и проследить за характером изменения поляризационных свойств излучения в дифракционной области удастся при вырождении секулярного уравнения в биквадратное. Случай биквадратного уравнения реализуется для физически интересных условий дифракционного эксперимента. Например, если в кубическом кристалле существует выделенная магнитными свойствами ось (например, антиферромагнитная), а векторы \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 составляют одинаковые углы с этой осью.

Для анализа такого случая целесообразно в качестве поляризационных ортов в уравнении (4.3) использовать орты собственных поляризацій для прямого прохождения в направлениях 1 и 2. В этих ортах матрица \hat{F} упрощается, так как ее элементы, описывающие рассеяние на нулевой угол, принимает вид

$$\hat{F}_{11} = \begin{pmatrix} F_{11}^1 & 0 \\ 0 & F_{11}^2 \end{pmatrix}, \quad \hat{F}_{22} = \begin{pmatrix} F_{22}^1 & 0 \\ 0 & F_{22}^2 \end{pmatrix}, \quad \text{где } F_{pp}^i \equiv F_{pp}^{ii},$$

а для диагональных элементов выполняется соотношение $F_{11}^1 - F_{11}^2 = F_{22}^1 - F_{22}^2$. Последнее соотношение является отражением того факта, что для эквивалентных направлений в кристалле разности показателей преломления собственных волн (имеется в виду прямое прохождение) одинаковы для каждого из направлений. При этом для симметричного случая Брэгга ($b = -1$) условием обращения секулярного уравнения (4.21) в биквадратное является

$$F_{12}^{12} F_{21}^{21} - F_{21}^{12} F_{12}^{21} = 0. \quad (4.43)$$

При выполнении условия (4.43) собственные значения и собственные решения уравнения (4.21) (см. формулу (4.23)) в ортах, совпадающих с векторами собственных поляризацій для прямого прохождения, определяются формулами:

$$\begin{aligned} \epsilon - \frac{1}{4} (F_{11}^{11} + F_{11}^{22} - F_{22}^{11} - F_{22}^{22}) - \frac{\delta}{2} = \tilde{\epsilon} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{\delta^2}{2} - \delta (b_{11} + b_{22}) + \right. \\ \left. + (b_{11}^2 + b_{22}^2 - \Delta_+) \pm \sqrt{(b_{11} - b_{22})^2 \left[\delta^2 - 2\delta (b_{11} + b_{22}) \left(1 + \frac{F_{21}^{22} F_{12}^{22} - F_{12}^{11} F_{21}^{11}}{b_{11}^2 - b_{22}^2} \right) \right] + \right. \\ \left. + (b_{11}^2 + b_{22}^2 - \Delta_+)^2 - 4 \det \tilde{F} \right\}^{1/2}, \quad (4.44) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} a_{1p} &= (\tilde{\epsilon}_p - a)^{-1} [F_{12}^{11} F_{21}^{11} (\tilde{\epsilon}_p^2 - b^2) + F_{12}^{12} F_{21}^{21} (b + \tilde{\epsilon}_p) (a + \tilde{\epsilon}_p) + \Delta_1 \Delta_2], \\ a_{2p} &= F_{12}^{22} F_{21}^{21} (a + \tilde{\epsilon}_p) + F_{12}^{21} F_{21}^{11} (b + \tilde{\epsilon}_p), \quad a_{3p} = F_{21}^{11} (\tilde{\epsilon}_p^2 - b^2) + F_{12}^{22} \Delta_2, \\ a_{4p} &= - [F_{12}^{21} \Delta_2 + F_{21}^{21} (b - \tilde{\epsilon}_p) (a + \tilde{\epsilon}_p)], \quad B_p = \frac{\sqrt{|a_{3p}|^2 + |a_{4p}|^2}}{\sqrt{|a_{1p}|^2 + |a_{2p}|^2}}, \end{aligned} \right\} (4.45)$$

где

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{1}{2} (F_{11}^{11} + F_{22}^{11}) - \frac{\delta}{2}, & b &= \frac{1}{2} (F_{11}^{22} + F_{22}^{22}) - \frac{\delta}{2}, \\
 b_{11} &= \frac{1}{2} (F_{11}^{11} + F_{22}^{12}), & b_{22} &= \frac{1}{2} (F_{11}^{22} + F_{22}^{22}), \\
 \Delta_1 &= F_{12}^{11} F_{12}^{22} - F_{12}^{12} F_{12}^{21}, & \Delta_2 &= F_{21}^{11} F_{21}^{22} - F_{21}^{12} F_{21}^{21}, \\
 \Delta_+ &= F_{12}^{12} F_{21}^{21} + F_{12}^{11} F_{21}^{11} + F_{12}^{22} F_{21}^{22} + F_{12}^{12} F_{21}^{21}.
 \end{aligned}$$

Формулы (4.44), (4.45) полностью определяют собственные решения системы динамических уравнений. В частности, если собственные поляризации для прямого прохождения линейны и взаимно перпендикулярны, параметры векторов поляризаций α , β в собственных решениях определяются выражениями (4.25). Это означает, что собственные поляризации (эллиптические в общем случае) характеризуются эллипсом поляризации, ось которого повернута относительно исходного орта χ_1 на некоторый угол $\tilde{\varphi}$. Угол $\tilde{\varphi}$ и отношение осей эллипса поляризации a_1/a_2 не постоянны в области дифракционного отражения и определяются соотношениями:

$$\tilde{\varphi}_p = -\frac{1}{2} \operatorname{arctg} 2\alpha_p, \quad \frac{a_1}{a_2} = \sqrt{\frac{(1 + \operatorname{tg}^2 \tilde{\varphi}_p) |\operatorname{tg} \alpha_p \sin \beta_p|}{(1 + \operatorname{tg} \tilde{\varphi}_p \operatorname{tg} \alpha_p)^2}}. \quad (4.46)$$

В тех же условиях для случая Лауэ секулярное уравнение сводится к биквадратному при $F_{21}^{22} F_{12}^{22} - F_{12}^{11} F_{21}^{11} = 0$.

3) *Полностью разрешенное зеемановское расщепление мёссбауэровской линии.* Анализ выражений, приведенных в предыдущих разделах, существенно упрощается в случаях, когда мёссбауэровское рассеяние идет через один или два различных зеемановских перехода. Причем переходы следует считать различными не только в том случае, когда им соответствуют различные энергии, но и при совпадающих энергиях зеемановских переходов в случае вырождения уровней (например, при квадрупольном расщеплении). Если в элементарной ячейке кристалла имеется несколько мёссбауэровских ядер, то переходы в ядрах, занимающих различные положения в ячейке также следует считать различными вне зависимости от того, совпадают ли их энергии или нет. Например, в антиферромагнетике с двумя магнитными атомами в элементарной ячейке при полностью разрешенном зеемановском расщеплении в каждую линию мёссбауэровского спектра дают вклад переходы на ядрах, расположенных в нуле \mathbf{H} и $-\mathbf{H}$, т. е. каждой линии соответствуют два различных перехода.

Рассмотрим сначала эффект подавления неупругих каналов⁷⁹. Для одного зеемановского перехода в системе (4.3) матричные элементы $F_{mn}^{pq} \sim \mathbf{n}_i^* (\mathbf{k}_n)_q \mathbf{n}_i (\mathbf{k}_m)_p e^{i(\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_m) \cdot \mathbf{r}}$, где \mathbf{r} задает положение ядра, а поэтому столбцы матрицы \hat{F} линейно зависимы, так как отличаются друг от друга только общим множителем. Следствием такой линейной зависимости является то, что в секулярном уравнении (4.21) при $\delta = 0$ отличны от нуля коэффициенты только при ε^4 , ε^3 и три корня секулярного уравнения обращаются в нуль. Это означает, что при $\delta = 0$ в соответствующих трех собственных решениях отсутствует затухание и поэтому реализуется полный эффект подавления неупругих каналов. Если рассеяние идет через два различных перехода, каждый элемент матрицы \hat{F} состоит из двух слагаемых того же типа, что и выше. При этом линейная зависимость столбцов оказывается такой, что для $\delta = 0$ в секулярном уравнении помимо ε^4 , ε^3 присутствует и ε^2 . Это означает, что два корня обращаются в нуль и в двух собственных решениях отсутствует затухание. Если два нулевых корня не обусловлены тем, что гамма-кванты некоторой поляризации просто и взаимно действуют с ядрами кристалла, то в этом случае также при

$\delta = 0$ реализуется полный эффект подавления вне зависимости от мультипольности ядерного перехода. Аналогичный анализ показывает, что в случае трех переходов при $\delta = 0$ в нуль обращается только один корень и эффект подавления реализуется только для поляризации, соответствующей решению с нулевым собственным значением. Для четырех переходов эффект подавления в общем случае не реализуется, т. е. не существует такой суперпозиции волн E_1 и E_2 , для которой амплитуда образования возбужденного ядра в рассматриваемых переходах обращается в нуль.

Пока что мы предполагали только наличие сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии, не конкретизируя типа кристаллической и магнитной структуры образца. Приводимые ниже результаты относятся к магнитным дифракционным максимумам в антиферромагнитных кристаллах.

Для не зависящей от поляризации амплитуды рассеяния вперед с помощью формул (4.40), (4.41) найдем, что собственные поляризации для каждого из направлений 1 и 2 линейны, ортогональны и повернуты относительно ортов $\chi_1 = [Hk]/|Hk|$, $\chi'_1 = [Hk']/|Hk'|$ на угол $\tilde{\varphi}$, определяемый соотношением

$$\operatorname{tg} \tilde{\varphi} = \frac{\xi_{1,2} - S_{11}}{S_{12}}. \quad (4.47)$$

Матрица \hat{S} с точностью до несущественного здесь множителя равна

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} \sin^2 \alpha_t (1 + \cos 2\alpha'_t \cos 2\Phi) & \frac{1}{2} \cos 2\alpha'_t \sin 2\alpha_t \sin 2\Phi \\ \frac{1}{2} \cos 2\alpha'_t \sin 2\alpha_t \sin 2\Phi & \cos^2 \alpha_t (1 - \cos 2\alpha'_t \cos 2\Phi) \end{pmatrix}. \quad (4.48)$$

Матрица \hat{S}' получится из выражения (4.48), если в нем произвести замену α_t на α'_t , α'_t на α_t и Φ на $-\Phi$. Параметры α_t , α'_t определяют n_t , n'_t векторы поляризации излучения, испускаемого в переходе, через который идет рассеяние, в направлениях k_1 , k_2 ; Φ — разность фаз фазовых множителей векторов поляризации n_t и n'_t (см. формулы (2.4), (2.5)). Например, для магнитного дипольного перехода при

$$\Delta M = \pm 1, \quad \operatorname{tg} \alpha_t = \pm \cos \theta, \quad \operatorname{tg} \alpha'_t = \pm \cos \theta', \quad \Phi = \pm (\varphi - \varphi'),$$

где обозначения углов те же, что в формулах (3.16). Собственные значения матрицы \hat{S} , \hat{S}' в рассматриваемом случае оказываются совпадающими и равными

$$\xi = \frac{1}{2} [1 - \cos 2\alpha_t \cos 2\alpha'_t \cos 2\Phi \pm \sqrt{(1 - \cos 2\alpha_t \cos 2\alpha'_t \cos 2\Phi)^2 - \sin^2 2\alpha_t \sin^2 2\alpha'_t}]. \quad (4.49)$$

В ортах, совпадающих с найденными векторами собственных поляризаций, элементы матрицы \hat{F} , описывающие рассеяние из направления 1 в 2 и обратно, принимают вид

$$\hat{F}_{12} = -\hat{F}_{21} = ie^{i\varphi_E} \frac{4\pi}{V\kappa^2} \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{\max}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\sigma_{\min}} \end{pmatrix}; \quad (4.50)$$

здесь φ_E — фаза энергетического множителя в мёссбауэровской амплитуде (2.11), σ_{\max} и σ_{\min} — максимальное и минимальное сечения рассеяния элементарной ячейкой из направления 1 в 2 и обратно, которые как раз и достигаются для найденных собственных поляризаций. Дальнейшее решение дифракционной задачи для каждого из двух найденных наборов собственных поляризаций описывается формулами раздела б) гл. 4, в которых величины F_{12} , F_{21} следует считать определенными формулой (4.50). Найденные выше выражения для собственных поляризаций в случае не зависящей от поляризации амплитуды рассеяния вперед для

рассеяния через изолированный зеемановский переход оказываются справедливыми и при произвольной величине зеемановского расщепления. В этом случае от величины зеемановского расщепления оказываются зависящими амплитуды F_{12}^i и, как следствие, интегральные характеристики рассеяния (4.42).

Рассмотрим теперь ситуацию, в которой амплитуда рассеяния вперед зависит от поляризации, однако секулярное уравнение сводится к биквадратному. Как уже отмечалось, такая ситуация реализуется в симметричном случае Брэгга, если волновые векторы \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 образуют одинаковые углы с антиферромагнитной осью. В этом случае \tilde{F}^N в поляризационных ортах (2.5) для дипольного перехода с $M = \pm 1$ в ядерных дифракционных максимумах дается выражениями

$$\begin{aligned} \hat{F}_{11} = \hat{F}_{22} &= A \begin{pmatrix} \sin^2 \alpha_t & 0 \\ 0 & \cos^2 \alpha_t \end{pmatrix}, \\ \frac{1}{A} \hat{F}_{12} &= \left(\frac{1}{A} \hat{F}_{21} \right)^* = \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \begin{pmatrix} i \sin^2 \alpha_t \sin \Phi & i \sin \alpha_t \cos \alpha_t \cos \Phi \\ -i \sin \alpha_t \cos \alpha_t \cos \Phi & i \cos^2 \alpha_t \sin \Phi \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4.51)$$

где $A = \frac{4\pi}{V_{\mathbf{k}^2}} N f_{\text{coh}}^0$, а f_{coh}^0 определяется выражением (2.8), если в нем опустить множитель $(\mathbf{e}_{mm'}^*(\mathbf{k}) (\mathbf{u}_{mm'}(\mathbf{k}') \mathbf{e}'))$, \tilde{F}_H^N — та же величина, что в формуле (3.17), N — число мёссбауэровских ядер в элементарной ячейке, остальные обозначения такие же, как в формуле (4.48). При этом секулярное уравнение (4.21) оказывается биквадратным и, пользуясь формулой (4.44), для его корней получаем:

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{\tilde{\delta}^2}{2} - \tilde{\delta} + B(\alpha_t, \tilde{F}_H^N) \pm \left[\cos^2 2\alpha \left(\tilde{\delta}^2 - 2\tilde{\delta} \left(1 - \left| \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 \sin^2 \Phi \right) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + B(\alpha_t, \tilde{F}_H^N)^2 - \frac{1}{4} \sin^4 2\alpha_t \left(1 - \left| \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (4.52)$$

где

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{1}{A} \left(\varepsilon - \frac{\delta}{2} \right), \quad \tilde{\delta} = \frac{\delta}{A},$$

$$B(\alpha_t, \tilde{F}_H^N) = \cos^4 \alpha_t + \sin^4 \alpha_t - 2 \left| \frac{\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 (1 - \cos^2 2\alpha_t \cos 2\Phi).$$

Величины a_{ip} , соответствующие p -му найденному корню, определяются следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} a_{1p} &= \left| \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 \left(\sin^2 \alpha_t - \frac{\tilde{\delta}}{2} - \tilde{\varepsilon}_p \right)^{-1} \sin^2 \alpha_t \left[\left(\frac{\tilde{\delta}^2}{4} - \delta \cos 2\alpha_t - \tilde{\varepsilon}_p \right) \times \right. \\ &\quad \times \sin^2 \alpha_t \sin \Phi + \left(\frac{\tilde{\delta}^2}{4} - \frac{\tilde{\delta}}{2} + \tilde{\varepsilon}_p \cos 2\alpha_t - \tilde{\varepsilon}_p^2 \right) \cos^2 \alpha_t \cos^2 \Phi + \\ &\quad \left. + \sin^2 \alpha_t \cos^4 \alpha_t \left(1 - \left| \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 \right) \right], \\ a_{2p} &= \frac{1}{8} \left| \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 \sin 4\alpha_t \sin 2\Phi, \\ a_{3p} &= i \sin^2 \alpha_t \sin \Phi \left(\frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right) \left[\frac{\tilde{\delta}^2}{4} - \tilde{\delta} \cos^2 \alpha_t - \tilde{\varepsilon}_p^2 + \right. \\ &\quad \left. + \cos^4 \alpha_t \left(1 - \left| \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 \right) \right], \\ a_{4p} &= \frac{i}{2} \sin 2\alpha_t \cos \Phi \left(\frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right) \left[\frac{\tilde{\delta}^2}{4} - \frac{\tilde{\delta}}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \sin^2 2\alpha_t \left(1 - \left| \frac{2\tilde{F}_H^N}{N} \right|^2 \right) + \tilde{\varepsilon}_p \cos 2\alpha_t - \tilde{\varepsilon}_p^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (4.53)$$

Формулы (4.52), (4.53) описывают зависимость интенсивности и поляризационных характеристик рассеяния в ядерных дифракционных максимумах от структуры антиферромагнетика, энергии гамма-квантов и отклонения угла рассеяния от условия Брэгга. Например, для больших энергетических расстройек от точного резонанса, где величину A можно с хорошей точностью считать действительной, собственные поляризации оказываются линейными. При этом угол, образуемый плоскостью поляризации с поляризационными ортами (2.5), зависит от параметра δ (отклонения от условия Брэгга), а явный вид этой зависимости оказывается связанным со структурой антиферромагнетика через величину $|2\tilde{F}_H^N/N|$. Вид кривой отражения неполяризованного излучения зависит от структуры антиферромагнетика и отличия энергии γ -квантов от резонансного значения. Например, для случая $|2\tilde{F}_H^N/N| = 1$, который, в частности, реализуется для антиферромагнетиков с двумя магнитными атомами в элементарной ячейке при больших энергетических расстройках и $\cos^2 \alpha_t \cos^2 \Phi > 1/2$ характерные точки на кривой отражения (см. рис. 9) определяются следующими значениями параметра δ : $\delta_1 = \delta_2 = 0$,

$$\begin{aligned} \delta_3 &= \cos^2 \Phi (1 - \sin 2\alpha_t), \quad \text{Re } A & \delta_4 &= \cos^2 \Phi (1 + \sin 2\alpha_t) \text{ Re } A, \\ \delta_5 &= 2 (1 - \cos 2\alpha_t \sin \Phi) \text{ Re } A, & \delta_6 &= 2 (1 + \cos 2\alpha_t \sin \Phi) \text{ Re } A. \end{aligned}$$

На основе приведенных формул и результатов предыдущих разделов может быть найдена зависимость от деталей магнитной структуры антиферромагнетика интегрального коэффициента отражения и соответствующей поляризационной матрицы плотности. Здесь мы не приводим явный вид этих выражений ввиду их громоздкости.

Выше мы не учитывали рэлеевского рассеяния. Для ядерных максимумов рэлеевское рассеяние дает вклад только в амплитуду рассеяния вперед, поэтому не влияет на поляризационные характеристики рассеяния, а просто как целое сдвигает кривую отражения (см. рис. 9) вдоль оси абсцисс на величину F_{11}^R .

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

а) **Интерференция ядерного и рэлеевского рассеяний.** Экспериментальное исследование мёссбауэровской дифракции началось с установления факта когерентности ядерного резонансного и рэлеевского рассеяния, т. е. наличия интерференции между этими двумя процессами рассеяния. В первых работах бирмингемской группы^{3, 4} интерференция ядерного и рэлеевского рассеяний была обнаружена на поликристаллических образцах железа с естественным содержанием мёссбауэровского изотопа Fe^{57} . Эти же эксперименты показали, что в связи с малой активностью мёссбауэровских источников и малым естественным процентным содержанием мёссбауэровского изотопа для получения количественной информации при разумном времени проведения эксперимента целесообразно использовать монокристаллические рассеиватели, обогащенные мёссбауэровским изотопом. В последующих работах бирмингемской группы, выполненных на монокристаллах, содержащих Fe^{57} , для мёссбауэровского излучения 14,4 кэв интерференционные явления (слабая асимметрия зависимости интенсивности дифрагировавшего излучения от энергии гамма-квантов) проявлялись уже более отчетливо [16], однако, по-прежнему, результаты носили качественный характер (см. рис. 1). Наблюдалась также дифракция в условиях чисто ядерного резонансного рассеяния для отражения, рэлеевская структурная амплитуда которого равна нулю (рис. 10)¹⁸ и было экспериментально показано¹⁷, что тепловой фактор в когерентном ядерном резонансном рассеянии представляет собой произведение двух факторов Лэмба — Мёссбауэра (см. (2.11)), т. е. не совпадает с обычным фактором Дебая — Валлера и не зависит от угла рассеяния.

Группа Войтовецкого выполнила экспериментальные исследования мёссбауэровской дифракции, используя излучение 23,8 кэв изотопа Sn^{119} ³⁰⁻³⁵. Этой группой были выполнены первые количественные экспериментальные исследования интерференции ядерного и рэлеевского рассеяния³².

Использование в качестве рассеивателей совершенных монокристаллов олова позволило не только наблюдать интерференцию ядерного и рэлеевского рассеяний, но также обнаружить динамические эффекты в дифракции на обогащенных изотопом Sn^{119} и необогащенных образцах (см. ниже). В работе ³⁵ показано, что рассеяние на большие углы (высокие порядки отражения) может быть использовано для выделения чисто ядерного когерентного рассеяния. Наблюдавшаяся в работе ³⁵ энергетическая зависимость интенсивности дифракционного максимума при угле рассеяния

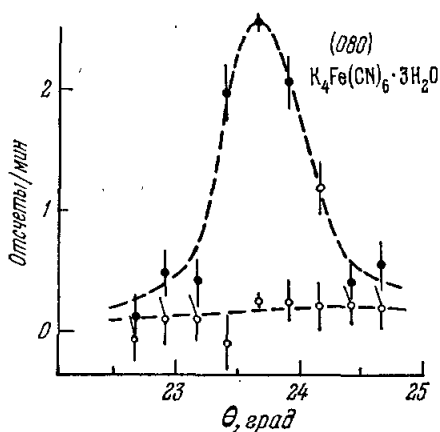


Рис. 10. Дифракционный максимум, обусловленный чисто ядерным резонансным рассеянием на обогащенном монокристалле $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ в условиях поглощения рэлеевского рассеяния ¹⁸.

Нижняя кривая — угловая зависимость интенсивности рассеяния вне резонанса, верхняя кривая — та же зависимость при совпадении энергии гамма-квантов с резонансным значением.

ренционная картина при наличии сверхтонких полей, на мёссбауэровских ядрах в рассеивающем кристалле оказывается намного сложнее и разнообразнее. Знак интерференционного слагаемого в интенсивности дифракционного максимума оказывается зависящим не только от знака разности энергии γ -кванта и резонансной энергии, но также и от ориентации сверхтонких полей в кристалле. Рис. 11 иллюстрирует характер интерференционных кривых и их зависимость от ориентации магнитных полей на ядрах Fe в гематите. В условиях сверхтонкого расщепления, как следует из выражений для когерентной амплитуды (см. гл. 2), кроме интерференции ядерного и рэлеевского рассеяний существует также интерференция ядерного рассеяния через различные подуровни основного и возбужденного состояний мёссбауэровского ядра. Впервые эта интерференция и ее зависимость от ориентации сверхтонких полей наблюдались для магнитных рефлексов в брэгговском рассеянии на гематите ⁸⁵.

б) Аномальное прохождение мёссбауэровского излучения через кристаллы. В работах ^{31, 34} Войтовецкий с сотрудниками впервые наблюдали эффект подавления неупругих ядерных каналов реакций при дифракции излучения Sn^{119} на монокристаллах олова (рис. 12). Эффект подавления проявляется в различии энергетических зависимостей интенсивности излучения, дифрагиру-

126° аналогична представленной на рис. 10, и свидетельствует почти о полном отсутствии когерентного рэлеевского рассеяния в условиях эксперимента. Подавление рэлеевского рассеяния обусловлено тем, что тепловой фактор в ядерном рассеянии не зависит от угла рассеяния, а фактор Дебая — Валлера, входящий в когерентную амплитуду рэлеевского рассеяния, быстро убывает с возрастанием угла рассеяния.

Выше были приведены результаты экспериментального исследования интерференции ядерного и рэлеевского рассеяний при отсутствии сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии в рассеивающем кристалле. Детальное исследование интерференции ядерного и рэлеевского рассеяний в условиях сверхтонкого расщепления мёссбауэровских линий при дифракции на обогащение изотопом Fe^{57} монокристалле гематита было выполнено в работах ^{83, 84}. Интерфе-

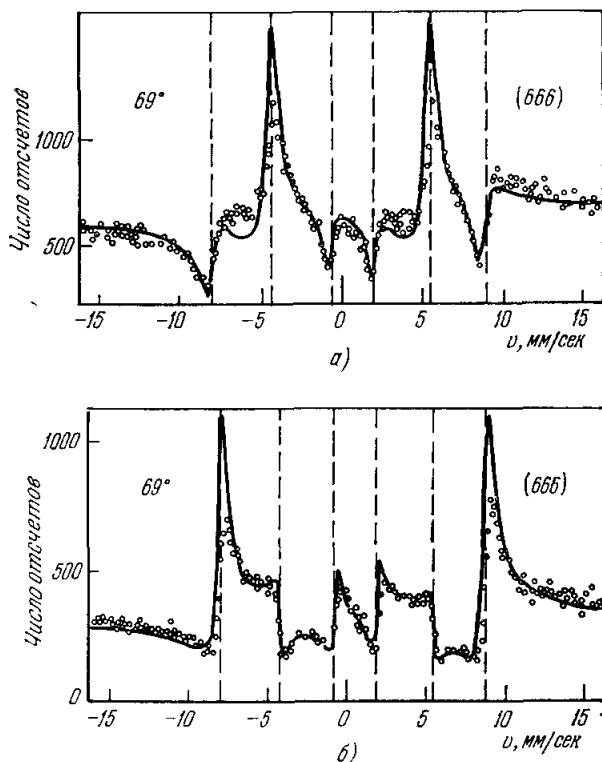


Рис. 11. Интерференция ядерного и рэлеевского рассеяний в брэгговском отражении (666) для гематита в условиях зеемановского расщепления мёссбауэровской линии ^{54}Fe . Антиферромагнитная ось перпендикулярна к плоскости рассеяния (а) и лежит в плоскости рассеяния (б).

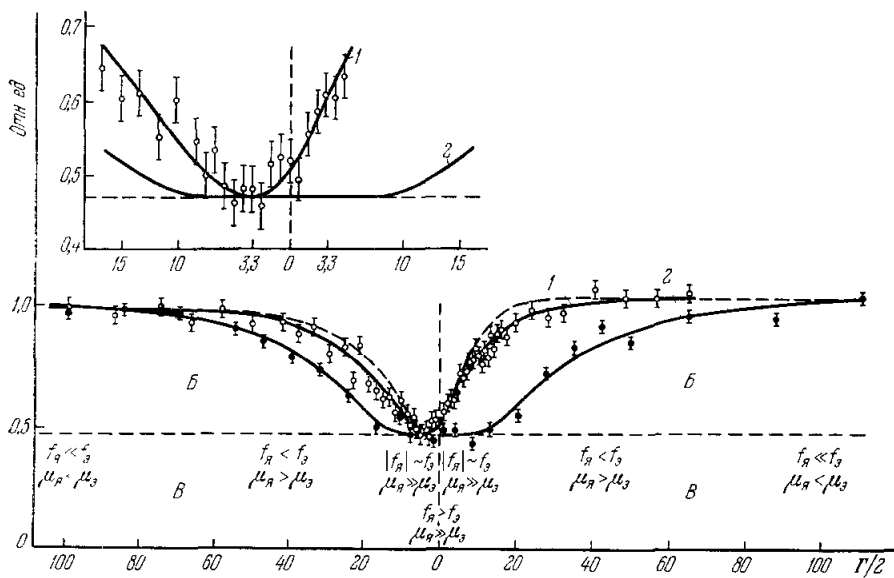


Рис. 12. Зависимость интенсивности дифрагировавшего пучка при лауэ-дифракции на обогащенном монокристалле олова (1) и прошедшего через кристалл под углом, отличным от угла Брэгга (2), от относительной скорости источника и кристалла ^{54}Fe .

вавшего на кристалле и прошедшего через кристалл вне условия Брэгга. Так, например, в непосредственной близости к точному резонансу из-за сильного поглощения не наблюдается энергетической зависимости в спектре пропускания (кривая 2), т. е. обнаруживается полное поглощение резонансных гамма-квантов. Для дифрагировавшего пучка в том же интервале энергий эта зависимость четко выражена (кривая 1), т. е. полное поглощение не достигается. На рис. 12 отмечены также области, в которых реализуются различные механизмы подавления ядерного поглощения: 1)

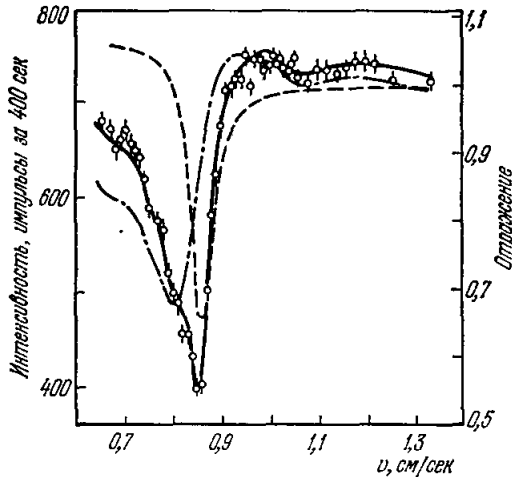


Рис. 13. Зависимость интенсивности лауэ-дифрагировавшего на монокристалле гематита пучка мёсбауэровских квантов от скорости источника ³⁶.

Область вблизи резонанса, в которой ядерное рассеяние и поглощения превосходят рассеяние и поглощение на электронах ($f_n > f_e$, $\mu_n > \mu_e$). Здесь механизм подавления обусловлен в основном взаимодействием гамма-квантов с ядрами. 2) Области, в которых амплитуда ядерного рассеяния меньше амплитуды рассеяния на электронах, а ядерное поглощение еще больше электронного ($f_n < f_e$; $\mu_n > \mu_e$). Здесь механизм подавления существенно связан с электронным рассеянием, так как в этом случае формирование в кристалле конфигурации поля, для которой уменьшается ядерное поглощение, осуществляется в основном за счет рассеяния на электронах. 3) Области, в которых ядерное и релеевское рассеяние одного порядка ($f_n \sim f_e$, $\mu_n > \mu_e$). Здесь присутствуют оба выше названных механизма. Асимметрия кривой 1 и смещение минимума из точного резонанса обусловлены интерференцией ядерного и релеевского рассеяний. В работе ³⁵ была обнаружена обусловленная динамическими эффектами зависимость энергетической формы линии рассеянного излучения от степени совершенства и толщины образцов.

Группа Складяревского применяла для изучения мёсбауэровской дифракции излучение 14,4 кэв от изотопа Fe⁵⁷, используя совершенные необогащенные и обогащенные изотопом Fe⁵⁷ монокристаллы железа с трехпроцентной добавкой кремния, монокристаллы гематита и натриевого нитропрусида ³⁶⁻³⁹, 51-53, 83-87.

Используя двухкристальный дифрактометр, обеспечивший высокое угловое разрешение (7"), Складяровский с сотрудниками наблюдали эффект подавления ядерных реакций на необогащенном монокристалле Fe + 3% Si ³⁷. На обогащенном до 85% Fe⁵⁷ кристалле гематита в работе ³⁸ наблюдался эффект подавления, а также ядерный Pendelung-эффект (биение интенсивности прошедшего через кристалл излучения в зависимости от энергии гамма-квантов (рис. 13)). Использование гематита (антиферромагнитного соединения) позволило группе Складяревского наблюдать динамические эффекты, обусловленные чисто ядерным рассеянием, исследуя магнитные дифракционные максимумы. Так, в работе ⁵³ наблюдалось уширение и изменение формы резонансной линии в брэгговском рассеянии. Эксперименты на обогащенном гематите в лауэ-геометрии продемонстрировали эффект подавления в условиях чисто ядерного рассеяния ³⁹

(рис. 14). Экспериментально измеренная в этой работе энергетическая ширина линии рассеяния возросла до 45 естественных ширин мёссбауэровской линии.

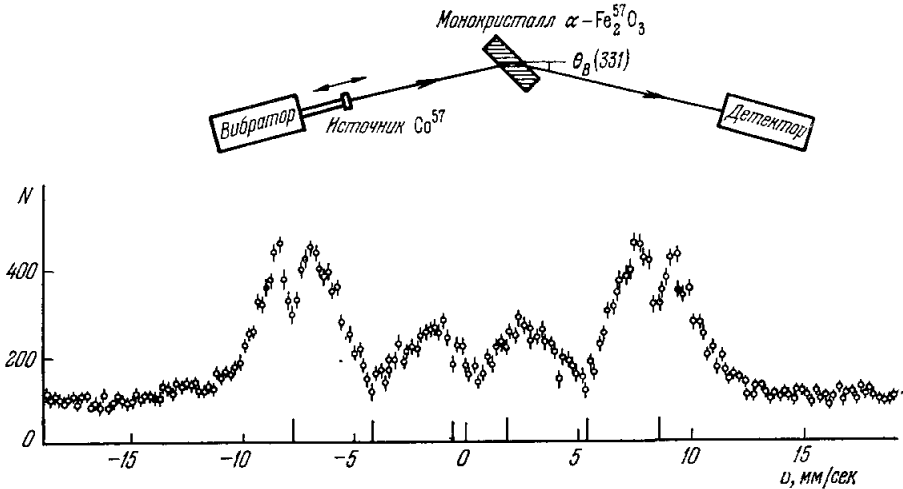


Рис. 14. Эффект подавления в условиях чисто ядерного лауэ-отражения в обогащенном монокристалле гематита ³⁹.

Интенсивность прошедшего через кристалл излучения N возрастает в областях скоростей источника v , соответствующих минимумам в спектре поглощения.

в) Дифракция на магнитоупорядоченных кристаллах и кристаллах со сложной структурой градиентов электрического поля. Качественное отличие мёссбауэровской дифракции от дифракции рентгеновских лучей, связанное с зависимостью амплитуды резонансного рассеяния от направления магнитного поля на ядре было продемонстрировано в работе ⁵¹. В этой работе впервые наблюдались магнитные дифракционные максимумы в рассеянии на обогащенном монокристалле гематита (рис. 15). Результаты работы показали, что в принципе так же, как рассеяние нейтронов, мёссбауэровская дифракция может быть использована для определения магнитной структуры кристаллов. Другое качественное отличие мёссбауэровской дифракции от дифракции излучений других типов, связанное с зависимостью амплитуды резонансного рассеяния от градиента электрического поля на ядре, продемонстрировали работы ^{52, 86, 88}. В работах ^{52, 86} впервые наблюдались квадрупольные дифракционные максимумы, обусловленные наличием двух различных ориентаций главных осей тензора градиента электрического поля (ГЭП) на ядрах железа, находящихся в кристаллографически эквивалентных положениях в кристалле нитропрусида натрия. В работе ⁸⁶ наблюдалось изменение интенсивности квадрупольного рефлекса при вращении кристалла вокруг нормали к рассеивающей плоскости, обусловленное зависимостью амплитуды резонансного рассеяния от ориентации главных осей тензора ГЭП. Группа Кузьмина, начав дифракционные исследования на освоенных изотопах Sn^{119} и Fe^{57} , ^{89, 90}, провела затем дифракционные эксперименты, используя излучение $35,5 \text{ кэВ}$ изотопа Te^{125} , в которых были обнаружены квадрупольные дифракционные максимумы в рассеяниях на монокристаллах теллура ⁸⁸. Существование квадрупольных дифракционных максимумов для теллура обусловлено тем, что в его элементарной ячейке существуют три различные ориентации главных осей тензора ГЭП на ядрах Te ,

занимающих кристаллографически эквивалентные положения (рис. 16). Работы ^{52, 86, 88} были выполнены на соединениях с известной структурой ГЭП. Их результаты показывают возможность с помощью дифракционных мёсбауэровских опытов получать информацию о пространственной ориентации ГЭП в кристаллах.

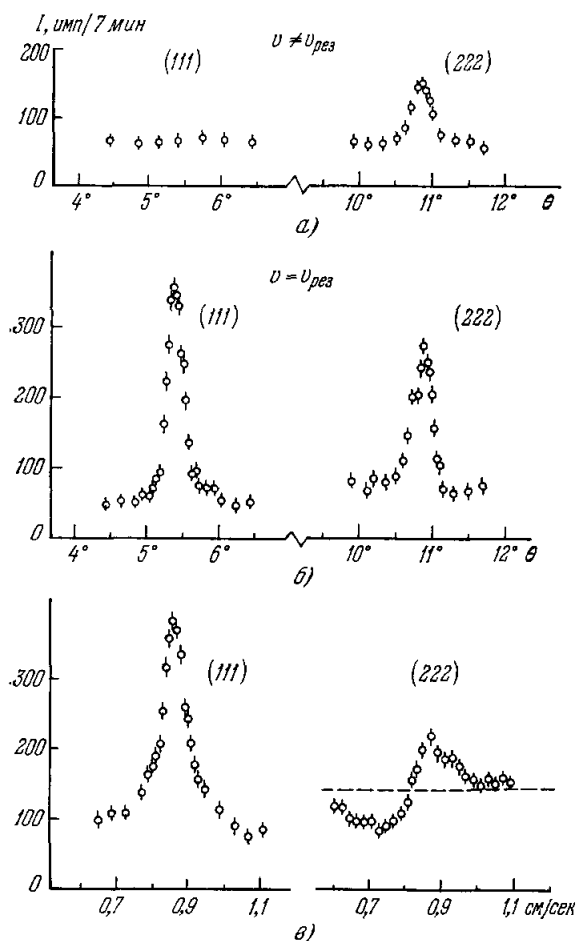


Рис. 15. Магнитный дифракционный максимум в брегговском рассеянии на обогащенном монокристалле гематита ⁵¹.

Максимум наблюдается при наличии резонансного рассеяния (б) и отсутствует, если ядерного рассеяния нет (а). На кривых рис. в) приведена энергетическая зависимость интенсивности рассеяния в магнитном (111) и кристаллическом (222) максимумах.

определения фазы рентгеновской структурной амплитуды были выдвинуты рядом авторов вслед за опубликованием первой работы ³, демонстрирующей когерентность ядерного резонансного и рэлеевского рассеяний гамма-квантов. Однако экспериментальному решению данной проблемы пока что посвящено только две работы ^{14, 15}. В работе ¹⁴ опубликованы результаты предварительных экспериментов и необходимые численные расчеты для определения фазы структурной амплитуды в миоглобине. Работа ¹⁵ посвящена мёсбауэровскому дифракционному определению фазы структурной амплитуды в соединении $K_3Fe(CN)_6$. Принцип определения фазы структурной амплитуды иллюстрирует рис. 3. Используя обогащенный

опытов получать информацию о пространственной ориентации ГЭП в кристаллах.

г) Определение фазы структурной амплитуды. Предложение использовать мёсбауэровскую дифракцию для

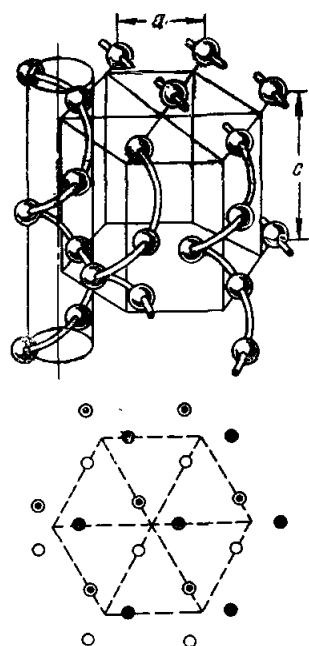


Рис. 16. Структура элементарной ячейки теллура.

В проекции элементарной ячейки на плоскость, перпендикулярную к оси C , для кристаллографически эквивалентных узлов использованы различные обозначения, в соответствии с тремя различными ориентациями главных осей тензора ГЭП в этих узлах ⁸⁸.

до 90% изотопом Fe^{57} монокристаллы $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$, авторы работы экспериментально определили фазы структурных амплитуд рефлексов (020).(040). Найденные значения фаз согласуются с их точными значениями (структура $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ известна). Отметим, что при нахождении фаз по результатам измерений в ^{14, 15} использовались соотношения кинематической теории. Соотношения для определения фазы, учитывающие динамические эффекты, а также сверхтонкое расщепление мёссбауэровской линии, приведены в работах ^{91, 92}. В работе ⁹³ обсуждается возможность нахождения фазы не по энергетической зависимости ядерной амплитуды, а по ее зависимости от ориентации сверхтонких полей, проявляющейся на эксперименте в изменении интенсивности рефлекса при повороте кристалла вокруг нормали к отражающей плоскости (см. ⁸⁶).

Проведенные в ^{14, 15} исследования дают представление о трудоемкости мёссбауэровского определения фазы структурной амплитуды в сложном соединении и требованиям, предъявляемым к экспериментальной аппаратуре. Основной проблемой, которая возникает при мёссбауэровском определении фазы структурной амплитуды, является большая длительность эксперимента, связанная с низкой активностью существующих мёссбауэровских источников. Например, в эксперименте на $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ время измерений для получения данных только для одного рефлекса составило около месяца. Отмечая это, авторы работы ¹⁵ тем не менее делают заключение о возможности экспериментального определения фазы структурной амплитуды с помощью мёссбауэровской дифракции с точностью, достаточной для кристаллографического определения структуры.

д) Разделение упругого когерентного и теплового диффузного рассеяний. Уникальное энергетическое разрешение эффекта Мёссбауэра (например, для изотопа $\text{Fe}^{57} \sim 10^{-8}$ эв) было использовано в ряде работ ⁹⁴⁻¹⁰⁰ для разделения упругого и теплового диффузного рассеяний гамма-излучения на кристаллах, не содержащих мёссбауэровских ядер. Тепловое диффузное рассеяние сопровождается характерным изменением энергии квантов на величину меньше, порядка $10^{-2}-10^{-3}$ эв. Такое малое изменение энергии квантов при энергии квантов порядка 10^4 эв не может быть обнаружено с помощью обычной рентгеновской техники. В связи с этим информация, получаемая мёссбауэровским методом о неупругом диффузном рассеянии представляется особенно ценной. Как известно, энергетический анализ теплового диффузного рассеяния может быть выполнен с помощью неупругого рассеяния нейтронов. Однако энергетическое разрешение этого метода 10^{-5} эв ¹⁰⁰ намного ниже того, что обеспечивает эффект Мёссбауэра.

В работах О'Коннора и соавторов ⁹⁴⁻⁹⁶ исследовалось тепловое и упругое рассеяние, его температурная и угловая зависимость в области углов вблизи брэгговских рефлексов на монокристаллах фтористого лития, титаната бария, алюминия, хлористого калия. В результате в титанате бария вблизи температуры фазового перехода обнаружено неупругое рассеяние гамма-квантов на оптических фонах. Для хлористого калия и алюминия определена температура Дебая. Результаты мёссбауэровского определения этой величины интересны тем, что дебаевская температура, определяемая из рентгеновских дифракционных измерений, содержит систематическую погрешность, связанную с невозможностью выделения этим методом чисто упругого рассеяния.

Мерлини с соавторами ⁹⁷⁻¹⁰⁰ выполнили аналогичные исследования на монокристаллах кремния, алюминия, хлористого калия, сплава $\text{Zr} - 20\% \text{Nb}$. В этих работах, в частности, показано, что наблюдаемая в KCl температурная зависимость диффузного рассеяния в высоких поряд-

ках отражения не может быть объяснена только однофононным рассеянием. Учет многофононного рассеяния приводит к согласованию теоретических и экспериментальных данных. В работе ¹⁰⁰ впервые проведено разделение упругого и диффузного рассеяния на $Zr-20\% Nb$ для углов рассеяния вдали от брэгговских максимумов. Авторы работы ¹⁰⁰ связывают наличие максимума диффузного рассеяния в середине зоны Бриллюэна с неустойчивостью исследованного ими сплава по отношению к

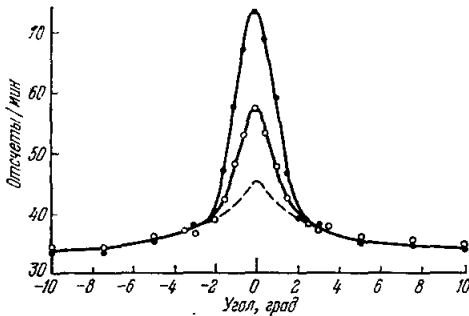


Рис. 17. Угловая зависимость интенсивности рассеяния мёссбауэровского излучения с энергией $14,4 \text{ кэв}$ от монокристалла кремния вблизи отражения (444) ⁹⁷.

Верхняя кривая — полная интенсивность рассеяния, средняя — представляет результаты измерений при наличии резонансного поглотителя перед детектором рассеянных квантов, нижняя, штриховая, кривая получена из первых двух и представляет интенсивность неупругого рассеяния γ -квантов.

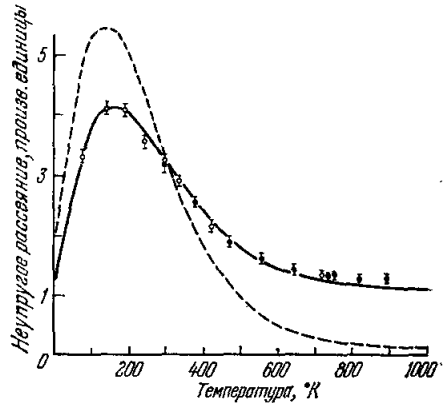


Рис. 18. Температурная зависимость неупругого рассеяния мёссбауэровского излучения с энергией $14,4 \text{ кэв}$ для отражения (1000) от монокристалла KCl ⁹⁹.

С экспериментальными результатами согласуется теоретическая кривая (сплошная линия), полученная при учете как однофононного, так и многофононного неупругого рассеяния. Штриховая расчетная кривая учитывает только однофононное рассеяние.

структурному переходу и отмечают важность полученной информации для выяснения динамики этой неустойчивости. Типичные результаты экспериментальных измерений приведены на рис. 17 и 18.

е) Проблема мёссбауэровского источника. Принципиальная схема опытов по мёссбауэровской дифракции совершенно аналогична схеме соответствующих рентгеновских экспериментов. Отличие состоит лишь в том, что вместо рентгеновской трубки используется мёссбауэровский источник, а также при необходимости проводить энергетический анализ рассеянного излучения между детектором и рассеивателем помещается резонансный поглотитель (рис. 19). Количественным отличием, перерастающим в качественное, является низкая по сравнению с рентгеновскими трубками активность существующих в настоящее время мёссбауэровских источников излучения. При активности источника в несколько десятков милликюри типичное значение скорости счета квантов рассеянного излучения составляет порядка десятка в минуту. В связи с этим в экспериментах по мёссбауэровской дифракции используют дифрактомеры, позволяющие проводить измерения как с мёссбауэровским источником, так и рентгеновской трубкой ¹⁰¹. Применение рентгеновской трубки позволяет существенно ускорить юстировку кристалла и проведение вспомогательных измерений. Помимо низкой активности мёссбауэровских источников фактором, тормозящим широкое использование в физических и прикладных исследованиях мёссбауэровской дифракции, является

уменьшение активности этих источников со временем. Так, например, период полураспада источника мёссбауэровского излучения Fe^{57} составляет 270 дней, Sn^{119} — 245 дней, а Te^{125} — 57 дней. В связи с этим ведутся поиски путей повышения активности как существующих типов мёссбауэровских источников, так и поиски новых принципов создания мёссбауэровских источников.

Ниже мы отметим две принципиальные возможности создания не распадающегося со временем мёссбауэровского источника для дифракционных исследований. Одна из них основана на выделении из спектра рентгеновской трубки излучения в узком энергетическом интервале и малом телесном угле 102 , другая — на использовании когерентного кулоновского

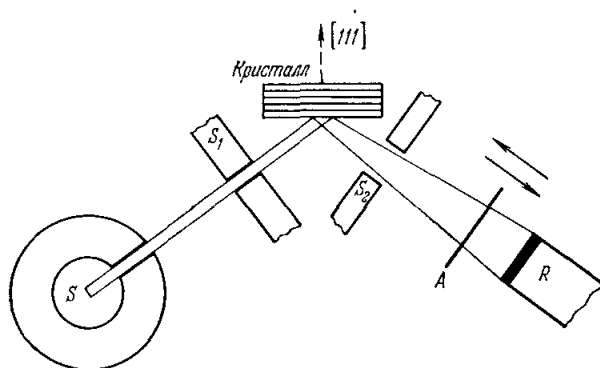


Рис. 19. Принципиальная схема мёссбауэровского дифракционного эксперимента. S — мёссбауэровский источник, S_1 , S_2 — коллиматоры, A — резонансный поглотитель, R — детектор рассеянного излучения.

возбуждения мёссбауэровских ядер $^{103-106}$. Выделение остро направленного в пространстве пучка квантов с энергетической шириной, равной ширине мёссбауэровского перехода, возможно при дифракции излучения от рентгеновской трубки на содержащем мёссбауэровские ядра кристалле, установленном в положение, отвечающее чисто ядерному брэгговскому максимуму. При этом испытывать дифракцию будут только фотоны, резонансным образом взаимодействующие с ядрами, т. е. в энергетическом интервале, определяемом шириной мёссбауэровского перехода. Однако спектральные плотности излучения существующих в настоящее время рентгеновских трубок оказываются пока что недостаточными, чтобы использовать этот принцип для создания мёссбауэровского источника.

Когерентно испускаемые после кулоновского возбуждения в монокристалле мёссбауэровские гамма-кванты имеют резко анизотропное угловое распределение $^{103, 106}$. Разрешенное направление когерентного излучения связано с ориентацией кристалла соотношением, совершенно аналогичным условию Брэгга $\mathbf{k}_p - \mathbf{k} = \boldsymbol{\tau}$, где \mathbf{k} — волновой вектор испускаемого гамма-кванта, $(1/2\pi)\boldsymbol{\tau}$ — вектор обратной решетки кристалла, а $\mathbf{k}_p = (E_\gamma/\hbar v)\mathbf{v}/v$. Здесь E_γ — энергия мёссбауэровского перехода, v — скорость заряженной частицы, возбуждающей мёссбауэровский уровень. Отношение интенсивности когерентного излучения, сосредоточенного в малом телесном угле, к полному сечению излучения, обусловленного кулоновским возбуждением, сильно зависит от скорости частиц, увеличиваясь с ее возрастанием, и в пределе ультрарелятивистских частиц равно следующему произведению двух факторов Лэмба — Мёссбауэра $Ce^{-2W(\mathbf{k})}e^{-2W(\mathbf{k}_p)}$. (Зависящий от характеристик ядерного перехода множитель C — порядка единицы.) Таким образом, сечение когерентного процесса может быть сравнимо с полным сечением, если достаточно велика

вероятность эффекта Мёссбауэра в рассматриваемом кристалле. Как известно ¹⁰⁷, некогерентное кулоновское возбуждение используется для создания мёссбауэровских источников и осуществляется с помощью нерелятивистских частиц (протонами, ионами гелия и т. д.). Ввиду того, что для заметного сечения когерентного возбуждения необходимо использовать релятивистские частицы, в этом случае наиболее подходящими для этой цели представляются быстрые электроны ¹⁰⁶.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные к настоящему времени теоретические и экспериментальные работы позволяют сделать определенные заключения относительно перспектив дальнейшего развития мёссбауэровской дифракции, ее приложений, достигнутых успехов, а также возникающих проблем. Что касается приложений в области структурного анализа кристаллов, то на основании проведенных исследований можно констатировать, что мёссбауэровская дифракция (мёссбауэрография) может рассматриваться как метод, дополняющий традиционные дифракционные методы исследований (рентгенографию, нейтронографию, электронографию). В некоторых случаях выступающая как достоинство избирательность метода ограничивает возможности применения мёссбауэрографии только к объектам, содержащим мёссбауэровские ядра. Таким образом, в вопросах исследования кристаллической, магнитной структуры и структуры ГЭП в кристаллах область применения мёссбауэрографии ограничивается структурами, содержащими освоенные мёссбауэровские изотопы. Что касается исследования динамики кристаллической решетки, то здесь подобного ограничения на объекты исследования нет, а сам метод представляется особенно перспективным в исследовании фазовых превращений и их динамики ¹⁰⁰.

Значение теоретических работ, выполненных в связи с мёссбауэровскими экспериментами, выходит за рамки мёссбауэровской дифракции и имеет общезначительный интерес. Работы по динамической теории взаимодействия резонансного излучения с кристаллами, в частности, в условиях сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии, позволили не только описать специфику мёссбауэровской дифракции, но также привели к ряду результатов, применимых к описанию динамического взаимодействия с веществом излучений других типов, в частности, нейтронов ²³ и видимого света ¹⁰⁸. Например, аналогичным методом удалось описать специфические оптические свойства холестерических жидких кристаллов ¹⁰⁸.

Отметим, что интересные вопросы ядерной физики твердого тела о коллективизированном ядерном возбуждении, о влиянии регулярной структуры кристалла на характеристики низколежащих ядерных уровней рассмотрены пока что достаточно детально только теоретически (см., например, ²⁵, ¹⁰⁹) и ждут своего экспериментального исследования. Не исследовались еще экспериментально поляризационные характеристики мёссбауэровского рассеяния. Между тем поляризационные характеристики содержат информацию, например, о магнитной структуре элементарной ячейки, а также (при наличии сверхтонкого расщепления мёссбауэровской линии в магнитоупорядоченных кристаллах) могут быть использованы для определения фазы рентгеновской структурной амплитуды. Ожидает также экспериментального изучения вопрос о влиянии кристаллической решетки на угловые и другие характеристики излучения, испускаемого ядром, находящимся в совершенном кристалле, хотя разработана достаточно подробно ¹¹⁰⁻¹¹³ теория этого вопроса.

В целом экспериментальное осуществление мёссбауэровской дифракции является пока что достаточно сложным делом, поэтому в основном

проводятся экспериментальные работы, отвечающие на вопросы принципиального характера. Широкое внедрение мёссбауэрографии в практику прикладных исследований ограничивается в основном активностью существующих мёссбауэровских источников. Повышение активности существующих источников хотя бы на один порядок означало бы уменьшение времени измерений, уже достаточное для того, чтобы длительность эксперимента перестала быть основным аргументом против проведения того или иного исследования. Поэтому темпы проникновения мёссбауэрографии в прикладные исследования в основном зависят от прогресса в совершенствовании источников мёссбауэровского излучения.

ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений,
Менделеево (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Фрауэнфельдер, Эффект Мёссбауэра, М., Атомиздат, 1964.
2. Химические применения мёссбауэровской спектроскопии. Под редакцией В. И. Гольданского и др., М., «Мир», 1970.
3. P. J. Black, P. V. Moon, Nature 188, 481 (1960).
4. P. J. Black, D. E. Evans, D. A. O'Connor, Proc. Roy. Soc. A270, 168 (1962).
5. P. V. Moon, *ibid.* A263, 309 (1961).
6. C. Tzaga, J. Phys. et Radium 22, 303 (1961).
7. H. J. Lirkin, Phys. Rev. 123, 62 (1961).
8. S. Bernstein, E. Campbell, *ibid.* 132, 1625 (1963).
9. G. T. Trammell, in: Chemical Effects of Nuclear Transformations, v. 1, IAEA, Vienna, 1961, p. 75.
10. R. S. Raghavan, Proc. Ind. Ac. Sci. 53, 265 (1961).
11. P. J. Black, Nature 206, 1223 (1965).
12. Р. Н. Кузьмин, А. В. Колпаков, Г. С. Жданов, Кристаллография 11, 511 (1966).
13. G. S. Zhdanov, R. N. Kuz'min, Acta Cryst. B24, 10 (1968).
14. F. Parak, R. L. Mössbauer, W. Horre, Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 74, 1207 (1970).
15. F. Parak, R. L. Mössbauer, U. Biebl, Zs. Phys. 244, 456 (1971).
16. P. J. Black, G. Longworth, D. A. O'Connor, Proc. Phys. Soc. 83, 925 (1964).
17. P. J. Black, G. Longworth, D. A. O'Connor, *ibid.*, p. 937.
18. P. J. Black, I. P. Duerdoth, *ibid.* 84, 169.
19. P. J. Black, I. P. Duerdoth, Acta Cryst. A21, pt. 17 (Suppl.), 214 (1966).
20. D. A. O'Connor, P. J. Black, Proc. Phys. Soc. 83, 941 (1964).
21. M. K. F. Wong, *ibid.* 85, 723 (1965).
22. А. М. Афанасьев, Ю. Каган, ЖЭТФ 48, 327 (1965).
23. Ю. Каган, А. М. Афанасьев, *ibid.* 49, 1504.
24. Ю. Каган, А. М. Афанасьев, ЖЭТФ 50, 271 (1966).
25. А. М. Афанасьев, Ю. Каган, ЖЭТФ 52, 191 (1967).
26. Ю. Каган, А. М. Афанасьев, И. П. Перстнев, ЖЭТФ 54, 1530 (1968).
27. D. A. O'Connor, Proc. Phys. Soc. C1, 973 (1968).
28. J. P. Hannon, G. T. Trammell, Phys. Rev. 169, 315 (1968).
29. J. P. Hannon, G. T. Trammell, *ibid.* 186, 306 (1969).
30. В. К. Войтовецкий, И. Л. Корсунский, Ю. Ф. Пажин, Письма ЖЭТФ 8, 563 (1968); ДАН СССР 183, 1045 (1968).
31. В. К. Войтовецкий, И. Л. Корсунский, Ю. Ф. Пажин, Письма ЖЭТФ 8, 611 (1968).
32. В. К. Войтовецкий, И. Л. Корсунский, А. И. Новиков, Ю. Ф. Пажин, ЖЭТФ 54, 1361 (1968).
33. V. K. Voitovetskii, I. L. Korsunskii, A. I. Novikov, Yu. F. Razhin, Phys. Lett. A27, 244 (1968).
34. В. К. Войтовецкий, И. Л. Корсунский, А. И. Новиков, Ю. Ф. Пажин, Письма ЖЭТФ 11, 149 (1970).
35. В. К. Войтовецкий, И. Л. Корсунский, Ю. Ф. Пажин, Р. С. Силаков, *ibid.* 12, 314.
36. В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, А. Н. Артемьев, Б. Шестаков, С. Кадечкова, *ibid.* 8, 295 (1968).

37. В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, А. Н. Артемьев, Р. М. Мирзабабаев, Б. Шестаков, С. Кадечкова, *ibid.* **11**, 531 (1970).
38. Г. В. Смирнов, В. В. Скляревский, А. Н. Артемьев, *ibid.*, стр. 579.
39. А. Н. Артемьев, Р. М. Мирзабабаев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, Е. П. Степанов, *ЖЭТФ* **64**, 934 (1973).
40. Yu. Kagan, A. M. Afanas'ev, in: *Mössbauer Spectroscopy and Its Applications*, IAEA, Vienna, 1972, p. 143.
41. G. T. Trammell, *Phys. Rev.* **126**, 1045 (1962).
42. Ю. М. Айвазян, В. А. Беляков, *ЖЭТФ* **56**, 346 (1969).
43. М. А. Андреева, Р. Н. Кузьмин, *ДАН СССР* **185**, 1282 (1969).
44. М. А. Андреева, Р. Н. Кузьмин, *Кристаллография* **14**, 708 (1969).
45. В. А. Беляков, Ю. М. Айвазян, *УФН* **97**, 743 (1969).
46. V. A. Belyakov, Yu. M. Aivazian, *Phys. Rev.* **B1**, 1903 (1970).
47. В. А. Беляков, Ю. М. Айвазян, *Письма ЖЭТФ* **7**, 477 (1968).
48. В. А. Беляков, Ю. М. Айвазян, *ibid.* **9**, 637 (1969).
49. А. Г. Григорян, В. А. Беляков, *Вестн. Московск. ун-та, сер. III (Физика. Астрономия)* **12** (6), 668 (1971).
50. В. А. Беляков, Р. Ч. Бокун, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **36**, 1476 (1972).
51. Г. В. Смирнов, В. В. Скляревский, Р. А. Восканян, А. Н. Артемьев, *Письма ЖЭТФ* **9**, 123 (1969).
52. R. M. Mirzababaev, G. V. Smirnov, V. V. Sklyarevskii, A. N. Artem'ev, A. N. Izraelenko, A. V. Bobkov, *Phys. Lett.* **A37**, 441 (1971).
53. G. V. Smirnov, V. V. Sklyarevskii, A. N. Artem'ev, R. A. Voskanyan, *ibid.* **A32**, 532 (1970).
54. P. Lambert, *Phys. Lett.* **8**, 95 (1964).
55. P. Lambert, *J. Phys.* **27**, 429 (1966).
56. M. Blume, O. C. Kistner, *Phys. Rev.* **171**, 417 (1968).
57. R. W. Grant, R. M. Housley, U. Gonsler, *ibid.* **178**, 523 (1969).
58. Ю. М. Айвазян, В. А. Беляков, *ФТТ* **13**, 968 (1971).
59. В. Г. Лабушкин, С. Н. Иванов, Г. В. Чечин, *Письма ЖЭТФ* **20**, 349 (1974).
60. Фам Зун Хиен, *ЖЭТФ* **61**, 359 (1971).
61. R. M. Housley, R. W. Grant, U. Gonsler, *Phys. Rev.* **178**, 514 (1969).
62. F. E. Wagener, *Zs. Phys.* **210**, 361 (1968).
63. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая механика, ч. I, Релятивистская квантовая теория*, М., «Наука», 1968.
64. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под редакцией К. Зигбана, М., Атомиздат, 1969, гл. 15.
65. В. А. Беляков, *ЖЭТФ* **54**, 1162 (1968).
66. В. А. Беляков, В. П. Орлов, *ЖЭТФ* **56**, 1366 (1969).
67. M. K. F. Wong, *Phys. Rev.* **149**, 378 (1966).
68. V. A. Belyakov, in: *Proc. of the 12th Intern. Conference on Low Temperature Physics*, Kyoto, Japan, 1970, p. 717.
69. М. А. Порай-Кошиц, *Практический курс рентгеноструктурного анализа*, М., Изд-во Московск. ун-та, 1960.
70. D. T. Keating, *Phys. Rev.* **178**, 732 (1969).
71. М. А. Андреева, Р. Н. Кузьмин, *Кристаллография* **18**, 407 (1973).
72. Фам Зуи Хиен, *ЖЭТФ* **59**, 2083 (1970).
73. И. П. Перстнев, Ф. Н. Чуховский, *ФТТ* **16**, 3011 (1974).
74. М. А. Андреева, Р. Н. Кузьмин, *Кристаллография* **19**, 1002 (1974); М. А. Андреева, Р. Н. Кузьмин, *Вестн. Московск. ун-та, сер. III (Физика. Астрономия)* **15** (2), 178 (1974).
75. В. А. Беляков, *ФТТ* **13**, 3320 (1971).
76. W. W. Batterman, H. Cole, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 681 (1964).
77. W. H. Zachariasen, *X-ray Diffraction in Crystals*, N.Y.—L., Wiley and Sons, 1946.
78. В. А. Беляков, *ФТТ* **13**, 2170 (1971).
79. А. М. Афанасьев, Ю. Каган, *ЖЭТФ* **64**, 1958 (1973).
80. Yu. Kagan, A. M. Afanas'ev, *Zs. Naturforsch.* **28a**, 1351 (1973).
81. А. М. Афанасьев, И. П. Перстнев, *ЖЭТФ* **65**, 1271 (1973).
82. В. А. Беляков, Е. В. Смирнов, *ЖЭТФ* **68**, 608 (1975).
83. А. Н. Артемьев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, Е. П. Степанов, *Письма ЖЭТФ* **15**, 320 (1972).
84. А. Н. Артемьев, И. П. Перстнев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, Е. П. Степанов, *ЖЭТФ* **64**, 261 (1973).
85. Е. П. Степанов, А. Н. Артемьев, И. П. Перстнев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, *ЖЭТФ* **66**, 1150 (1974).

86. R. M. Mirzababaev, V. V. Sklyarevskii, G. V. Smirnov, *Phys. Lett.* **A41**, 349 (1972).
87. А. Н. Артемьев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов, Е. П. Степанов, *ЖЭТФ* **63**, 1390 (1972).
88. В. С. Засимов, Р. Н. Кузьмин, А. Ю. Александров, А. И. Фиров, *Письма ЖЭТФ* **15**, 394 (1972).
89. В. С. Засимов, Р. А. Кузьмин, А. И. Фиров, *Вестн. Московск. ун-та, сер. III (Физика. Астрономия)* **12** (3), 324 (1971).
90. В. С. Засимов, Р. Н. Кузьмин, А. И. Фиров, *Кристаллография* **17**, 864 (1972).
91. F. N. Chukhovskii, I. P. Perstnev, *Acta Cryst.* **A28**, 467 (1972).
92. И. П. Перстнев, Ф. Н. Чуховский, *Кристаллография* **18**, 926 (1973).
93. M. A. Andreeva, R. N. Kuzmin, S. Orarina, *Phys. Stat. Sol.* **d63**, K147 (1974).
94. D. A. O'Connor, N. M. Butt, *Phys. Lett.* **7**, 233 (1963).
95. N. M. Butt, D. A. O'Connor, *Proc. Phys. Soc.* **90**, 247 (1967).
96. D. A. O'Connor, E. R. Spicer, *Phys. Lett.* **A29**, 136 (1969).
97. G. Ghezzi, A. Merlini, S. Pace, *Nuovo Cimento* **B64**, 103 (1969).
98. G. Albanese, C. Ghezzi, A. Merlini, S. Pace, *Phys. Rev.* **B5**, 1746 (1972).
99. G. Albanese, C. Ghezzi, A. Merlini, *ibid.* **B7**, 65 (1973).
100. В. В. Ваттерман, G. Maracci, A. Merlini, S. Pace, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 227 (1973).
101. А. Н. Артемьев, К. П. Алешин, Р. М. Мирзабабаев, В. В. Скляревский, Е. П. Степанов, *ИТЭ*, № 6, 64 (1971).
102. Р. Н. Кузьмин, А. В. Колпаков, Г. Е. Жданов, *Вестн. Московск. ун-та, сер. III (Физика. Астрономия)* **10** (3), 99 (1969).
103. Ю. М. Каган, Ф. Н. Чуховский, *Письма ЖЭТФ* **5**, 166 (1967).
104. Э. А. Перельштейн, М. И. Подгорецкий, *ЯФ* **12**, 1149 (1970).
105. А. В. Колпаков, *ЯФ* **16**, 1003 (1972).
106. V. A. Beluakov, V. P. Orlov, *Phys. Lett.* **A44**, 463 (1973).
107. Эффект Мёссбауэра, М., Атомиздат, 1969.
108. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, *ФТТ* **15**, 2724 (1973).
109. П. А. Александров, *ЖЭТФ* **65**, 2047 (1973).
110. П. А. Александров, Ю. Каган, *ЖЭТФ* **59**, 1733 (1970).
111. П. А. Александров, *ЖЭТФ* **67**, 728 (1974).
112. J. P. Hannon, N. J. Carron, G. T. Trammell, *Phys. Rev.* **B9**, 2810 (1974).
113. J. P. Hannon, N. J. Carron, G. T. Trammell, *ibid.*, p. 2791.
114. З. Г. Пинскер, *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах*, М., «Наука», 1974.