

А. В. ДАВЫДОВ

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®
2013

УДК 539.12
ББК 22.383
Д 13



*Издание осуществлено при поддержке
Российского фонда фундаментальных
исследований по проекту 13-02-07009,
не подлежит продаже*

Давыдов А.В. **Исследования по физике гамма-лучей.** —
М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. — 200 с. — ISBN 978-5-9221-1525-4.

В книге описаны исследования взаимодействия гамма-излучения с веществом, прежде всего — резонансного взаимодействия гамма-лучей с атомными ядрами, выполнявшиеся в течение нескольких десятков лет руководимой автором группой в Институте теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова. Опыты по измерению возмущенных магнитным полем угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей подтвердили предсказание теории о том, что среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии зависит от вида спектра возбуждающего гамма-излучения. Исследования гамма-резонансного возбуждения долгоживущих изомерных состояний изотопов серебра позволили развить новые направления гамма-спектроскопии — гравитационную гамма-спектроскопию, создать первый в мире гравитационный гамма-спектрометр и измерить с его помощью форму гамма-резонанса долгоживущего изомера $^{109\text{m}}\text{Ag}$ с разрешающей способностью, в 108 раз превосходящей величину, характерную для мёссбауэровских спектрометров, работающих с нуклидом ^{57}Fe . Описаны также эксперименты по резонансному рассеянию ядрами аннигиляционных квантов и показано, как это явление можно применить к изучению формы поверхностей Ферми металлов.

Книга будет интересна как физикам-профессионалам, так и аспирантам и студентам, специализирующимся в области ядерной физики.

ISBN 978-5-9221-1525-4

© ФИЗМАТЛИТ, 2013

© А.В. Давыдов, 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава 1. Теория резонансного рассеяния гамма-лучей ядрами, находящимися в магнитном поле	9
1.1. Введение	9
1.2. Функция углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей для случая, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости рассеяния гамма-лучей	10
1.3. Угловое распределение в случае, когда направления магнитного поля хаотически распределены в пределах объема рассеивателя	26
1.4. Некоторые частные случаи	31
Глава 2. Экспериментальные исследования резонансного рассеяния гамма-лучей	41
2.1. Введение	41
2.2. Измерения углового распределения гамма-лучей с энергией 100,1 кэВ, резонансно рассеянных ядрами ^{182}W	42
2.3. Измерение магнитного момента ядра ^{182}W в возбужденном состоянии 2^+ с энергией 100,1 кэВ	49
2.4. Измерение невозмущенного углового распределения гамма-лучей, резонансно рассеянных ядрами ^{191}Ir	55
2.5. Измерения возмущенных магнитным полем угловых распределений гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ, резонансно рассеянных ядрами ^{191}Ir в сплаве Ir–Fe	59
2.6. Некоторые особенности радиационных гамма-процессов, следующие из вышеизложенного материала	78
Глава 3. Проблема резонансного возбуждения долгоживущих изомерных состояний ядер	86
3.1. Небольшое введение.	86
3.2. Физические причины ожидаемых затруднений проведения мёссбауэровских опытов с долгоживущими изомерами	87
3.3. Ранние эксперименты группы ИТЭФ по мёссбауэровскому возбуждению долгоживущих изомерных состояний ядер ^{107}Ag и ^{109}Ag	94
3.4. Влияние направления магнитного поля, в котором находится серебряный гамма-источник, на вероятность резонансного самопоглощения в нем гамма-лучей изомера ^{109m}Ag	101

3.5. Зарубежные эксперименты по наблюдению резонансного самопоглощения гамма-лучей изомера ^{109m}Ag в металлическом серебре . .	107
3.6. Эксперименты группы ИТЭФ, проведенные в последние годы с изомером ^{109m}Ag	110
Глава 4. Основы гравитационной гамма-спектromетрии	134
4.1. Конструкция гравитационного гамма-спектрометра на основе изомера ^{109m}Ag	134
4.2. Эксперименты, сделанные в ИТЭФ с помощью гравитационного гамма-спектрометра	141
Глава 5. Ядерное резонансное рассеяние аннигиляционных квантов	148
5.1. Введение	148
5.2. Ожидаемое поперечное сечение	149
5.3. Схема опытов	156
5.4. Данные о поперечных сечениях релеевского рассеяния гамма-лучей	162
5.5. Первый эксперимент по наблюдению ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов	164
5.6. Второй эксперимент, в котором наблюдалось ядерное резонансное рассеяние аннигиляционных квантов	168
5.7. Сечение резонансного рассеяния аннигиляционных квантов ядрами ^{106}Pd	170
5.8. Дальнейшие пути усовершенствования методики наблюдения данного процесса	174
Глава 6. Небольшое дополнение	177
6.1. Проявления энергий связи электронов рассеивающих атомов в спектрах рассеянного гамма-излучения	177
6.2. Применение резонансного рассеяния гамма-квантов к определению магнитного момента ядра ^{65}Cu в возбужденном состоянии с энергией 1115,5 кэВ	180
6.3. О возможности применения ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов к изучению формы поверхности Ферми металлов	185
6.4. Ядерное резонансное рассеяние аннигиляционных квантов и проблема Тунгусского метеорита	188
Заключение	190
Список литературы	192

Предисловие

Эта книга написана экспериментатором. В ней подведены итоги пятидесятилетней работы автора в Институте теоретической и экспериментальной Физики им. А.И. Алиханова над проблемами взаимодействия гамма-лучей с атомными ядрами. Автор старался возможно более простым языком раскрыть физический смысл полученных результатов, порой делая не слишком строгие выводы и заключения (вероятно, так будут считать ортодоксальные теоретики). Основная часть книги посвящена исследованиям резонансного поглощения и рассеяния гамма-лучей ядрами. Эти процессы, являющиеся в сущности простейшими ядерными реакциями, позволяют, при достаточно глубоко изучении, обнаружить весьма интересные особенности явлений испускания и поглощения фотонов ядрами, имеющие, по-видимому, более общий характер. Заметим, что сложившиеся у большинства физиков представления о природе гамма-квантов во многом не точны и порой даже ошибочны. В частности, приписывание фотону с энергией $E = \hbar\nu$ определенной частоты ν является приближением, поскольку монохроматическое гармоническое колебание бесконечно во времени, а фотон, рождаясь в определенный момент времени, существует отнюдь не бесконечно, заканчивая свою жизнь при поглощении в детекторе или в каком-либо веществе. Это значит, что частотный фурье-спектр фотона должен иметь какую-то ширину. Большой разницей существует и в точках зрения на такое свойство фотона, как корпускулярно-волновой дуализм. Недавно статья автора, в которой рассматривалось резонансное рассеяние гамма-лучей ядрами и делался вывод о проявлении гамма-квантом пространственной и временной протяженности в этом процессе, была отклонена авторитетным российским физическим журналом на основании утверждения рецензента о том, что гамма-квант является частицей, так как испытывает фотопоглощение даже в чрезвычайно мелкодисперсных порошках и, следовательно, не может иметь протяженных размеров. Конечно, рецензент был прав в том отношении, что в таком процессе, как фотоэффект, фотоны ведут себя как квазиточечные частицы, не проявляя никаких волновых свойств. То же самое можно сказать и о поведении гамма-квантов при комптоновском рассеянии электронами. Однако существуют и другие процессы взаимодействия фотонов с веществом, в которых они проявляют себя как волны макроскопических размеров, абсолютно не проявляя при этом никаких корпускулярных свойств. В книге Роберта Вуда «Физическая оптика» [1] описан эксперимент, в котором наблюдалась дифракция света на решетке шириной 3 см и была измерена разрешающая способность решетки. Затем половина решетки была закрыта экраном, что привело к ухудшению разрешающей способности вдвое. Поскольку стационарная дифракционная картина возникает в результате интерференции каждого фотона с самим собой (интерференция разных фото-

нов не может дать стационарной картины из-за случайного характера разности фаз), это значит, что в условиях данного опыта фотоны имели размер не менее трех сантиметров. Другим процессом, в котором уже не оптические фотоны, а гамма-кванты ведут себя как протяженные волны, является брэгговское рассеяние в кристаллах. Каждый фотон в этом процессе взаимодействует со всеми атомами кристалла в пределах своей длины поглощения и тоже не проявляет никаких корпускулярных свойств. Весьма убедительным является эксперимент группы В.К. Войтовецкого [2], в котором гамма-кванты нуклида ^{181}Ta пропускались между зубцами вращающегося диска, причем форма регистрируемой детектором гамма-линии измерялась мёссбауэровским спектрометром. Оказалось, что при очень больших числах оборотов диска, когда прорезь в диске пересекала гамма-пучок за время $\sim 0,1$ среднего времени жизни ядра источника в возбужденном состоянии, измеренная ширина мёссбауэровской гамма-линии стала намного шире, чем в случае очень медленного вращения диска. Это явно указывало на прерывание зубцами диска пространственно протяженного волнового цуга фотона, поскольку с большей, чем естественная, шириной гамма-линии связаны более короткие, чем естественные, волновые цуги. Подчеркнем, что ни в одном физическом процессе фотон не демонстрирует одновременно свои волновые и корпускулярные свойства. Либо то, либо другое. Испытав брэгговское рассеяние в кристалле, фотон регистрируется детектором по акту фотопоглощения или комптоновского рассеяния, т. е. ведет себя как частица, полностью утратив только что проявленные волновые свойства. Однако это не значит, что сразу после брэгговского рассеяния волна превратилась в частицу. Если вместо детектора на пути гамма-кванта, испытывавшего брэгговское рассеяние, поставить второй кристалл, то, при соблюдении брэгговских условий, фотон сможет с определенной вероятностью вновь испытать брэгговское рассеяние, т. е. снова проявить свои волновые свойства. В то же время гамма-квант, проявивший корпускулярные свойства при комптоновском рассеянии в детекторе, способен после этого волновым образом взаимодействовать с кристаллом (при других брэгговских условиях, чем в первом случае, так как его энергия изменилась после рассеяния), снова превратившись из частицы в волну. Вопрос о том, как происходят такие превращения и что является их причиной, является одним из самых загадочных в современной физике.

В первой главе этой книги мы рассмотрим теоретически процесс резонансного рассеяния гамма-квантов ядрами. Нас будет интересовать вопрос об угловых распределениях рассеянного гамма-излучения и о том, как эти распределения меняются под возмущающим действием на ядра магнитных полей. Решение этой вполне частной и, казалось бы, тривиальной задачи приводит к следствиям, заставляющим по-новому взглянуть на некоторые особенности процессов поглощения и излучения гамма-квантов ядрами. В следующей главе мы опишем выполненные нашей группой эксперименты по измерению невозмущен-

ных и возмущенных магнитным полем угловых распределений (УР) резонансно рассеянных гамма-лучей ^{182}W и ^{191}Ir , подтвердившие предсказание теории о зависимости результата возмущения УР от ширины спектра падающих на резонансный рассеиватель гамма-лучей. В конце этой главы будет показано, что из описанных теоретических и экспериментальных данных следуют важные выводы о зависимости среднего времени жизни ядер в возбужденном состоянии от способа их возбуждения и о длительном характере процессов испускания и поглощения гамма-квантов ядрами. В третьей главе будет подробно рассмотрена проблема гамма-резонансного возбуждения долгоживущих изомерных состояний ядер. При экспериментальных исследованиях этой проблемы обнаружилось вопиющее противоречие между предсказаниями современной теории, согласно которым, в частности, мёссбауэровская гамма-линия, излучаемая при гамма-распаде ядер ^{109}Ag , находящихся в возбужденном изомерном состоянии с энергией 88,03 кэВ и средним временем жизни 57 с, должна быть уширена в 10^5 – 10^6 раз по сравнению с естественной шириной, и результатами нескольких экспериментов трех разных научных групп (включая нашу), в которых получены данные, указывающие на относительно малое уширение этой гамма-линии, не превосходящее нескольких десятков раз. Малое уширение мёссбауэровской гамма-линии изомера ^{109m}Ag дало возможность реализовать идею создания гравитационного гамма-спектрометра, позволяющего прямым способом измерить профиль мёссбауэровского гамма-резонанса этого изомера. Применение для этой цели традиционного мёссбауэровского спектрометра технически невозможно, так как потребовалось бы создать устройство, позволяющее двигать источник относительно поглотителя со скоростью $\sim 10^{-12}$ см/с, т.е. продвигать источник за 1 с на расстояние, почти равное диаметру ядра атома серебра, да еще и измерять каким-то способом эту скорость. Разрешающая способность гравитационного гамма-спектрометра на основе изомера ^{109m}Ag , принцип работы которого описан в гл. 4, в 10^7 – 10^8 раз превосходит разрешение обычных мёссбауэровских спектрометров, работающих с гамма-лучами нуклида ^{57}Fe . В следующей главе описываются наши опыты по резонансному рассеянию ядрами аннигиляционных квантов и затем (в последней главе) показывается, как это явление можно применить для исследования форм поверхностей Ферми металлов. В конце книги описаны и некоторые другие опыты с гамма-лучами, сделанные нашей группой, а также идеи экспериментов, пока еще не сделанных. Некоторые из описанных опытов выполнены средствами, с современной точки зрения являющимися устаревшими. Автор, однако, счел необходимым рассказать о них, так как они являются неотъемлемыми звеньями в цепи экспериментов, приведших к серьезным выводам как относительно зависимости среднего времени жизни ядер в возбужденном состоянии от способа их возбуждения, так и в отношении длительности ядерных радиационных

процессов. Встречающиеся в формулах векторные величины напечатаны полужирным шрифтом.

В заключение этого краткого введения я считаю своим долгом выразить глубокую благодарность внесшим неоценимые вклады в осуществление описанных в этой книге исследований научным сотрудникам нашей группы Юрию Денисовичу Баюкову, Юрию Николаевичу Исаеву и Марку Михайловичу Короткову, с которыми я имею счастье бок о бок работать много десятков лет. Я всегда буду помнить безвременно ушедших сотрудников нашей группы Владилена Григорьевича Алпатова, Гавриила Романовича Карташова, Вадима Михайловича Самойлова, Галину Евгеньевну Бизину, Михаила Георгиевича Гаврилова, Геннадия Викторовича Роттера и Юрия Ивановича Некрасова, обеспечивших своим самоотверженным трудом успех описанным экспериментам. Я благодарю также моего сына, профессора В.А. Давыдова, за ценные советы и помощь в решении некоторых математических вопросов. Я благодарю, кроме того, мою жену Н.М. Давыдову и нашего второго сына А.А. Давыдова за помощь при чтении и правке верстки этой книги и проверке входящих в нее формул. Я глубоко благодарен профессору Ф.С. Джепарову, членам-корреспондентам РАН Ю.Г. Абову, М.В. Данилову и Б.Л. Иоффе и академику Л.Б. Окуню, многократно в течение многих лет предоставлявшим автору возможность обсудить с ними затронутые в этой книге проблемы. Я с благодарностью вспоминаю своего первого научного руководителя проф. Н.А. Бургова, давшего направление моим работам в области резонансного рассеяния γ -лучей, а также покойного директора ИТЭФ академика А.И. Алиханова, внимательно относившегося к работам нашей группы и оказывавшего ей неизменную поддержку. С особенным теплом я вспоминаю безвременно ушедшего директора ИТЭФ профессора А.Л. Суворова, оказавшего нашей научной группе огромную помощь в проведении исследований и с исключительной доброжелательностью относившегося лично ко мне.

А.В. Давыдов

Глава 1

ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ГАММА-ЛУЧЕЙ ЯДРАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

1.1. Введение

В этой главе мы рассмотрим задачу о возмущении магнитным полем углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей. Первоначально интерес к этой проблеме возник в связи с возможностью использовать магнитное поле, возмущающее угловое распределение резонансно рассеянных гамма-лучей (УРРРГ), для определения магнитных моментов ядер в возбужденных состояниях, являющихся промежуточными для процессов резонансного рассеяния. Такая методика на первый взгляд вполне аналогична широко используемому способу измерения магнитных моментов возбужденных ядер по возмущенным магнитными полями угловым корреляциям двух последовательно испускаемых ядром гамма-квантов [3]. Действительно, в отсутствие возмущающего поля функции, описывающие УРРРГ и угловые корреляции для каскада двух гамма-квантов (УКГ), одинаковы при условиях, что спины начального, промежуточного и конечного состояний, а также параметры смешивания мультиполей для всех переходов одни и те же в обоих случаях. Казалось естественным перенести идентичность описаний и на эти же процессы, протекающие при наличии возмущающего магнитного поля. С этих позиций рассматривались, в частности, результаты экспериментов [4–6]. Однако в работе [7] было впервые показано, что результат возмущения магнитным полем УРРРГ в частном случае чистого $E2$ -перехода между уровнями 0^+ и 2^+ существенным образом зависит от соотношения между естественной шириной возбуждаемого ядерного уровня и характерной шириной спектрального распределения возбуждающих (рассеиваемых) гамма-лучей. В работе [8] этот результат был обобщен на случай произвольных смешанных переходов. В обеих этих работах окончательные результаты относятся к случаям, когда энергия сверхтонкого взаимодействия μH (μ — магнитный момент ядра в возбужденном состоянии,

H — напряженность магнитного поля, действующего на ядро) мала по сравнению с естественной шириной Γ возбужденного состояния ядра. В нашей статье [9] получены наиболее общие результаты без каких-либо ограничений энергии сверхтонкого взаимодействия для случая, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости рассеяния гамма-квантов, а также приведено выражение для функции УРРРГ при хаотическом распределении направлений магнитного поля на ядрах рассеивающего гамма-кванты образца. В статье [10] рассмотрена задача о функции УРРРГ для случая, когда векторы напряженности магнитного поля на ядрах направлены параллельно образующим конической поверхности с осью вдоль направления внешнего намагничивающего поля. Ниже излагается вывод формул для функций УРРРГ, относящихся к этим случаям, в том виде, как это сделано в наших статьях [9] и [10]. Вначале мы будем следовать выкладкам из работы [8], а затем перейдем к получению общих выражений. Основной ход рассуждений заимствован из [3]. Появляющиеся в промежуточных выкладках постоянные множители, не влияющие на вид углового распределения, мы будем опускать, как правило, не оговаривая этого в каждом отдельном случае.

1.2. Функция углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей для случая, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости рассеяния гамма-лучей

Напишем зависящую от времени t функцию УРРРГ в виде:

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, t) = \sum_{m_i m_f} A_{if}(q_1, q_2, t) A_{if}^*(q_1, q_2, t), \quad (1)$$

где q_1 и q_2 — волновые векторы первичного и рассеянного гамма-квантов соответственно, а

$$A_{if}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, t) = \sum_{m_a m_b} \langle I_f m_f | H_2 | I m_b \rangle \langle I m_b | \Lambda(t) | I m_a \rangle \langle I m_a | H_1 | I_i m_i \rangle. \quad (2)$$

Под знаком суммирования в (2) стоят следующие величины: $\langle I m_a | H_1 | I_i m_i \rangle$ — матричный элемент оператора H_1 первого перехода в процессе резонансного рассеяния (перехода, соответствующего поглощению гамма-кванта). Ядро из состояния со спином I_i и магнитным квантовым числом m_i переходит в состояние, где эти квантовые числа равны соответственно I и m_a ; $\langle I m_b | \Lambda(t) | I m_a \rangle$ — матричный элемент перехода ядра, находящегося в возбужденном состоянии со спином I и магнитным квантовым числом m_a , на другой подуровень этого состояния, где магнитное квантовое число равно m_b . Этот переход про-

исходит под действием оператора возмущения $\Lambda(t)$, который в данном случае имеет следующий вид:

$$\Lambda(t) = e^{-(iKt)/\hbar}. \quad (3)$$

Входящий в (3) гамильтониан взаимодействия ядра с магнитным полем, K , в системе координат, где ось квантования z направлена вдоль вектора напряженности магнитного поля, H , выражается следующим образом:

$$K = -(\mu H) = -g\mu_N H m = \Omega m \hbar. \quad (4)$$

Здесь μ — магнитный момент ядра в возбужденном состоянии, g — g -фактор возбужденного состояния ядра, μ_N — ядерный магнетон, m — квантовое число проекции спина ядра на ось квантования z , Ω — ларморова частота прецессии ядерного спина в магнитном поле, $\langle I_f m_f | H_2 | I m_b \rangle$ — матричный элемент оператора H_2 второго порядка процесса резонансного рассеяния, соответствующего испусканию ядром гамма-кванта и возвращению ядра в основное состояние на подуровень с магнитным квантовым числом m_f . Очевидно, что при резонансном рассеянии гамма-лучей $I_f = I_i$.

Рассмотрим сначала матричный элемент излучения гамма-кванта. Поскольку процесс излучения фотона при резонансном рассеянии ничем не отличается от такого же процесса при каскадном испускании гамма-лучей, выражение для матричного элемента заключительного перехода можно заимствовать из теории угловых корреляций каскадно испускаемых гамма-квантов. Такое выражение приведено в [3] (формула 19.59). В нашем случае оно будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \langle I_f m_f | H_2 | I m_b \rangle = & \sum_{L_2 \mu_2 M_2 \pi_2} (-1)^{-I_f + L_2 - m_b} \begin{vmatrix} I_f & L_2 & I \\ m_f & M_2 & -m_b \end{vmatrix} \langle 0 \sigma_2 | L_2 \mu_2 \pi_2 \rangle \times \\ & \times \langle I_f || L_2 \pi_2 || I \rangle D_{M_2 \mu_2}^{L_2^*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь множитель $\langle 0 \sigma_2 | L_2 \mu_2 \pi_2 \rangle$ представляет собой собственную функцию, соответствующую собственным значениям L_2 , μ_2 и π_2 операторов момента количества движения, его проекции на ось квантования и четности в системе отсчета, где ось квантования совпадает с направлением волнового вектора гамма-кванта, q_2 . Умножение этой функции на матрицу вращения $D_{M_2 \mu_2}^{L_2^*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2)$ переводит ее в систему отсчета с произвольной осью квантования z . Аргументами D -функций являются соответствующие углы Эйлера. Множитель $\langle I_f || L_2 \pi_2 || I \rangle$ представляет собой приведенный матричный элемент оператора перехода. M_2 и μ_2 — квантовые числа проекций полного момента количества движения гамма-кванта на оси квантования z и q_2 соответственно.

$\begin{vmatrix} I_f & L_2 & I \\ m_f & M_2 & -m_b \end{vmatrix}$ — $3J$ -фактор Вигнера, определяемый значениями

входящих в него квантовых чисел моментов количества движения и их проекций, π_2 — четность волновой функции излучения, σ_2 — спин гамма-кванта.

Выражение для матричного элемента, соответствующего поглощению гамма-кванта, можно получить следующим образом. Запишем интересующий нас матричный элемент в виде:

$$\begin{aligned} \langle Im_a | H_1 | I_i m_i \rangle &= \langle Im_a | H_1 | I_i m_i \mathbf{q}_1 \sigma_1 \rangle = \\ &= \sum_{L_1 M_1 \pi_1} \langle L_1 M_1 \pi_1 | \mathbf{q}_1 \sigma_1 \rangle \langle Im_a | H_1 | I_i m_i L_1 M_1 \pi_1 \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь σ_1 — спин поглощаемого гамма-кванта.

Второй сомножитель под знаком суммирования в (6) сначала преобразуем следующим образом [11]:

$$\langle Im_a | H_1 | I_i m_i L_1 M_1 \pi_1 \rangle = \langle I_i m_i L_1 M_1 \pi_1 | H_1 | Im_a \rangle,$$

а затем выделим из него приведенный матричный элемент $\langle I_i || L_i \pi_i || I \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle I_i m_i L_1 M_1 \pi_1 | H_1 | Im_a \rangle &= \\ &= (-1)^{I_i + L_1 - m_a} \sqrt{2I + 1} \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{vmatrix} \langle I_i || L_1 \pi_1 || I \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Собственная функция $\langle L_1 M_1 \pi_1 | \mathbf{q}_1 \sigma_1 \rangle$, относящаяся к системе отсчета с произвольной осью квантования z , преобразуется так [12]:

$$\langle L_1 M_1 \pi_1 | \mathbf{q}_1 \sigma_1 \rangle = \langle \mathbf{q}_1 \sigma_1 | L_1 M_1 \pi_1 \rangle^*.$$

В то же время

$$\langle \mathbf{q}_1 \sigma_1 | L_1 M_1 \pi_1 \rangle^* = \sum_{\mu_1} \langle 0 \sigma_1 | L_1 \mu_1 \pi_1 \rangle^* D_{M_1 \mu_1}^{L_1} (z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (8)$$

Из формул (6)–(8) следует

$$\begin{aligned} \langle Im_a | H_1 | I_i m_i \rangle &= \\ &= \sum_{L_1 M_1 \mu_1 \pi_1} (-1)^{-I_i + L_1 - m_a} \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{vmatrix} \langle 0 \sigma_1 | L_1 \mu_1 \pi_1 \rangle^* \times \\ &\quad \times \langle I_i || L_1 \pi_1 || I \rangle D_{M_1 \mu_1}^{L_1} (z \rightarrow \mathbf{q}_1). \end{aligned} \quad (9)$$

Гипотеза сохранения пространственной четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях не противоречит современным экспериментальным данным; поэтому в суммах по π_1 и π_2 в выражениях (5), (6) и (9) можно оставить лишь по одному члену и в дальнейшем не употреблять суммирование по квантовому числу четности.

Выполним фурье-преобразование функций $A_{if}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, t)$ в системе отсчета, где ось квантования z совпадает с направлением вектора напряженности магнитного поля (ω — частота поглощаемого фотона):

$$\begin{aligned} U_{if}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \omega) &\propto \int_0^\infty A_{if}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, t) e^{(i\omega - (\Gamma/2\hbar))t} dt = \\ &= \int_0^\infty \left[\sum_m \langle I_f m_f | H_2 | I m \rangle \langle I m | H_1 | I_i m_i \rangle e^{i(m\Omega + \omega + (i\Gamma/2\hbar))t} \right] dt = \\ &= i \sum_m \frac{\langle I_f m_f | H_2 | I \rangle \langle I m | H_1 | I_i m_i \rangle}{\left(\omega + m\Omega + \frac{i\Gamma}{2\hbar} \right)}. \quad (10) \end{aligned}$$

В этой системе отсчета магнитное квантовое число промежуточного состояния не меняется при воздействии оператора магнитного возмущения, и поэтому

$$m_a = m_b = m.$$

Входящая в (10) величина Γ представляет собой естественную ширину возбужденного состояния ядра. Корреляционную функцию, следуя [8], запишем в виде:

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \sum_{m_i m_f} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ |f_i(\omega)|^2 \sum_{\sigma_1 \sigma_2} |U_{if}(\sigma_1, \sigma_2)|^2 \right\} d\omega. \quad (11)$$

Отметим, что мы рассматриваем лишь угловую зависимость корреляционной функции, предполагая, что поляризация гамма-квантов не измеряется, и считая первичное гамма-излучение неполяризованным.

Входящая в выражение (11) функция $f_i(\omega)$ описывает частотное распределение поглощаемого излучения. Следуя [8], положим ее равной

$$f_i(\omega) = \frac{C_1}{\omega - \frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + i \frac{\Delta}{2\hbar}}. \quad (12)$$

Здесь C_1 — нормировочная размерная константа; ее численная часть в дальнейшем опускается. Такое частотное распределение соответствует лоренцевой форме гамма-линии с шириной Δ . Величины s и ε_i , входящие в (12), представляют собой суммарный изомерный и доплеровский сдвиг гамма-линии и энергию сверхтонкого взаимодействия ядер рассеивателя в основном состоянии соответственно. Энергия гамма-кванта, определяемая частотой ω , отсчитывается от положения нерасщепленного резонанса.

Опуская, как обычно, постоянные множители, не влияющие на вид углового распределения рассеянных гамма-лучей, запишем корреляци-

онную функцию в виде

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = S_1 S_2 \sum_{m_i m_f m m'} \int_{-\infty}^{\infty} |f_i(\omega)|^2 \times \\ \times \frac{\langle I_f m_f | H_2 | I m \rangle \langle I m | H_1 | I_i m_i \rangle \langle I_f m_f | H_2 | I m' \rangle^* \langle I m' | H_1 | I_i m_i \rangle^*}{\left(\omega + m\Omega + \frac{i\Gamma}{2\hbar} \right) \left(\omega + m'\Omega - \frac{i\Gamma}{2\hbar} \right)} d\omega. \quad (13)$$

Символами S_1 и S_2 обозначено суммирование по ненаблюдаемым поляризациям гамма-лучей.

Входящий в (13) интеграл по частоте имеет вид:

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\left[\left(\omega - \frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} \right)^2 + \frac{\Delta^2}{4\hbar^2} \right] \left(\omega + m\Omega + \frac{i\Gamma}{2\hbar} \right) \left(\omega + m'\Omega - \frac{i\Gamma}{2\hbar} \right)}. \quad (14)$$

Интеграл вычисляется с помощью вычетов и оказывается равным

$$J = \\ = \frac{\frac{\Gamma + \Delta}{\hbar} i(m' - m)\Omega}{\left[\left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right)^2 + \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m\Omega \right) \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m'\Omega \right) + i \left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right) (m' - m)\Omega \right] \left[\frac{\Gamma}{\hbar} + i(m' - m)\Omega \right]}. \quad (15)$$

Энергия ε_i сверхтонкого взаимодействия ядра, находящегося в основном состоянии, с магнитным полем следующим образом зависит от спинового числа основного состояния, I_i , магнитного квантового числа данного подуровня, m_i , напряженности магнитного поля, H , и магнитного момента ядра в основном состоянии, μ_i :

$$\varepsilon_i = - \frac{m_i \mu_i H}{I_i}. \quad (16)$$

Рассмотрим отдельно суммы произведений матричных элементов, относящихся к процессам поглощения и испускания гамма-квантов. При этом следует помнить, что в выражение для J входит магнитное квантовое число m_i , определяющее энергию сверхтонкого взаимодействия ядер с магнитным полем в основном состоянии в соответствии с формулой (16). Поэтому нельзя отделить J от матричных элементов оператора процесса поглощения при выполнении суммирования по m_i .

Введем обозначения:

$$T_1 = S_1 \sum_{m_i} J \langle I m | H_1 | I_i m_i \rangle \langle I m' | H_1 | I_i m_i \rangle^*, \quad (17)$$

$$T_2 = S_2 \sum_{m_f} \langle I_f m_f | H_2 | I m \rangle \langle I_f m_f | H_2 | I m' \rangle^*. \quad (18)$$

Вначале преобразуем выражение (17):

$$T_1 = S_1 \sum_{m_i L_1 L'_1 M_1 M'_1 \mu_1 \mu'_1} J(-1)^{-I_i+L_1-m} \left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \langle 0\sigma_1 | L_1 \mu_1 \pi_1 \rangle^* \times \\ \times \langle I_i \| L_1 \pi_1 \| I \rangle D_{M_1 \mu_1}^{L_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) (-1)^{-I_i+L'_1-m'} \left| \begin{matrix} I_i & L'_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \times \\ \times \langle 0\sigma'_1 | L'_1 \mu'_1 \pi_1 \rangle \langle I_i \| L'_1 \pi_1 \| I \rangle^* D_{M'_1 \mu'_1}^{L'_1*}(z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (19)$$

Произведение D -функций в (19) можно, воспользовавшись формулами (19.11), (19.13) и (19.17) из [3], представить в виде

$$D_{M_1 \mu_1}^{L_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{M'_1 \mu'_1}^{L'_1*}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) = \sum_{k_1} (-1)^{M_1 - \mu_1 - \tau_1 - N_1} (2k_1 + 1) \times \\ \times \left| \begin{matrix} L_1 & L'_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} L_1 & L'_1 & k_1 \\ \mu_1 & -\mu'_1 & -\tau_1 \end{matrix} \right| D_{N_1 \tau_1}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (20)$$

Индекс суммирования k_1 принимает целые значения от $|L_1 - L'_1|$ до $|L_1 + L'_1|$, а символами N и τ обозначены суммы $M + M'$ и $\mu + \mu'$ соответственно.

Теперь выражение (19) примет следующий вид:

$$T_1 = S_1 \sum_{m_i k_1 L_1 M_1 \mu_1 L'_1 M'_1 \mu'_1} J(-1)^{-2I_i+L_1+L'_1-m-m'+M_1-\mu_1} (2k_1 + 1) \times \\ \times \left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L'_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} L_1 & L'_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{matrix} \right| \times \\ \times \left| \begin{matrix} L_1 & L'_1 & k_1 \\ \mu_1 & -\mu'_1 & -\tau_1 \end{matrix} \right| \langle 0\sigma_1 | L_1 \mu_1 \pi_1 \rangle^* \times \\ \times \langle 0\sigma'_1 | L'_1 \mu'_1 \pi_1 \rangle \langle I_i \| L'_1 \pi_1 \| I \rangle^* \langle I_i \| L_1 \pi_1 \| I \rangle D_{N_1 \tau_1}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (21)$$

Введем радиационные параметры $C_{k\tau}(L, L')$, определяемые следующим соотношением [3]:

$$C_{k\tau}(L, L') = S \sum_{\mu\mu'} (-1)^{L-\mu} \sqrt{2k+1} \left| \begin{matrix} L & L' & k \\ \mu & -\mu' & -\tau \end{matrix} \right| \langle 0\sigma | L\mu\pi \rangle^* \langle 0\sigma' | L'\mu'\pi \rangle. \quad (22)$$

Подстановка радиационных параметров в выражение (21) приводит его к виду

$$T_1 = \sum_{m_i k_1 N_1 L_1 M_1 L'_1 M'_1 \tau_1} J(-1)^{-2I_i+L'_1-m-m'+M_1} \sqrt{2k_1+1} C_{k_1 \tau_1}(L_1, L'_1) \times \\ \times \left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L'_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} L_1 & L'_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{matrix} \right| \times \\ \times \langle I_i \| L_1 \pi_1 \| I \rangle \langle I_i \| L'_1 \pi_1 \| I \rangle^* D_{N_1 \tau_1}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (23)$$

Аналогичные преобразования можно проделать и с T_2 ; при этом окончательное выражение можно существенным образом упростить, просуммировав по m_f , поскольку это квантовое число не входит в J :

$$\begin{aligned}
 T_2 &= S_2 \sum_{m_f L_2 M_2 \mu_2 L'_2 M'_2 \mu'_2} (-1)^{-2I_f + L_2 + L'_2 - m - m'} \begin{vmatrix} I_f & L_2 & I \\ m_f & M_2 & -m \end{vmatrix} \times \\
 &\quad \times \begin{vmatrix} I_f & L'_2 & I \\ m_f & M'_2 & -m' \end{vmatrix} \langle 0\sigma_2 | L_2 \mu_2 \pi_2 \rangle \langle 0\sigma'_2 | L'_2 \mu'_2 \pi \rangle^* \times \\
 &\quad \times \langle I_f || L_2 \pi_2 || I \rangle \langle I_f || L'_2 \pi_2 || I \rangle^* D_{M_2 \mu_2}^{L_2}(z \rightarrow \mathbf{q}_2) D_{M'_2 \mu'_2}^{L'_2}(z \rightarrow q_2) = \\
 &= S_2 \sum_{m_f L_2 M_2 \mu_2 L'_2 M'_2 \mu'_2} (-1)^{-2I_f + L_2 + L'_2 - m - m' + M_2 - \mu_2} \times \\
 &\quad \times \sum_{k_2 N_2 \tau_2} \begin{vmatrix} I_f & L_2 & I \\ m_f & M_2 & -m \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_f & L'_2 & I \\ m_f & M'_2 & -m' \end{vmatrix} \times \\
 &\quad \times \begin{vmatrix} L_2 & L'_2 & k_2 \\ M_2 & -M'_2 & -N_2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_2 & L'_2 & k_2 \\ \mu_2 & -\mu'_2 & -\tau_2 \end{vmatrix} (2k_2 + 1) \times \\
 &\quad \times \langle 0\sigma_2 | L_2 \mu_2 \pi_2 \rangle \langle 0\sigma'_2 | L'_2 \mu'_2 \pi_2 \rangle^* \langle I_f || L_2 \pi_2 || I \rangle \langle I_f || L'_2 \pi_2 || I \rangle^* D_{N_2 \tau_2}^{k_2}(z \rightarrow \mathbf{q}_2) = \\
 &= \sum_{m_f L_2 M_2 L'_2 M'_2} (-1)^{-2I_f + L'_2 = m = m' + M_2} \sum_{k_2 N_2 \tau_2} \sqrt{2k_2 + 1} C_{k_2 \tau_2}^* (L_2, L'_2) \times \\
 &\quad \times \begin{vmatrix} I_f & L_2 & I \\ m_f & M_2 & -m \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_f & L'_2 & I \\ m_f & M'_2 & -m' \end{vmatrix} \times \\
 &\quad \times \begin{vmatrix} L_2 & L'_2 & k_2 \\ M_2 & -M'_2 & -N_2 \end{vmatrix} \langle I_f || L_2 \pi_2 || I \rangle \langle I_f || L'_2 \pi_2 || I \rangle^* D_{N_2 \tau_2}^{k_2}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \quad (24)
 \end{aligned}$$

Сумму произведений трех $3J$ -символов в (24) можно свернуть, воспользовавшись известным соотношением [3]:

$$\begin{aligned}
 &\sum_{m_4 m_5 m_6} (-1)^{J_4 + J_5 + J_6 + m_4 + m_5 + m_6} \times \\
 &\quad \times \begin{vmatrix} J_1 & J_5 & J_6 \\ m_1 & m_5 & -m_6 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} J_4 & J_2 & J_6 \\ -m_4 & m_2 & m_6 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} J_4 & J_5 & J_3 \\ m_4 & -m_5 & m_3 \end{vmatrix} = \\
 &\quad = \begin{vmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{vmatrix} \left\{ \begin{vmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ J_4 & J_5 & J_6 \end{vmatrix} \right\}, \quad (25)
 \end{aligned}$$

где $\left\{ \begin{vmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ J_4 & J_5 & J_6 \end{vmatrix} \right\}$ — $6J$ -символ Вигнера.

Положим

$$\begin{aligned}
 J_1 &= I, & m_1 &= m, \\
 J_2 &= I, & m_2 &= -m', \\
 J_3 &= k_2, & m_3 &= -N_2,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_4 &= L'_2, & m_4 &= -M'_2, \\ J_5 &= L_2, & m_5 &= -M_2, \\ J_6 &= I_f, & m_6 &= m_f. \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} & \left| \begin{array}{ccc} I_f & L_2 & I \\ m_f & M_2 & -m \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_f & L'_2 & I \\ m_f & M'_2 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_2 & L'_2 & k_2 \\ M_2 & -M'_2 & -N_2 \end{array} \right| = \\ & = (-1)^{L_2+L'_2+k_2} \left| \begin{array}{ccc} I & L_2 & I_f \\ m & -M_2 & -m_f \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L'_2 & I & I_f \\ M'_2 & -m' & m_f \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L'_2 & L_2 & k_2 \\ -M'_2 & M_2 & -N_2 \end{array} \right|. \end{aligned} \quad (26)$$

Легко убедиться, что три $3J$ -символа, входящие в (26), в точности соответствуют требуемой комбинации $3J$ -символов в (25). Подставив (26) в (24) и составив необходимый фазовый множитель путем прибавления и вычитания соответствующих величин в показателе степени (-1) , получим:

$$\begin{aligned} T_2 = & \sum_{L_2 L'_2 k_2 N_2 \tau_2} (-1)^{I_f+L'_2-m+k_2} \sqrt{2k_2+1} C_{k_2 \tau_2}^*(L_2, L'_2) \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{array} \right| \times \\ & \times \left\{ \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ L'_2 & L_2 & I_f \end{array} \right\} \langle I_f \| L_2 \pi_2 \| I \rangle \langle I_f \| L'_2 \pi_2 \| I \rangle^* D_{N_2 \tau_2}^{k_2} (z \rightarrow \mathbf{q}_2). \end{aligned} \quad (27)$$

Сделаем несколько общих замечаний, касающихся выражений (23) и (27).

1. Если речь идет, как в нашем случае, об измерении лишь корреляции направлений распространения излучений, то индексы суммирования $k_{1,2}$ могут принимать только четные значения, а индексы $\tau_{1,2}$ следует положить равными нулю [3].

2. Если взаимодействия, ответственные за ядерные гамма-переходы, инвариантны относительно обращения времени (что не противоречит всем выполненным до сих пор экспериментам), то приведенные матричные элементы должны быть действительными.

3. Радиационные параметры $C_{k\tau}(L, L')$ можно сделать действительными, выбрав должным образом матрицу эффективности, с помощью которой выполняется суммирование по ненаблюдаемым поляризациям [3]. Поэтому в дальнейшем мы будем опускать значки комплексного сопряжения у $C_{k\tau}(L, L')$ и у приведенных матричных элементов.

Если рассматриваемый гамма-переход представляет собой смесь электрического и магнитного переходов одинаковой четности, то суммирование по L_2 и L'_2 сведется к перебору следующих комбинаций этих квантовых чисел:

L_2	L'_2
L_2	L_2
$L_2 + 1$	L_2
L_2	$L_2 + 1$
$L_2 + 1$	$L_2 + 1$

Для смеси E_2 - и M_1 -мультиполей в каждой комбинации $L_2 = 1$.

Явный вид выражения для $C_{k0}(L, L')$ в случае смешанных переходов приводится в [3]:

$$C_{k0}(L, L') = (-1)^{L-1}(2L+1)^{1/2}(2L'+1)^{1/2}(2k+1)^{1/2} \begin{vmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix}. \quad (28)$$

Подставим (28) в (27) и выделим часть, зависящую от L_2 и L'_2 :

$$T_2 = \sum_{k_2 N_2} (-1)^{-I_f - m + k_2} (2k_2 + 1) \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{vmatrix} D_{N_2 0}^{k_2} (z \rightarrow \mathbf{q}_2) T'_2, \quad (29)$$

где

$$T'_2 = \sum_{L_2 L'_2} (-1)^{L'_2 + L_2 - 1} (2L_2 + 1)^{1/2} (2L'_2 + 1)^{1/2} \begin{vmatrix} L_2 & L'_2 & k_2 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \times \\ \times \left\{ \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ L'_2 & L_2 & I_f \end{vmatrix} \right\} \langle I_f \| L_2 \pi_2 \| I \rangle \langle I_f \| L'_2 \pi_2 \| I \rangle^*. \quad (30)$$

Преобразуем произведение приведенных матричных элементов [3]:

$$\langle I_f \| L_2 \pi_2 \| I \rangle \langle I_f \| L'_2 \pi_2 \| I \rangle^* = \langle I \| L_2 \pi_2 \| I_f \rangle (-1)^{I_f - I + L_2} \sqrt{\frac{2I_f + 1}{2I + 1}} \times \\ \times \langle I \| L'_2 \pi_2 \| I_f \rangle^* (-1)^{I_f - I + L'_2} \sqrt{\frac{2I_f + 1}{2I + 1}}. \quad (31)$$

Подставим (31) в (30):

$$T'_2 = \sum_{L_2 L'_2} (-1)^{2I_f - 2I - 1} \frac{2I_f + 1}{2I + 1} (2L_2 + 1)^{1/2} (2L'_2 + 1)^{1/2} \times \\ \times \begin{vmatrix} L_2 & L'_2 & k_2 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \left\{ \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ L'_2 & L_2 & I_f \end{vmatrix} \right\} \langle I \| L_2 \pi_2 \| I_f \rangle \langle I \| L'_2 \pi_2 \| I_f \rangle^*. \quad (32)$$

Суммирование по L_2 и L_2' приводит к следующему выражению для T_2' :

$$T_2' = (-1)^{2I_f - 2I - 1} \frac{(2I_f + 1) \langle I \| L_2 \pi_2 \| I_f \rangle^2}{(2I + 1)} \times \\ \times \left\{ (2L_2 + 1) \begin{vmatrix} L_2 & L_2 & k_2 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} I & I & k_2 \\ L_2 & L_2 & I_f \end{Bmatrix} + \right. \\ + 2(2L_2 + 1)^{1/2} (2L_2 + 3)^{1/2} \begin{vmatrix} L_2 & L_2 + 1 & k_2 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} I & I & k_2 \\ L_2 + 1 & L_2 & I_f \end{Bmatrix} \delta_2 + \\ \left. + (2L_2 + 3) \begin{vmatrix} L_2 + 1 & L_2 + 1 & k_2 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} I & I & k_2 \\ L_2 + 1 & L_2 + 1 & I_f \end{Bmatrix} \delta_2^2 \right\}. \quad (33)$$

Здесь $\delta_2 = \frac{\langle I \| L_2 + 1 \pi_2 \| I_f \rangle}{\langle I \| L_2 \pi_2 \| I_f \rangle}$ — параметр смешивания мультиполей в данном гамма-переходе. Выражение (33) можно существенным образом упростить, введя в него коэффициенты F , определяемые следующим соотношением [3]:

$$F_k(LL'II') = (-1)^{I+I'-1} [(2L + 1)(2L' + 1)(2I' + 1)(2k + 1)]^{1/2} \times \\ \times \begin{vmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ I' & I' & I \end{Bmatrix}. \quad (34)$$

Таблицы численных значений коэффициентов F приведены, в частности, в [3].

Подставив (34) в (33), а последнее в (29), получим, опуская постоянные множители и учитывая, что k_2 — четное число,

$$T_2 = \sum_{k_2 N_2} (-1)^{-m} (2k_2 + 1)^{1/2} \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{vmatrix} [F_{k_2}(L_2 L_2 I_f I) + \\ + 2\delta_2 F_{k_2}(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \delta_2^2 F_{k_2}(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] D_{N_2 0}^{k_2}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \quad (35)$$

К сожалению, выражение для T_1 не удастся привести к такому же компактному виду и придется оперировать с получающимся после суммирования по L_1 и L_1' следующим громоздким выражением:

$$T_1 = \sum_{m_i k_1 N_1 M_1 M_1'} J(-1)^{-2I_i - m - m' + M_1} (2k_1 + 1) \left\{ (2L_1 + 1) \begin{vmatrix} L_1 & L_1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \times \right. \\ \times \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_i & L_1' & I \\ m_i & M_1' & -m' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M_1' & -N_1 \end{vmatrix} + \\ + \delta_1 (2L_1 + 1)^{1/2} (2L_1 + 3)^{1/2} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \left[\begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{vmatrix} \times \right. \\ \left. \times \begin{vmatrix} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1' & -m' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M_1' & -N_1 \end{vmatrix} + \right. \\ \left. \left. \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1' & -m' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M_1' & -N_1 \end{vmatrix} \right] \right\} \times$$

$$\begin{aligned}
& + \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| \Bigg] + \\
& + \delta_1^2 (2L_1 + 3) \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \times \\
& \times \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| \Bigg\} D_{N_1 0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (36)
\end{aligned}$$

Если речь идет о смеси E_2 - и M_1 -мультиполей, то квантовые числа L_2 и L_1 в (35) и (36), соответственно, следует положить равными единице. В случае резонансного рассеяния гамма-лучей $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ (при нашем выборе вида приведенных матричных элементов).

Выражение для функции углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей теперь приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned}
W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = & \sum_{m_i m m' k_1 N_1 k_2 N_2 M_1 M'_1} J(-1)^{-m_i + N_1} (2k_1 + 1)(2k_2 + 1)^{1/2} \times \\
& \times \left\{ (2L_1 + 1) \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \times \right. \\
& \times \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| + \delta(2L_1 + 1)^{1/2} (2L_1 + 3)^{1/2} \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{array} \right| \times \\
& \times \left[\left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| + \right. \\
& + \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| \Bigg] + \\
& + \delta^2 (2L_1 + 3) \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \times \\
& \times \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| \Bigg\} \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{array} \right| \times \\
& \times [F_{k_2}(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta F_{k_2}(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \\
& + \delta^2 F_{k_2}(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] D_{N_1 0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{N_2 0}^{k_2}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \quad (37)
\end{aligned}$$

Из (35) и (37) следует, что $N_1 = N_2$. Действительно, входящий в (35) $3J$ -символ $\left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{array} \right|$ дает $N_2 = m - m'$. В то же время $3J$ -символы $\left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right|$, $\left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m & M'_1 & -m' \end{array} \right|$, $\left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right|$ и аналогичные им $3J$ -символы, входящие в остальные слагаемые в T_1 , приводят к следующим соотношениям:

$$N_1 = M_1 - M'_1, \quad M'_1 = m' - m_i, \quad M_1 = m - m_i.$$

Отсюда $N_1 = m - m'$, т. е. $N_1 = N_2 = N$.

Выражения для D -функций, входящих в (37), напомним в соответствии с [3] в виде

$$D_{N0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) = \left(\frac{4\pi}{2k_1 + 1} \right)^{1/2} Y_{k_1}^{N*}(\theta_1, \varphi_1), \quad (38)$$

$$D_{N0}^{k_2*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2) = \left(\frac{4\pi}{2k_2 + 1} \right)^{1/2} Y_{k_2}^N(\theta_2, \varphi_2). \quad (39)$$

Углы $\theta_1, \theta_2, \varphi_1$ и φ_2 показаны на рис. 1.

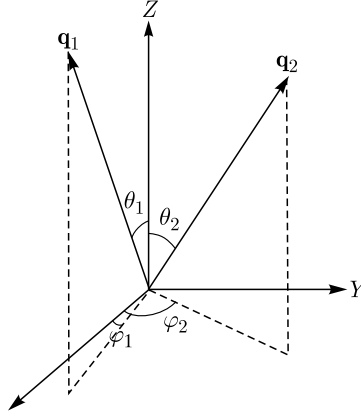


Рис. 1. Углы θ_1, φ_1 и θ_2, φ_2 , определяющие направления волновых векторов $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ первичного и рассеянного гамма-квантов, соответственно, относительно системы координат, связанной с осью квантования Z

Воспользуемся следующим определением сферических функций $Y_k^N(\theta, \varphi)$ [3]:

$$Y_k^N(\theta, \varphi) = V_k^N P_k^N(\cos \theta) e^{iN\varphi}. \quad (40)$$

Здесь

$$V_k^N = (-1)^N \left[\frac{(2k+1)(k-|N|)!}{4\pi(k+|N|)!} \right]^{1/2}, \quad (41)$$

а $P_k^N(\cos \theta)$ — присоединенная функция Лежандра первого рода, следующим образом выражающаяся через обычные полиномы Лежандра, $P_k(\cos \theta)$ [13]:

$$P_k^N(\cos \theta) = (1 - \cos^2 \theta)^{1/2} \frac{d^{|N|}}{d(\cos \theta)^{|N|}} P_k(\cos \theta).$$

Таким образом, произведение D -функций, входящее в (37), можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 D_{N0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{N0}^{k_2^*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2) &= \\
 &= \left(\frac{4\pi}{2k_1 + 1} \right)^{1/2} \left(\frac{4\pi}{2k_2 + 1} \right)^{1/2} (-1)^{2N} \left[\frac{(2k_1 + 1)(k_1 - |N|)!}{4\pi(k_1 + |N|)!} \right]^{1/2} \times \\
 &\times \left[\frac{(2k_2 + 1)(k_2 - |N|)!}{4\pi(k_2 + |N|)!} \right]^{1/2} P_{k_1}^N(\cos \theta_1) P_{k_2}^N(\cos \theta_2) e^{-iN\varphi_1} e^{iN\varphi_2} = \\
 &= \left[\frac{(k_1 - |N|)!(k_2 - |N|)!}{(k_1 + |N|)!(k_2 + |N|)!} \right]^{1/2} P_{k_1}^N(\cos \theta_1) P_{k_2}^N(\cos \theta_2) e^{iN(\varphi_2 - \varphi_1)}. \quad (42)
 \end{aligned}$$

Иначе:

$$\begin{aligned}
 D_{N0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{N0}^{k_2^*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2) &= \left[\frac{(k_1 - |N|)!(k_2 - |N|)!}{(k_1 + |N|)!(k_2 + |N|)!} \right]^{1/2} \times \\
 &\times P_{k_1}^N(\cos \theta_1) P_{k_2}^N(\cos \theta_2) \{ \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)] + i \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)] \}. \quad (43)
 \end{aligned}$$

Разделим реальную и мнимую части в выражении (15) для J . Если $J = A + iB$, то

$$\begin{aligned}
 A &= \left\{ \frac{(\Gamma + \Delta)}{\hbar} \left[\frac{\Gamma}{\hbar} \left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right)^2 + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{\Gamma}{\hbar} \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m\Omega \right) \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m'\Omega \right) - N^2\Omega^2 \left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right) \right] + \right. \\
 &\quad \left. + N^2\Omega^2 \left[\frac{(\Gamma + \Delta)(3\Gamma + \Delta)}{4\hbar^2} + \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m\Omega \right) \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m'\Omega \right) \right] \right\} Z^{-1}, \quad (44)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B &= -N\Omega \left\{ \frac{\Gamma}{\hbar} \left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right)^2 + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\Gamma}{\hbar} \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m\Omega \right) \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m'\Omega \right) - N^2\Omega^2 \left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right) - \left(\frac{\Gamma + \Delta}{\hbar} \right) \times \right. \\
 &\quad \left. \times \left[\frac{(\Gamma + \Delta)(3\Gamma + \Delta)}{4\hbar^2} + \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m\Omega \right) \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m'\Omega \right) \right] \right\} Z^{-1}. \quad (45)
 \end{aligned}$$

Здесь

$$Z = \left[\frac{\Gamma}{\hbar} \left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right)^2 + \frac{\Gamma}{\hbar} \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m\Omega \right) \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m'\Omega \right) - N^2 \Omega^2 \left(\frac{\Gamma + \Delta}{2\hbar} \right) \right]^2 + N^2 \Omega^2 \left[\frac{(\Gamma + \Delta)(3\Gamma + \Delta)}{4\hbar^2} + \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m\Omega \right) \left(\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} + m'\Omega \right) \right]^2. \quad (46)$$

Безразмерность функций A и B обеспечивается входящим в них в качестве множителя квадратом размерной единицы, оставшейся от константы C_1 в формуле (12).

Представим функцию $W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$ в следующем виде:

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \sum_{m_i m m' k_1 k_2 N M_1 M'_1} P(A + iB) \{ \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)] + i \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)] \}. \quad (47)$$

В P объединены все множители, не входящие в J и в выражение в квадратных скобках. Мнимая часть функции углового распределения должна быть равной нулю, т.е. необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\text{Im}[W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)] = \sum_{m_i m m' k_1 k_2 N M_1 M'_1} P \{ A \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)] + B \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)] \} = 0. \quad (48)$$

Докажем, что это действительно так. Из рассмотрения формул (44)–(46) видно, что A есть четная функция N , в то время как B — нечетная функция этой величины. Таким образом, в фигурных скобках в (48) стоит нечетная функция N . В множитель P входят слагаемые двух типов. Во-первых, это симметричные по L_1 группы сомножителей вида

$$\left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N \end{array} \right|. \quad (49)$$

В множестве различных комбинаций этих сомножителей, соответствующих положительным и отрицательным значениям N , обязательно встретятся попарно комбинации, отличающиеся заменой численных значений m и m' , M_1 и M'_1 и наоборот. Таким образом, конкретной комбинации (49) можно сопоставить комбинацию $3J$ -символов

$$\left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 & k_1 \\ M'_1 & -M_1 & N \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m' & -m & N \end{array} \right|. \quad (50)$$

Очевидно, что (50) совпадает с (49), иак как последние два сомножителя в этих комбинациях $3J$ -факторов различаются фазовым множителем $(-1)^{4L_1+2k_1+4I+2k_2} = +1$.

Во-вторых, в P содержатся несимметричные по L_1 группы сомножителей, входящие, однако, туда симметричными парами:

$$\begin{aligned} & \left[\left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L_1+1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} L_1 & L_1+1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{matrix} \right| + \right. \\ & \quad \left. + \left| \begin{matrix} I_i & L_1+1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} L_1+1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{matrix} \right| \right] \times \\ & \quad \times \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N \end{matrix} \right|. \quad (51) \end{aligned}$$

Легко убедиться, что замена M_1 на M'_1 , m на m' и наоборот, и N на $-N$ не меняет величины (51). Таким образом, фактор P имеет такую структуру, что суммирование по N , m , m' , M_1 и M'_1 в (48) из-за нечетности по N функции $A \sin [N(\varphi_2 - \varphi_1)] + B \cos [N(\varphi_2 - \varphi_1)]$ действительно приводит к обращению (48) в нуль.

Реальная часть $W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \text{Re} [W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)] &= W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \\ &= \sum_{m_i m m' k_1 k_2 N M_1 M'_1} P \{ A \cos [N(\varphi_2 - \varphi_1)] - B \sin [N(\varphi_2 - \varphi_1)] \}. \quad (52) \end{aligned}$$

Если ось квантования z , совпадающая по направлению с вектором напряженности магнитного поля H , расположена перпендикулярно плоскости рассеяния гамма-лучей, то $\cos \theta_1 = \cos \theta_2 = 0$, и в (42) остается зависимость лишь от угла между направлениями волновых векторов гамма-квантов $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$, который в этом случае равен разности углов φ_2 и φ_1 . Тогда, добавив несущественный множитель $(-1)^{I_i}$, получим:

$$\begin{aligned} W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) &= \sum_{m_i m m' k_1 k_2 N M_1 M'_1} (-1)^{I_i - m_i + N} (2k_1 + 1)(2k_2 + 1)^{1/2} \times \\ & \quad \times \left\{ (2L_1 + 1) \left| \begin{matrix} L_1 & L_1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \times \right. \\ & \quad \times \left| \begin{matrix} L_1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{matrix} \right| + \delta(2L_1 + 1)^{1/2} (2L_1 + 3)^{1/2} \left| \begin{matrix} L_1 & L_1+1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{matrix} \right| \times \\ & \quad \times \left[\left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L_1+1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} L_1 & L_1+1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{matrix} \right| + \right. \\ & \quad \left. + \left| \begin{matrix} I_i & L_1+1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} L_1+1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{matrix} \right| \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \delta^2(2L_1 + 3) \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m \end{array} \right| \times \\
& \times \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m' \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N \end{array} \right| \times \\
& \times [F_{k_2}(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta F_{k_2}(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \delta^2 F_{k_2}(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] \times \\
& \times \left[\frac{(k_1 - |N|)!(k_2 - |N|)!}{(k_1 + |N|)!(k_2 + |N|)!} \right]^{1/2} P_{k_1}^N(0) P_{k_2}^N(0) \times \\
& \times \{A \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)] - B \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)]\}. \quad (53)
\end{aligned}$$

Присоединенные функции Лежандра $P_k^N(x)$ имеют следующий явный вид [13]:

$$P_k^N(x) = \frac{(1 - x^2)^{1/2}}{2^k k!} \frac{d^{k+|N|}}{dx^{k+|N|}} (x^2 - 1)^k. \quad (54)$$

Если мы имеем дело с переходом, представляющим собой смесь мультиполей $E2$ и $M1$, то k_1 и k_2 могут принимать значения 0, 2 и 4 [3]. В табл. 1.1 приведены выражения для $P_k^N(x)$ во всех возможных случаях, соответствующих этим значениям k_1 и k_2 . Видно, что для всех нечетных N значения $P_k^N(0)$ равны нулю.

Таблица 1.1.

K	N	$P_k^N(x)$	$P_k^N(0)$
0	0	$P_0^0(x) = 1$	1
2	2	$P_2^2(x) = 3(1 - x^2)$	3
	1	$P_2^1(x) = 3x(1 - x^2)^{1/2}$	0
	0	$P_2^0(x) = (1/2)(3x^2 - 1)$	-1/2
	-1	$P_2^{-1} = 3x(1 - x^2)^{1/2}$	0
	-2	$P_2^{-2}(x) = 3(1 - x^2)$	3
4	4	$P_4^4(x) = 105(1 - x^2)^2$	105
	3	$P_4^3(x) = 105x(1 - x^2)^{3/2}$	0
	2	$P_4^2(x) = (1/2t)(1 - x^2)(105x^2 - 15)$	-15/2
	1	$P_4^1(x) = (1/2)(1 - x^2)^{1/2}(35x^2 - 15)x$	0
	0	$P_4^0(x) = (1/8)(35x^4 - 30x^2 + 3)$	3/8
	-1	$P_4^1(x) = (1/2)(1 - x^2)^{1/2}(35x^2 - 15)x$	0
	-2	$P_4^{-2}(x) = (1/2)(1 - x^2)(105x^2 - 15)$	-15/2
	-3	$P_4^{-3}(x) = 105x(1 - x^2)^{3/2}$	0
	-4	$P_4^{-4}(x) = 105(1 - x^2)^2$	105

Таким образом, в случае, когда ось квантования z перпендикулярна плоскости векторов $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$, то из-за свойств присоединенных функций Лежандра в (53) остаются лишь члены с четными значениями N . Поэтому фазовый множитель $(-1)^N$ в (53) можно опустить.

1.3. Угловое распределение в случае, когда направления магнитного поля хаотически распределены в пределах объема рассеивателя

Теперь перейдем к выводу формулы для $W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$, относящейся к случаю, когда магнитное поле в различных точках объема рассеивателя случайным образом ориентировано по отношению к плоскости рассеяния гамма-квантов, будучи в то же время одним и тем же по величине. Такой случай реализуется, в частности, если рассеивателем служит многодоменный ферромагнитный образец, не имеющий выделенного направления намагниченности. Выбрав ось квантования z по-прежнему в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния, мы будем иметь ситуацию, когда магнитное поле произвольным образом ориентировано относительно оси квантования. В этом случае оператор магнитного взаимодействия, вообще говоря, меняет магнитное квантовое число промежуточного состояния ядра. Матричный элемент этого оператора запишется теперь в виде [3]:

$$\langle Im_b | e^{-(iKt)/\hbar} | Im_a \rangle = \sum_n D_{nm_b}^{I*}(\alpha, \beta, 0) e^{-(iE_n t)/\hbar} D_{nm_a}^I(\alpha, \beta, 0). \quad (55)$$

Эйлеровы углы α и β показаны на рис. 2, $E_n = \Omega n \hbar$.

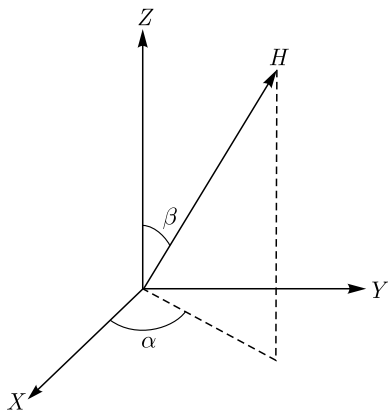


Рис. 2. Углы Эйлера α и β , определяющие направление вектора напряженности магнитного поля H относительно системы отсчета, связанной с осью квантования Z

Матричный элемент $U_{if}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \omega)$ будет иметь вид

$$\begin{aligned} U_{if}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \omega) &= \int_0^\infty A_{if}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, t) e^{(i\omega - \Gamma/2\hbar)t} dt = \\ &= i \sum_{m_a m_b} \frac{\langle I_f m_f | H_2 | I m_b \rangle \langle I m_a | H_1 | I_i m_i \rangle D_{nm_b}^{I*}(\alpha, \beta, 0) D_{nm_a}^I(\alpha, \beta, 0)}{\omega + n\Omega + (i\Gamma/2\hbar)}, \end{aligned} \quad (56)$$

а выражение для функции углового распределения запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) &= S_1 S_2 \sum_{m_i m_f m_a m_b m'_a m'_b n n'} J \langle I_f m_f | H_2 | I m_b \rangle \langle I_f m_f | H_2 | I m'_b \rangle^* \times \\ &\times \langle I m_a | H_1 | I_i m_i \rangle \langle I m'_a | H_1 | I_i m_i \rangle^* D_{nm_b}^{I*} D_{nm_a}^I D_{n'm'_b}^I D_{n'm'_a}^{I*}. \end{aligned} \quad (57)$$

Здесь J определяется формулой (15) при условии, что m заменяется на n , а m' на n' . Сумму произведений матричных элементов $\langle I_f m_f | H_2 | I m_b \rangle \langle I_f m_f | H_2 | I m'_b \rangle^*$ можно получить так же, как это было сделано с выражением (18). В результате имеем (добавив несущественный множитель $(-1)^{I_f}$):

$$\begin{aligned} S_2 \sum_{m_f} \langle I_f m_f | H_2 | I m_b \rangle \langle I_f m_f | H_2 | I m'_b \rangle^* &= \\ &= \sum_{k_2 N_2} (-1)^{m_b - 2I + I_f} (2k_2 + 1)^{1/2} \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ m_b & -m'_b & -N_2 \end{vmatrix} \times \\ &\times [F_{k_2}(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta F_{k_2}(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \\ &+ \delta^2 F_{k_2}(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] D_{N_2 0}^{k_2*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \end{aligned} \quad (58)$$

Для $S_1 \sum_{m_i} J \langle I m_a | H_1 | I_i m_i \rangle \langle I m'_a | H_1 | I_i m_i \rangle^*$ можно написать выражение, аналогичное (36), однако оно будет отличаться от (36) заменой m на m_a и m' на m'_a всюду, кроме J ; внутри J m и m' заменяются на n и n' соответственно.

Выражение для корреляционной функции теперь запишется так:

$$\begin{aligned} W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) &= \sum_{\substack{m_i m_a m'_a m_b m'_b M_1 \\ M' k_1 N_1 k_2 N_2 n n'}} (-1)^{-m_a - m'_a + m_b + M_1 - I_f} J(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)^{1/2} \times \\ &\times \left\{ (2L_1 + 1) \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \right\} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| + \delta(2L_1 + 3)^{1/2}(2L_1 + 1)^{1/2} \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{array} \right| \times \\
& \times \left[\left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| + \right. \\
& + \left. \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| \right] + \\
& + \delta^2(2L_1 + 3) \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{array} \right| \times \\
& \times \left| \begin{array}{ccc} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N_1 \end{array} \right| \Big\} \times \\
& \times D_{N_1 0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m'_b & -m_b & N_2 \end{array} \right| [F_{k_2}(L_2 L_2 I_f I) + \\
& + 2\delta F_{k_2}(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \delta^2 F_{k_2}(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] \times \\
& \times D_{N_2 0}^{k_2^*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2) D_{nm_a}^I(\alpha, \beta, 0) D_{nm_b}^{I^*}(\alpha, \beta, 0) D_{n'm'_a}^{I^*}(\alpha, \beta, 0) D_{n'm'_b}^I(\alpha, \beta, 0). \quad (59)
\end{aligned}$$

Здесь мы учли, что $(-1)^{I_f - m_b} = (-1)^{-I_f + m_b}$.

Преобразуем произведение последних четырех D -функций. Сначала выделим множители, содержащие m_b и m'_b , и просуммируем их по этим квантовым числам, следуя [3]:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m_b m'_b} (-1)^{m_b} \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m'_b & -m_b & N_2 \end{array} \right| D_{nm_b}^{I^*} D_{n'm'_b}^I = (-1)^n \times \\
& \times \sum_{m_b m'_b} \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ m'_b & -m_b & N_2 \end{array} \right| D_{-n-m_b}^I D_{n'm'_b}^I = (-1)^n \left| \begin{array}{ccc} I & I & k_2 \\ n' & -n & p_2 \end{array} \right| D_{p_2 N_2}^{k_2^*}. \quad (60)
\end{aligned}$$

Далее

$$\begin{aligned}
D_{nm_a}^I D_{n'm'_a}^{I^*} &= (-1)^{n' - m'_a} D_{nm_a}^I D_{-n' - m'_a}^I = (-1)^{n' - m'_a - p_1 - r_1} \times \\
& \times \sum_{\chi} (2\chi + 1) \left| \begin{array}{ccc} I & I & \chi \\ n & -n' & p_1 \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I & I & \chi \\ m_a & -m'_a & -r_1 \end{array} \right| D_{p_1 r_1}^{\chi}. \quad (61)
\end{aligned}$$

Из последнего $3J$ -символа видно, что $r_1 = m_a - m'_a$. В то же время из $3J$ -символов, входящих в член с δ_2 в фигурных скобках в (59), следует, что $N_1 = m_a - m'_a$. Значит, $r_1 = N_1$. Дальнейшее преобразование (61) дает

$$\begin{aligned}
D_{nm_a}^I D_{n'm'_a}^{I^*} &= \\
&= (-1)^{n - m_a} \sum_{\chi} (2\chi + 1) \left| \begin{array}{ccc} I & I & \chi \\ n' & -n & p_1 \end{array} \right| \left| \begin{array}{ccc} I & I & \chi \\ m'_a & -m_a & N_1 \end{array} \right| D_{p_1 N_1}^{\chi}. \quad (62)
\end{aligned}$$

Для учета хаотического характера ориентации вектора напряженности магнитного поля относительно оси квантования z необходимо усреднить (59) по углам Эйлера α и β , являющимся аргументами последних четырех D -функций в (59). Это усреднение сводится к интегрированию по углам Эйлера произведения $D_{p_1 N_1}^\chi D_{p_2 N_2}^{k_2^*}$.

Благодаря ортогональности D -функций, имеем

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi D_{p_1 N_1}^\chi D_{p_2 N_2}^{k_2^*} \beta d\alpha d\beta = \frac{1}{2(2k_2 + 1)} \delta_{\chi k_2} \delta_{p_1 p_2} \delta_{N_1 N_2}. \quad (63)$$

Будем в дальнейшем обозначать $p_1 = p_2 = p$, $N_1 = N_2 = N$, $\chi = k_2$.

Выделим из (59) множители, входящие в (60) и (62), а также множители J , $D_{N_1 0}^{k_1}(\theta_1, \varphi_1)$ и $D_{N_2 0}^{k_2^*}(\theta_2, \varphi_2)$, и преобразуем их с учетом (63) и (43):

$$\begin{aligned} & J(-1)^n \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ n' & -n & p \end{matrix} \right|^2 \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ m'_a & -m_a & N \end{matrix} \right| (-1)^{n-m_a} \times \\ & \times D_{N_0}^{k_1}(\theta_1, \varphi_1) D_{N_0}^{k_2^*}(\theta_2, \varphi_2) = (A + iB)(-1)^{m_a} \times \\ & \times \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ n' & -n & p \end{matrix} \right|^2 \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ m'_a & -m_a & N \end{matrix} \right| \left[\frac{(k_1 - |N|)!(k_2 - |N|)!}{(k_1 + |N|)!(k_2 + |N|)!} \right]^{1/2} \times \\ & \times P_{k_1}^N(0) P_{k_2}^N(0) \{ \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)] + i \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)] \} = \\ & = (-1)^{m_a} \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ n' & -n & p \end{matrix} \right|^2 \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ m'_a & -m_a & N \end{matrix} \right| \left[\frac{(k_1 - |N|)(k_2 - |N|)}{(k_1 + |N|)(k_2 + |N|)} \right]^{1/2} \times \\ & \times P_{k_1}^N(0) P_{k_2}^N(0) \{ A \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)] - B \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)] + \\ & + i \{ B \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)] + A \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)] \} \}. \quad (64) \end{aligned}$$

Здесь использовано то обстоятельство, что $(n - m_a)$ — целое число; вследствие этого $(-1)^{n-m_a} = (-1)^{m_a-n}$. Ни A , ни B теперь не зависят от N . Однако они зависят от n и n' , причем B есть нечетная функция $(n - n')$, в то время как A — четная функция этой разности. При суммировании по n и n' можно выделить попарно слагаемые, отличающиеся заменой n на n' и наоборот. При такой замене квадрат $3J$ -символа $\left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ n' & -n & p \end{matrix} \right|^2$ меняться не будет, A тоже не изменится, а B изменит знак. Вследствие этого при суммировании по n и n' будут уничтожаться члены вида

$$\left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ n' & -n & p \end{matrix} \right|^2 B \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)] \text{ и } \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ n' & -n & p \end{matrix} \right|^2 B \cos[N(\varphi_2 - \varphi_1)].$$

Вторые члены, входящие в мнимую часть (64), $-A \sin[N(\varphi_2 - \varphi_1)]$, при суммировании по N также будут уничтожаться по тем же при-

чинам, по которым исчезла вся мнимая часть выражения (47). Таким образом, после суммирования по n , n' и N вклад (64) в (59) будет определяться лишь одним слагаемым из фигурных скобок, а именно, произведением $A \cos [N(\varphi_2 - \varphi_1)]$. Поэтому функцию углового распределения (59) можно теперь написать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = & \sum_{m_i m_a m'_a M_1 M'_1 k_1 k_2 N p n n'} (-1)^{-m'_a + M_1 - I_f} (2k_1 + 1)(2k_2 + 1)^{1/2} \times \\
 & \times \left\{ (2L_1 + 1) \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{vmatrix} \times \right. \\
 & \times \left. \begin{vmatrix} L_1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{vmatrix} + \delta(2L_1 + 3)^{1/2} (2L_1 + 1)^{1/2} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \times \right. \\
 & \times \left. \left[\begin{vmatrix} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 + 1 & L_1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{vmatrix} + \right. \right. \\
 & + \left. \begin{vmatrix} I_i & L_1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{vmatrix} \right] + \\
 & + \delta^2(2L_1 + 3) \begin{vmatrix} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M_1 & -m_a \end{vmatrix} \times \\
 & \times \left. \begin{vmatrix} I_i & L_1 + 1 & I \\ m_i & M'_1 & -m'_a \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L_1 + 1 & L_1 + 1 & k_1 \\ M_1 & -M'_1 & -N \end{vmatrix} \right\} \times \\
 & \times [F_{k_2}(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta F_{k_2}(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \delta^2 F_{k_2}(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] \times \\
 & \times \left[\frac{(k_1 - |N|)!(k_2 - |N|)!}{(k_1 + |N|)!(k_2 + |N|)!} \right]^{1/2} P_{k_1}^N(0) P_{k_2}^N(0) \times \\
 & \times \left| \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ n' & -n & p \end{vmatrix}^2 \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ m'_a & -m_a & N \end{vmatrix} \right| A \cos [N(\varphi_2 - \varphi_1)]. \quad (65)
 \end{aligned}$$

В этом выражении $L_1 = L_2 = 1$, если рассматривается смесь мультиполей $E2$ и $M1$.

Необходимо иметь в виду, что формулы (53) и (65) относятся, строго говоря, к случаям бесконечно тонких рассеивателей, хотя практически ими можно пользоваться, если резонансное поглощение гамма-лучей в веществе рассеивателя мало по сравнению с полным поглощением. Иначе в случае мёсбауэровского резонансного рассеяния форма гамма-линии будет меняться по мере проникновения гамма-лучей вглубь рассеивателя — гамма-линия будет расширяться и отношение Δ/Γ — увеличиваться. В этих условиях формулы (53) и (65) должны быть представлены в виде интегралов по толщине рассеивателя и в них должно быть учтено изменение формы гамма-спектра с глубиной проникновения в рассеиватель.

Угловое распределение рассеянных гамма-квантов, описываемое выражением (65), симметрично относительно угла $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$. Наложение магнитных полей с хаотическим распределением направлений не вызывает поворота углового распределения, а лишь ослабляет его анизотропию.

1.4. Некоторые частные случаи

а) Магнитное поле отсутствует.

В этом случае и Ω и ε_i в (53) равны нулю, что приводит к обращению B в нуль, а A — в константу, не влияющую на вид углового распределения. Теперь оказывается возможным просуммировать множители, относящиеся к первому переходу, по m_i , M_1 и M'_1 подобно тому, как ранее это было сделано в ходе преобразований выражения для T_2 . Для упрощения процедуры вернемся назад и до суммирования по L_1 и L'_1 преобразуем T_1 к виду

$$T_1 = \sum_{k_1 N_1 L_1 L'_1} (-1)^{-I_i + L'_1 - m} (2k_1 + 1)^{1/2} C_{k_1 0}(L_1, L'_1) \left| \begin{matrix} I & I & k_1 \\ m & -m' & -N_1 \end{matrix} \right| \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} I & I & k_1 \\ L'_1 & L_1 & I_i \end{matrix} \right\} \langle I_i \| L_1 \pi_1 \| I \rangle \langle I_i \| L'_1 \pi_1 \| I \rangle D_{N_1 0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (66)$$

Используя (28), суммируя по L_1 и L'_1 и переходя к F -коэффициентам, получим для T_1 выражение, аналогичное (35):

$$T_1 = \sum_{k_1 N_1} (-1)^{I - m} (2k_1 + 1)^{1/2} \left| \begin{matrix} I & I & k_1 \\ m & -m' & -N_1 \end{matrix} \right| \times \\ \times \{ F_{k_1}(L_1 L_1 I_i I) + 2\delta F_{k_1}(L_1 + 1 L_1 I_i I) + \\ + \delta^2 F_{k_1}(L_1 + 1 L_1 + 1 I_i I) \} D_{N_1 0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1). \quad (67)$$

Функция углового распределения теперь имеет следующий вид:

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \sum_{mm'} T_1 T_2 = \sum_{\substack{k_1 k_2 N_1 N_2 \\ mm'}} (-1)^{-2m} (2k_1 + 1)^{1/2} (2k_2 + 1)^{1/2} \times \\ \times \left| \begin{matrix} I & I & k_1 \\ m & -m' & -N_1 \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{matrix} \right| [F_{k_1}(L_1 L_1 I_i I) + \\ + 2\delta F_{k_1}(L_1 L_1 + 1 I_i I) + \delta^2 F_{k_1}(L_1 + 1 L_1 + 1 I_i I)] \times \\ \times [F_{k_2}(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta F_{k_2}(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \\ + \delta^2 F_{k_2}(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] D_{N_1 0}^{k_1}(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{N_2 0}^{k_2*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \quad (68)$$

Из $3j$ -символов, входящих в (68), следует, что $N_1 = N_2 = N$. В каждое слагаемое в первых квадратных скобках входит сомножи-

телом $(2k_1 + 1)^{1/2}$ (см. формулу (34)). Представим эти скобки в виде произведения $(2k_1 + 1)^{1/2} \Phi(k_1, L_1, L'_1, I_i, I)$. Тогда можно скомбинировать внутри (68) и затем просуммировать по m и m' множители вида $(2k_1 + 1) \begin{vmatrix} I & I & k_1 \\ m & -m' & -N_1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{vmatrix}$. Фазовый множитель $(-1)^{-2m}$ можно опустить, так как $2m$ — целое число, либо четное при всех значениях m , либо для всех слагаемых нечетное. Поэтому при любом знаке m знак фазового множителя остается одним и тем же для всех значений m в данном наборе. Вследствие ортогональности $3j$ -символов имеем (см. [3])

$$\sum_{mm'} (2k_1 + 1) \begin{vmatrix} I & I & k_1 \\ m & -m' & -N_1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I & I & k_2 \\ m & -m' & -N_2 \end{vmatrix} = \delta_{k_1 k_2} \delta_{N_1 N_2}. \quad (69)$$

Тогда

$$\begin{aligned} W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \\ = \sum_{kN} (2k + 1)^{1/2} (k, L_1, L'_1, I_i, I) [F_k(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta F_k(L_2 L_2 + 1 I_f I) + \\ + \delta^2 F_k(L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I)] D_{N0}^k(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{N0}^{k*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \end{aligned} \quad (70)$$

Объединив $(2k + 1)^{1/2}$ с функцией (k, L_1, L'_1, I_i, I) , получим, учитывая, что $I_i = I_f$ и $L_1 = L_2$, следующее выражение:

$$\begin{aligned} W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \sum_{kN} \{F_k(LLI_i I) + 2\delta F_k(LL + 1 I_i I) + \delta^2 F_k(L + 1 I_i I)\}^2 \times \\ \times D_{N0}^k(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{N0}^{k*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2). \end{aligned} \quad (71)$$

Преобразуем и просуммируем по N произведение D -функций (см. [3]):

$$\begin{aligned} D_{N0}^{k*}(z \rightarrow \mathbf{q}_2) = D_{0N}^k(\mathbf{q}_2 \rightarrow z), \\ \sum_N D_{N0}^k(z \rightarrow \mathbf{q}_1) D_{0N}^k(\mathbf{q}_2 \rightarrow z) = D_{00}^k(\mathbf{q}_2 \rightarrow \mathbf{q}_1) = P_k(\cos \theta). \end{aligned} \quad (72)$$

Здесь $P_k(\cos \theta)$ — полином Лежандра, причем $\theta = \varphi_2 - \varphi_1$, если вектор напряженности магнитного поля H параллелен оси квантования z и перпендикулярен $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$.

Введя обозначение

$$[F_k(LLI_i I) + 2\delta F_k(LL + 1 I_i I) + \delta^2 F_k(L + 1 L + 1 I_i I)]^2 = A_{kk}, \quad (73)$$

получаем хорошо известное выражение для функции невозмущенного углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей, совпада-

ющее и с функцией невозмущенной угловой корреляции двух последовательно испускаемых гамма-квантов:

$$W(\theta) = \sum_k A_{kk} P_k(\cos \theta). \quad (74)$$

б) Рассеивающие ядра находятся в слабом магнитном поле перпендикулярном плоскости рассеяния гамма-лучей.

Будем считать магнитное поле слабым, если $\Omega\hbar \ll \Gamma$ и $\varepsilon_i \ll \Gamma$. Выражение $A \cos N\theta - B \sin N\theta$ ($\theta = \varphi_2 - \varphi_1$), входящее в (53), можно привести к виду

$$A \cos N\theta - B \sin N\theta = \alpha \cos(\eta + N\theta), \quad (75)$$

положив $A = \alpha \cos \eta$ и $B = \alpha \sin \eta$, где α — некоторая константа. Тогда в случае слабого поля можно принять

$$\operatorname{tg} \eta \approx \eta \cong N\Omega\hbar \frac{\left\{ (\Gamma + \Delta) \left[\frac{(\Gamma + \Delta)(3\Gamma + \Delta)}{4} + s^2 \right] - \frac{\Gamma(\Gamma + \Delta)^2}{4} - \Gamma s^2 \right\}}{\left[\frac{\Gamma(\Gamma + \Delta)^2}{4} + \Gamma s^2 \right] (\Gamma + \Delta)}. \quad (76)$$

Формулу (53) можно теперь представить в виде

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \sum_{\substack{m_i m m' k_1 - k_2 \\ N M_1 M'_1}} P \alpha \cos(N\theta + \eta). \quad (77)$$

Здесь P по-прежнему объединяет все множители, не входящие в J . Убрав несущественный численный множитель α , получим

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \sum_{\substack{m_i m m' k_1 k_2 \\ N M_1 M'_1}} P \cos[N(\theta + \Delta\theta)], \quad (78)$$

где

$$\Delta\theta = \Omega\hbar \frac{\left\{ (\Gamma + \Delta) \left[\frac{(\Gamma + \Delta)(3\Gamma + \Delta)}{4} + s^2 \right] - \frac{\Gamma(\Gamma + \Delta)^2}{4} - \Gamma s^2 \right\}}{\left[\frac{\Gamma(\Gamma + \Delta)^2}{4} + \Gamma s^2 \right] (\Gamma + \Delta)}. \quad (79)$$

Если магнитное поле отсутствует, то $\Omega = 0$ и формула (78) переходит в выражение

$$W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \sum_{\substack{m_i m m' k_1 k_2 \\ N M_1 M'_1}} P \cos(N\theta). \quad (80)$$

Сравнение (80) и (78) показывает, что наложение слабого магнитного поля приводит к повороту розетки углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей на угол $\Delta\theta$, определяемый формулой (79). Направление поворота определяется знаком магнитного момента ядра в возбужденном состоянии и направлением магнитного поля, перпендикулярного плоскости рассеяния. В экспериментах по измерению возмущенных магнитным полем угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей не измеряется время пребывания в возбужденном состоянии каждого излучающего гамма-квант ядра. Если измерение интенсивности гамма-лучей для данного угла рассеяния продолжается в течение времени, значительно превосходящего среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии (а это всегда именно так), то окончательная картина углового распределения окажется практически не отличимой от той, которая получилась бы при бесконечно длительном измерении. Эта картина будет фактически представлять собой результат физического усреднения углов поворота розетки углового распределения для отдельных актов испускания гамма-квантов по временам жизни соответствующих ядер в возбужденном состоянии. Следовательно, измеренный угол поворота углового распределения должен быть равен произведению ларморовой частоты на среднее время пребывания ядер в возбужденном состоянии, t_{av} , реализующееся в условиях данного опыта. Из формулы (79) следует, что это время определяется выражением

$$t_{av} = \hbar \frac{\left\{ (\Gamma + \Delta) \left[\frac{(\Gamma + \Delta)(3\Gamma + \Delta)}{4} + s^2 \right] - \frac{\Gamma(\Gamma + \Delta)^2}{4} - \Gamma s^2 \right\}}{\left[\frac{\Gamma(\Gamma + \Delta)^2}{4} + \Gamma s^2 \right] (\Gamma + \Delta)}. \quad (81)$$

Из этой формулы видно, что среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии, образуемое при резонансном рассеянии гамма-лучей, зависит не только от естественной ширины Γ возбуждаемого уровня, но и от характерной ширины Δ спектра возбуждающих гамма-лучей и от сдвига s линии испускания источника относительно линии поглощения рассеивателя. Иными словами, это время определяется условиями возбуждения ядер в данном эксперименте. Положим в формуле (81) сдвиг s равным нулю. Тогда

$$t_{av} = \frac{(2\Gamma + \Delta)}{(\Gamma + \Delta)} \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{(2\Gamma + \Delta)}{(\Gamma + \Delta)} \tau. \quad (82)$$

Здесь τ — среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии, соответствующее экспоненциальному закону распада возбужденного состояния вида $e^{-t/\tau} = e^{-\Gamma t/\hbar}$. Такой закон распада реализуется при условии, что энергетический спектр излучаемых гамма-квантов, измеренный в течение бесконечно большого времени после образования

возбужденного состояния, представляет собой линию лоренцевой формы с шириной Γ .

Если $\Delta \gg \Gamma$ (возбуждение широким спектром), то из (79) следует, что

$$t_{av} = \tau. \quad (83)$$

При $\Delta = \Gamma$, что соответствует мёссбауэровскому резонансному поглощению гамма-лучей,

$$t_{av} = 1,5\tau. \quad (84)$$

Наконец, если $\Delta \ll \Gamma$ (возбуждение квазимонохроматической линией),

$$t_{av} = 2\tau. \quad (85)$$

Впервые теоретические данные о том, что угол поворота розетки углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей зависит от соотношения между Γ и Δ получены в работе [7], авторы которой рассмотрели частный случай гамма-резонансного возбуждения ядерного уровня 2^+ , соответствующего чистому $E2$ -переходу, конкретнее, переходу $0^+ \rightarrow 2^+$. В частности, в этой работе получено для угла поворота углового распределения в случае равного нулю сдвига линии испускания относительно линии поглощения выражение $\Delta\theta = \Omega\tau \frac{2\Gamma + \Delta}{\Gamma + \Delta}$. Кроме того, авторы статьи [7] рассмотрели вопрос о том, появляется ли разница во влиянии фактора Δ/Γ на угловое распределение в зависимости от того, как излучается гамма-квант возбужденным ядром: с отдачей или без нее, и пришли к выводу, что это различие не существенно. Следует заметить, что этот ответ можно было получить *a priori*, зная, что отдача излучающего ядра возникает уже после того, как истечет время пребывания данного ядра в возбужденном состоянии. В статье [8] выводы работы [7] были распространены на ядерные переходы произвольной мультипольности, в том числе и на смешанные переходы. Однако ни в той, ни в другой из этих работ не приводится в явной форме утверждение о том, что все дело в зависимости от Δ/Γ и s среднего времени жизни ядер в возбужденном состоянии. Наиболее общее рассмотрение данной проблемы, без ограничений энергии сверхтонкого взаимодействия ядер с магнитным полем, дано в нашей работе [9], послужившей основой для получения вышеприведенных выражений для функций угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей.

Посмотрим теперь, каким образом влияет на величину t_{av} сдвиг s . В случае, когда $\Delta \gg \Gamma$, т. е. при возбуждении ядер гамма-излучением очень широкого спектра, сдвиг s не имеет физического смысла. Для случая $\Delta = \Gamma$ из формулы (81) следует выражение

$$t_{av} = \frac{3 + (s/\Gamma)^2}{2 \left[1 + (s/\Gamma)^2 \right]} \tau, \quad (86)$$

а при $\Delta \ll \Gamma$ имеем

$$-t_{av} = \frac{\Gamma^2/4}{s^2 + \Gamma^2/4} \tau. \quad (87)$$

Видно, что при мессбауэровском возбуждении ядер (формула (86)) среднее время их жизни в возбужденном состоянии меняется от $1,5\tau$ до $0,5\tau$, если изменение сдвига s происходит от 0 до бесконечно большой величины. Во втором случае (возбуждение гамма-лучами очень узкого по сравнению с Γ спектра) время жизни меняется при таком же изменении сдвига s от 2τ до нуля. Графики зависимостей t_{av} от s для этих двух случаев приведены на рис. 3.

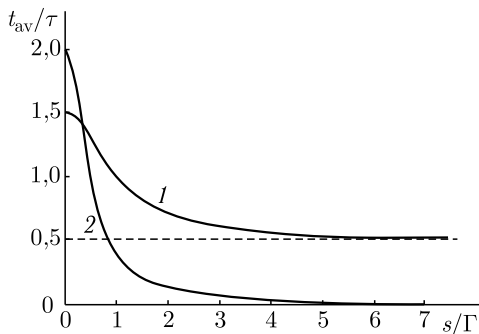


Рис. 3. Зависимости средних времен жизни ядер в возбужденном состоянии от сдвига s возбуждающей гамма-линии относительно линии поглощения: 1 — возбуждение гамма-лучами с шириной линии равной естественной ширине возбуждаемого уровня в отсутствие уширения линии поглощения; 2 — возбуждение гамма-лучами с шириной линии много меньшей естественной ширины возбуждаемого уровня

в) Рассеивающие ядра находятся в слабых магнитных полях, направления которых случайным образом (хаотически) распределены по объему рассеивателя при одной и той же напряженности поля. В этом случае мы должны обратиться к выражению (65). Если для упрощения положить $\varepsilon_i = s = 0$, то в (65) удастся выполнить суммирование по m_i , M_1 , M'_1 , m_a и m'_a , и мы приходим к следующей формуле (внутри функции A , определяемой формулой (44), m переходит в n , m' в n' и N в $n - n'$):

$$\begin{aligned} W(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = & \sum_{kNpnn'} (2k+1) [F_k(LLI_i I) + \\ & + 2\delta F_k(LL + 1I_i I) + \delta^2 F_k(L + 1L + 1I_i I)]^2 \times \\ & \times \frac{(k - |N|)!}{(K + |N|)!} (P_k^N(0))^2 \left| \begin{matrix} I & I & k \\ n' & -n & p \end{matrix} \right|^2 A \cos [N(\varphi_2 - \varphi_1)]. \quad (88) \end{aligned}$$

Проделав соответствующие выкладки, можно убедиться, что переход от условий, когда $\Delta \gg \Gamma$, к случаю $\Delta = \Gamma$ приводит к усилению возмущения углового распределения, что выражается в уменьшении его анизотропии.

Интересно сравнить формулу (87) с результатом решения классической задачи о преобразовании колебания резонансным фильтром, с которым автора ознакомил покойный В.Н. Андреев. Пусть $A(\omega)$ — зависящая от частоты ω амплитуда колебания на входе фильтра, имеющего частотную характеристику вида $B(\omega)e^{i\varphi(\omega)}$ ($B(\omega)$ — амплитудная, а $\varphi(\omega)$ — фазовая характеристики фильтра). Временной фурье-образ амплитуды частотного спектра на выходе фильтра имеет вид

$$F(t) \approx \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega)B(\omega)e^{i\varphi(\omega)}e^{i\omega t}d\omega.$$

Если частотное распределение $A(\omega)$ гораздо уже, чем $B(\omega)$, то функцию $B(\omega)$ в той области частот, где $A(\omega)$ заметно отличается от нуля, можно считать постоянной и вынести за знак интегрирования. Тогда

$$F(t) \approx B \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega)e^{i\omega\left(t+\frac{\varphi(\omega)}{\omega}\right)}d\omega.$$

Фазовая характеристика резонансного фильтра имеет вид

$$\varphi(\omega) = -\operatorname{arctg} \frac{\gamma/2}{\omega_0 - \omega},$$

где ω_0 — резонансная частота, а γ — ширина резонанса. Пусть $A(\omega) \approx \frac{1}{\omega - \omega_1 + i\Delta/2}$, причем $\Delta \ll \gamma$. Разложим $\varphi(\omega)$ в ряд Тейлора вблизи $\omega = \omega_1$. Благодаря малости ширины спектра на входе фильтра в этом разложении можно ограничиться двумя первыми членами:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_1) + \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_1} (\omega - \omega_1) + \dots = C - \frac{(\gamma/2)\omega}{(\omega_1 - \omega_0)^2 + \gamma^2/4}.$$

Здесь константа C равна

$$C = \varphi(\omega_1) + \frac{(\gamma\omega_1)/2}{(\omega_1 - \omega_0)^2 + \gamma^2/4}.$$

Тогда

$$F(t) \approx Be^{iC} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega)e^{i\omega\left[t - \frac{\gamma/2}{(\omega_1 - \omega_0)^2 + \gamma^2/4}\right]}d\omega.$$

Временной фурье-образ амплитуды спектра на входе фильтра дается выражением

$$f(t) \approx \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{i\omega t} d\omega.$$

Таким образом, роль фильтра во временном преобразовании первичной узкой спектральной линии сводится к задержке соответствующего сигнала на время

$$\Delta t = \frac{\gamma/2}{(\omega_1 - \omega_0)^2 + \gamma^2/4}.$$

Переходя от частот к энергиям (умножением соответствующих величин на $\hbar$, получим

$$\Delta t = \frac{\Gamma^2/2}{(E_1 - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \frac{\hbar}{\Gamma},$$

где $\Gamma = \gamma\hbar$.

Эта формула полностью совпадает с (87). Итак, создаваемая классическим резонансным фильтром временная задержка квазимонохроматического колебания полностью подобна полученному из квантово-механического рассмотрения среднему времени жизни ядер в возбужденном состоянии после резонансного поглощения гамма-квантов с узким по сравнению с Γ спектром. Так далеко заходит общность поведения казалось бы очень разных по своим свойствам классических и квантово-механических резонансных систем.

На ранней стадии наших теоретических рассматриваний процесса резонансного рассеяния гамма-лучей, когда мы еще не пришли к выводу о зависимости среднего времени жизни ядра в возбужденном состоянии от способа возбуждения, мы обратились к работавшему в то время в ИТЭФ д-ру Е.Б. Богомольному с просьбой помочь нам понять причины удивительной зависимости результата возмущения магнитным полем углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей от ширины спектра рассеиваемых фотонов. Д-р Богомольный следующим образом объяснил разницу между случаями возбуждения ядер гамма-лучами широкого и узкого спектров. При поглощении ядром гамма-квантов спектральное распределение которых характеризуется шириной Δ , длительность процесса поглощения определяется величиной $\hbar/\Delta$. При $\Delta \gg \Gamma$, $\hbar/\Delta \ll \tau$. Поэтому процессы поглощения и испускания гамма-лучей в акте резонансного рассеяния разделены во времени. Полная вероятность такого акта, w , пропорциональна сумме вероятностей излучения кванта через все возможные промежутки времени после возникновения возбужденного состояния. Т.е.

$$w \propto \int_{\hbar/\Delta}^{\infty} |A(t)|^2 dt. \quad (89)$$

Здесь $A(t)$ — амплитуда процесса излучения, происходящего через время t после начала поглощения гамма-кванта.

Если же $\Delta \sim \Gamma$ или $\Delta < \Gamma$, поглощение и излучение кванта нельзя разделить во времени, и возможные акты излучения через различные промежутки времени после начала поглощения нельзя считать независимыми событиями. В этом случае

$$w \propto \left| \int_0^{\hbar/\Delta} A(t) dt \right|^2. \quad (90)$$

Наш подход эквивалентен в своих предельных случаях ($\Delta \ll \Gamma$ и $\Delta \sim \Gamma$) ходу рассуждений, приводящих к формулам (89) и (90). Из (10) и (11) можно получить

$$W(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} |f_i(\omega)|^2 d\omega \int_0^{\infty} A_{if}(\theta, t) e^{(i\omega - \Gamma/2\hbar)t} dt \int_0^{\infty} A_{if}^*(\theta, t') e^{(-i\omega - \Gamma/2\hbar)t'} dt'. \quad (91)$$

Выделим отсюда интеграл по ω :

$$I_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} |f_i(\omega)|^2 e^{i\omega(t-t')} d\omega. \quad (92)$$

Приняв для $f_i(\omega)$ выражение (12) и положив $\frac{s + \varepsilon_i}{\hbar} = c'$, получим

$$I_\omega \propto \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta e^{i\omega(t-t')} d\omega}{\left(\omega - c' + \frac{i\Delta}{2\hbar}\right) \left(\omega - c' - \frac{i\Delta}{2\hbar}\right)}. \quad (93)$$

Интегрируем (93) в комплексной плоскости, причем, если $t - t' > 0$, контур интегрирования берем в области положительных значений $\text{Im } \omega$, а при $t - t' < 0$ — в полуплоскости отрицательных $\text{Im } \omega$. Получаем:

$$I_\omega = 2\pi e^{ic'(t-t')} A, \quad (94)$$

где $A = e^{-\frac{\Delta}{2\hbar}(t-t')}$, если $t > t'$, и $A = e^{\frac{\Delta}{2\hbar}(t-t')}$, если $t < t'$.

Положив для простоты $c' = 0$, имеем

$$\begin{aligned} W(\theta) = & 2\pi \int \int_{t > t'} e^{-\frac{\Delta}{2\hbar}(t-t')} e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}(t+t')} A_{if}(\theta, t) A_{if}^*(\theta, t') dt dt' + \\ & + 2\pi \int \int_{t < t'} e^{\frac{\Delta}{2\hbar}(t-t')} e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}(t+t')} A_{if}(\theta, t) A_{if}^*(\theta, t') dt dt'. \end{aligned} \quad (95)$$

Множители $e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t}$ и $e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t'}$, входящие в подынтегральные выражения, приводят к тому, что основной вклад в $W(\theta)$ дают интервалы времени, определяемые неравенствами

$$0 \leq t \lesssim \hbar/\Gamma,$$

$$0 \leq t' \lesssim \hbar/\Gamma.$$

Справедливо также неравенство

$$0 < |t - t'| \lesssim \hbar/\Gamma.$$

Если $\Delta \gg \Gamma$, то основную роль будут играть промежутки времени, для которых верно соотношение

$$t - t' \sim \frac{\hbar}{\Delta} \ll \frac{\hbar}{\Gamma}.$$

Переход к очень широкому спектру означает, что $\Delta \rightarrow \infty$. При этом $t - t' \rightarrow 0$ или $t \rightarrow t'$. Заменяем в первом интеграле в (95) t на t' в $e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}(t+t')}$ и в $A_{if}(\theta, t)$. В соответствующих членах второго интеграла заменим t' на t , после чего проинтегрируем первое выражение по t , а второе по t' . Получим

$$\begin{aligned} W(\theta) &\propto \int_0^\infty \left(e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t'}\right)^2 |A_{if}(\theta, t')|^2 dt' + \int_0^\infty \left(e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t}\right)^2 |A_{if}(\theta, t)|^2 dt = \\ &= 2 \int_0^\infty \left(e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t}\right)^2 |A_{if}(\theta, t)|^2 dt. \end{aligned} \quad (96)$$

Если $\Delta \ll \Gamma$, то следует принять $e^{-\Delta(t-t')/2\hbar} \sim 1$, так как $(t - t') \lesssim \hbar/\Gamma$, а $\Delta/\Gamma \ll 1$, тогда

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}(t+t')} A_{if}(\theta, t) A_{if}^*(\theta, t') dt dt' = \\ &= \int_0^\infty e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t} A_{if}(\theta, t) dt \int_0^\infty e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t'} A_{if}^*(\theta, t') dt' = \left| \int_0^\infty e^{-\frac{\Gamma}{2\hbar}t} A_{if}(\theta, t) dt \right|^2. \end{aligned} \quad (97)$$

Очевидно, что формулы (96) и (97) весьма близки к выражениям (89) и (90). Таким образом, различие результатов возмущения углового распределения резонансно рассеяния гамма-лучей при широком и узком спектрах рассеиваемых фотонов связано с разными зависимостями от времени процессов поглощения и излучения гамма-квантов в этих двух случаях. Заметим, что в этом тексте уже проявляется, как само собой разумеющееся, представление о длительном характере ядерных радиационных процессов.

Глава 2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ГАММА-ЛУЧЕЙ

2.1. Введение

В 1961 г. появилась статья Р.Ф. Метцгера [4], в которой описывался эксперимент по «классическому» (немёссбауэровскому) резонансному рассеянию гамма-лучей ядрами ^{56}Fe . Используя внутреннее магнитное поле в кольцевом железном рассеивателе для возмущения углового распределения (УР) резонансно рассеянных гамма-квантов, Р.Ф. Метцгер измерил магнитный момент ядра ^{56}Fe в первом возбужденном состоянии 2^+ . Возник вопрос — нельзя ли использовать и мёссбауэровское рассеяние гамма-лучей для той же цели, т. е. для наблюдения возмущения магнитными полями соответствующих УР резонансно рассеянных гамма-лучей? В то время было еще не очевидно (по крайней мере для автора), что при мёссбауэровском рассеянии гамма-лучей, на первой стадии которого возбуждаемое ядро наверняка не испытывает отдачи, не нарушаются и другие степени свободы этого ядра. Подобные нарушения могли бы привести к трудно учитываемым искажениям угловых распределений.

Для получения ответа на этот вопрос следовало предпринять эксперимент по измерению невозмущенного углового распределения гамма-лучей, испытывающих мёссбауэровское резонансное рассеяние ядрами, входящими в состав такого вещества, где на них не могли бы действовать внутренние магнитные или неоднородные электрические поля. Таким образом, рассеивателем в этом опыте должен быть образец немагнитного вещества с кубической кристаллической решеткой.

Для этой цели был выбран металлический вольфрам, в котором должны были возбуждаться ядра ^{182}W . Успех этого эксперимента [14] позволил нам провести целую серию исследований как невозмущенных, так и возмущенных магнитными полями угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей.

Прежде чем перейти к изложению этого экспериментального материала, следует отметить, что мёссбауэровское рассеяние гамма-лучей, видимо, представляет собой особый случай, когда характер процессов поглощения и излучения гамма-квантов таков, что угловое распределение гамма-квантов, рассеянных ядрами, находящимися в твердом веществе, может остаться невозмущенным даже при столь больших средних временах жизни ядер в возбужденных состояниях, как $10^{-7} - 10^{-9}$ с. Известно, что невозмущенные угловые корреляции каскадных гамма-квантов для столь долгоживущих промежуточных ядерных уровней обычно наблюдаются не с твердыми, а с жидкими или газообразными гамма-источниками. Эта особенность мёссбауэровского рассеяния непосредственно связана с тем фактом, что поглотившее первичный гамма-квант ядро, благодаря отсутствию отдачи, остается в узле решетки в течение всего времени пребывания в возбужденном состоянии, в то время как при классическом резонансном рассеянии гамма-лучей долгоживущее возбужденное ядро, получившее отдачу при поглощении гамма-кванта и движущееся в веществе рассеивателя, должно испытывать соударения с его атомами, в результате которых квантовые числа, характеризующие возбужденное состояние ядра, изменятся. Если рассеивающее ядро находится в узле кубической решетки немагнитного кристалла, то, естественно, ни электрического квадрупольного, ни магнитного дипольного взаимодействий с несуществующими в этом узле внутренними полями ядро испытывать не должно.

2.2. Измерения углового распределения гамма-лучей с энергией 100,1 кэВ, резонансно рассеянных ядрами ^{182}W

Изотоп ^{182}W был выбран для первого опыта по следующим причинам:

а) На этом изотопе уже наблюдался эффект Мёссбауэра для гамма-линии 100,1 кэВ в традиционной геометрии пропускания [15–18].

б) Наблюдавшийся в указанных работах эффект имел достаточно большую величину при температуре жидкого азота, что облегчало постановку опыта, позволяя обойтись без жидкого гелия.

в) Металлический вольфрам не является ферромагнетиком и имеет кубическую объемно-центрированную кристаллическую решетку.

г) Удобно изготавливать источники гамма-квантов, облучая металлический тантал нейтронами в реакторе.

Схема распада материнского нуклида ^{182}Ta , образующегося при поглощении нейтронов ядрами ^{181}Ta , показан на рис. 4 [19]. Предполагалось наблюдать резонансное возбуждение уровня 2^+ ядра ^{182}W , имеющего энергию 100,1 кэВ. Процесс резонансного рассеяния гамма-лучей представляет собой в этом случае последовательность переходов мультипольности $E2$: $0^+ \rightarrow 2^+$ и $2^+ \rightarrow 0^+$. Соответствующее УР

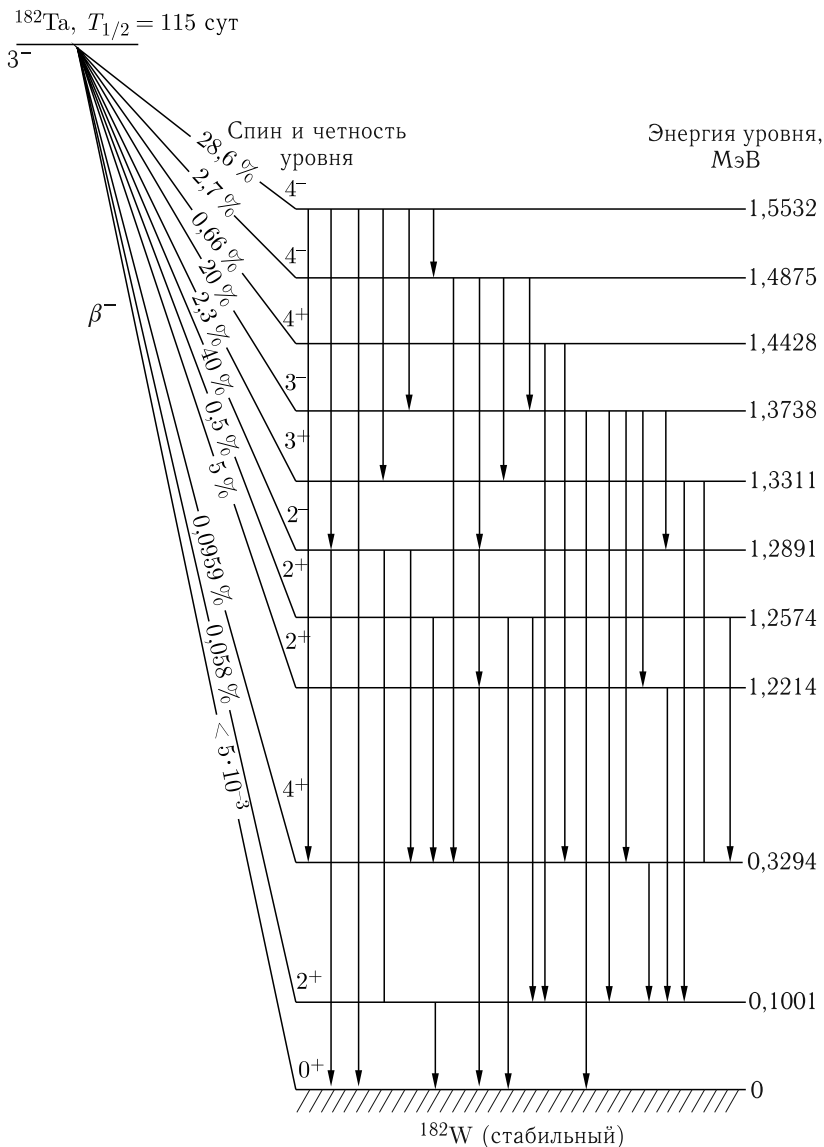


Рис. 4. Схема β -распада ядра ^{182}Ta и последующих γ -переходов в дочернем ядре ^{182}W согласно [19]

резонансно рассеянных фотонов весьма анизотропно. Его функция, показанная на рис. 8 сплошной линией, описывается формулой

$$W(\theta) = 1 + 0,3571P_2(\cos \theta) + 1,1429P_4(\cos \theta). \quad (98)$$

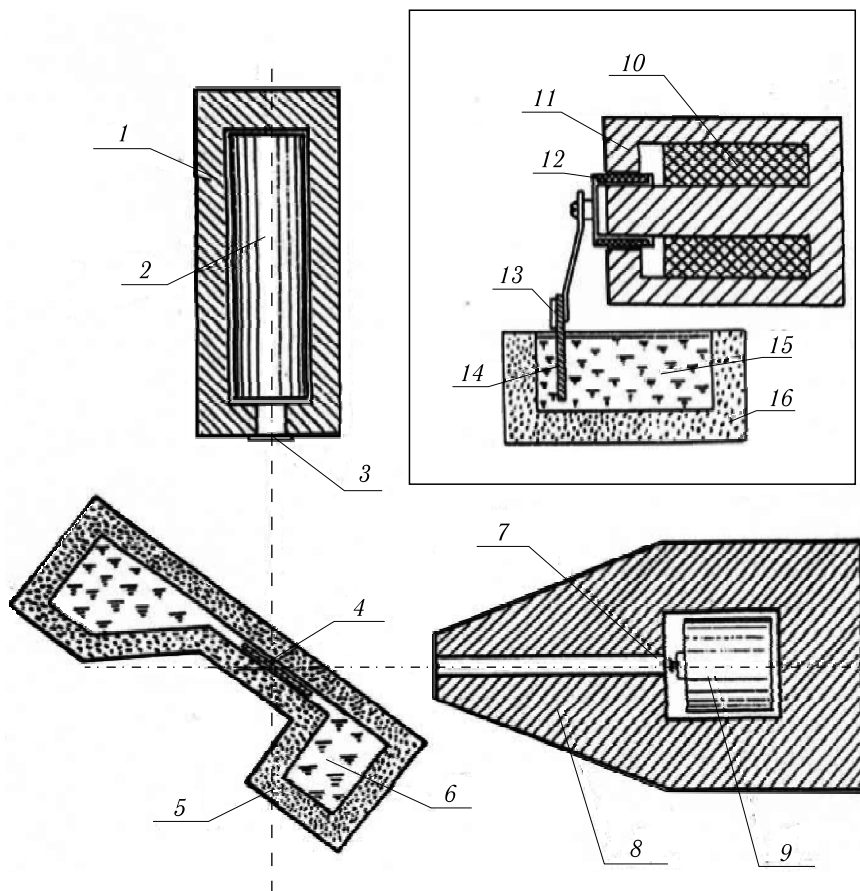


Рис. 5. Схема установки для измерения невозмущенных угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей. На врезке — схема крепления охлаждаемого жидким азотом гамма-источника к подвижной катушке электромагнитного вибратора. 1 — защитный свинцовый экран сцинтилляционного детектора, 2 — корпус сцинтилляционного детектора, 3 — фильтры рентгеновского излучения, 4 — рассеиватель, 5 — пенопластовый контейнер, 6 — жидкий азот, 7 — гамма-источник, 8 — свинцовый «домик» источника и вибратора с коллиматором, 9 — электромагнитный вибратор, 10 — намагничивающая катушка вибратора, 11 — железное ярмо вибратора, 12 — подвижная катушка вибратора, 13 — гамма-источник, 14 — хладопровод источника (не показана тонкая алюминиевая пластинка, прижимающая источник к алюминиевому хладопроводу), 15 — жидкий азот, 16 — пенопластовая ювета

Здесь $P_2(\cos \theta)$ и $P_4(\cos \theta)$ — второй и четвертый полиномы Лежандра соответственно.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 5. Рассеиватель, представляющий собой пластинку из металлического вольфрама

толщиной 0,5 мм, находился в суженной части пенопластового контейнера, наполняемого жидким азотом. Толщина стенок контейнера в том месте, где находился рассеиватель, составляла ~ 15 мм. Этого было достаточно, чтобы на стенках контейнера за время измерений не намерзал лед, что могло привести к дополнительному поглощению и рассеянию первичных и рассеянных гамма-лучей. Расположение рассеивателя в узкой части контейнера позволяло свести к минимуму рассеяние гамма-лучей жидким азотом.

Источник гамма-лучей сделан из танталовой фольги толщиной 0,1 мм в виде кружка диаметром 1 см, облученного в реакторе тепловыми нейтронами при плотности потока $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в течение ~ 100 ч. Источник зажимался между алюминиевыми пластинками и прикреплялся к плексигласовому держателю, жестко соединенному с подвижной катушкой электромагнитного вибратора. Нижние концы алюминиевых пластин были погружены в жидкий азот, налитый в пенопластовую кювету. Источник располагался вне жидкого азота вблизи его поверхности и имел температуру, близкую к температуре кипения жидкого азота. Электромагнитный вибратор представлял собой электромагнит с полым цилиндрическим железным ярмом, внутри которого на железном стержне, соединенным с задней стенкой ярма, находилась намагничивающая катушка. В передней части ярма между ним и центральным стержнем был кольцевой зазор, в котором могла совершать колебания вдоль оси магнита надета на центральный стержень катушка, питаемая переменным током. Среднее положение катушки фиксировалось в осевом направлении с помощью двух пружин. Вибратор с гамма-источником и кювета с жидким азотом были снаружи закрыты слоем свинца достаточной толщины для снижения уровня радиации до допустимой величины. Пучок первичных гамма-лучей проходил к рассеивателю через свинцовый коллиматор. Рассеянные гамма-лучи регистрировались сцинтилляционным детектором с кристаллом NaI(Tl), помещенным внутри свинцового «домика» с окном диаметром 40 мм. Коллиматор, рассеиватель и детектор располагались таким образом, что при всех углах рассеяния нормаль к плоскости рассеивателя была биссектрисой угла, дополнительного к углу рассеяния. При такой геометрии и при условии, что толщина d рассеивателя настолько велика, что рассеиватель можно считать «бесконечно толстым» для гамма-лучей интересующей нас энергии, поглощение гамма-лучей при углублении в рассеиватель и на обратном пути после рассеивателя не зависит от угла рассеяния и может не учитываться при обработке результатов измерений. Действительно, число гамма-квантов с энергией в интервале $E, E + dE$, рассеянных в слое толщиной dx на глубине x на угол $\theta = 180^\circ - 2\theta'$ в единицу телесного угла, выражается формулой (см. рис. 6):

$$dN(E, x) = N(E) e^{-2\nu[\sigma_t + 0,5a\sigma_{ra}(E)]} \frac{x}{\cos \theta'} \frac{d\sigma_{rs}(E, \theta)}{d\Omega} a\nu \frac{dx dE}{\cos \theta'}. \quad (99)$$

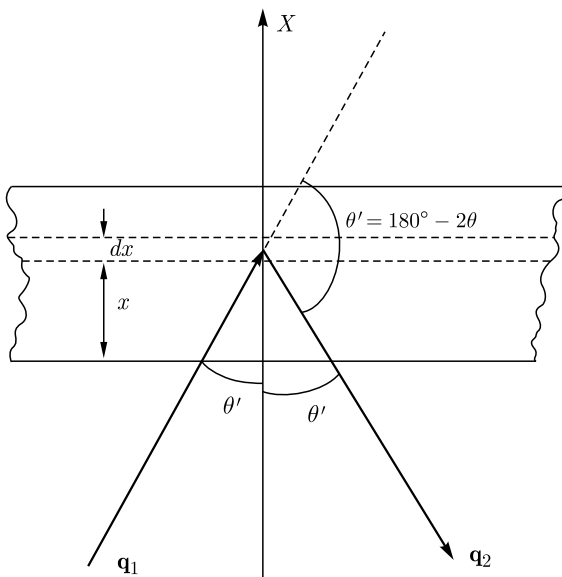


Рис. 6. Геометрия опыта по рассеянию гамма-лучей, при которой нормаль к плоскости рассеивателя, совпадающая с осью X , является биссектрисой угла, дополнительного к углу рассеяния θ . $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ — волновые векторы первичного и рассеянного гамма-квантов соответственно

Здесь $N(E)dE$ — число гамма-квантов с энергией от E до $E + dE$, падающих в 1 с на площадку размером 1 см^2 , расположенную перпендикулярно направлению распространения пучка гамма-лучей (мы пренебрегаем расходимостью пучка в пределах толщины рассеивателя), ν — число атомов рассеивателя в 1 см^3 , a — доля атомов, ядра которых могут резонансно рассеивать гамма-лучи, от общего их числа, σ_t — полное нерезонансное сечение поглощения рассматриваемых гамма-лучей в веществе рассеивателя, $\sigma_{ra}(E)$ — зависящее от энергии полное сечение резонансного поглощения гамма-лучей, $\frac{d\sigma_{rs}(E, \theta)}{d\Omega}$ — дифференциальное сечение резонансного рассеяния гамма-лучей с энергией E на угол θ в единицу телесного угла, θ' — половина угла, дополнительного к углу рассеяния. Коэффициент 0,5 перед $a\sigma_{ra}(E)$ в показателе экспоненты связан с тем, что ослабление гамма-лучей вследствие резонансного поглощения следует учитывать только до акта рассеяния. Выходящие же из рассеивателя гамма-лучи, испытав рассеяние, будут в значительно меньшей степени способны к вторичному резонансному поглощению вследствие малой вероятности не потерять энергию на отдачу ядра при первичном рассеянии.

Интегрирование (99) по x приводит к выражению

$$dN(E) = N(E) dE \frac{d\sigma_{rs}(E, \theta)}{d\Omega} \frac{a}{2[\sigma_t + 0,5a\sigma_{ra}(E)]} \left\{ 1 - e^{\frac{-2\nu[\sigma_t + 0,5\sigma_{ra}(E)]d}{\cos \theta'}} \right\}. \quad (100)$$

Для достаточно толстого рассеивателя экспоненциальный фактор будет очень мал, и тогда угловая зависимость $dN(E)$ останется только в $\frac{d\sigma_{rs}(E, \theta)}{d\Omega}$, т. е. будет определяться истинным УР резонансно рассеянных гамма-лучей.

Измерение УР резонансно рассеянных гамма-лучей заключалось в определении для каждого из пяти выбранных углов рассеяния (90° , 112° , 127° , $141,5^\circ$ и 150°) разности отсчетов сцинтилляционного счетчика для случаев, когда источник покоился и когда он приводился в колебания с частотой 50 Гц и амплитудой $\sim 0,5$ мм. Максимальная скорость движения источника относительно рассеивателя составляла при этом 15,7 см/с, что в 150 раз превосходило скорость, требуемую для сдвига возбуждающей гамма-линии по отношению к положению резонанса на ее естественную ширину. Для уменьшения фона рентгеновского излучения вольфрама и тантала использовались фильтры из окисей эрбия, гадолиния и гольмия. Вследствие малой величины резонансного поглощения гамма-лучей в рассеивателе по сравнению с полным нерезонансным поглощением, вклад релеевского рассеяния в обоих режимах измерений (с покоящимся и движущимся источником) был практически одинаков. После вычитания фона остававшийся разностный эффект, соответствующий мёссбауэровскому резонансному рассеянию гамма-квантов с энергией 100,1 кэВ, составлял, в зависимости от угла рассеяния, от 2 до 4 % от числа отсчетов при покоящемся источнике. В числа отсчетов, соответствующие эффекту резонансного рассеяния, вводилась поправка, связанная с изменением эффективного среднего положения колеблющегося источника по отношению к его положению в покое. Эта поправка, составляющая около 0,5 % от среднего числа отсчетов, определялась экспериментально по изменению числа отсчетов в каналах анализатора, соответствующих энергии рассеянных гамма-лучей ~ 185 кэВ, при переходе от режима покоящегося источника к условиям, когда он совершал колебания. При этом также вычитался фон. На рис. 7 показан спектр импульсов детектора от резонансно рассеянных гамма-лучей для угла рассеяния 90° , полученный поканальным вычитанием спектра, измеренного с включенным вибратором, из спектра, полученного с покоящимся источником. Отчетливо виден пик полного поглощения резонансно рассеянных гамма-лучей с энергией 100,1 кэВ.

Результаты измерений УР показаны на рис. 8. Масштаб по оси ординат для плавной кривой, изображающей невозмущенную функцию УР, $W(\theta)$, вычисленную по формуле (98), найден по методу

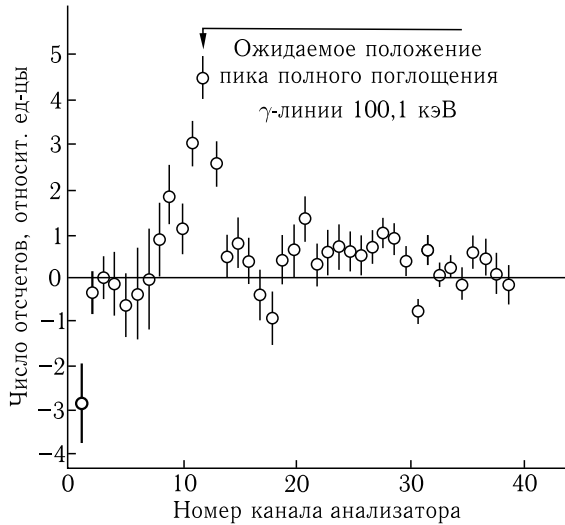


Рис. 7. Участок амплитудного спектра импульсов сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl) от рассеянных гамма-лучей ^{182}W , соответствующий ожидаемому положению гамма-линии с энергией 100,1 кэВ. Получен поканальным вычитанием чисел отсчетов спектра, измеренного при включенном вибраторе, из чисел отсчетов спектра, полученного при покоящемся гамма-источнике

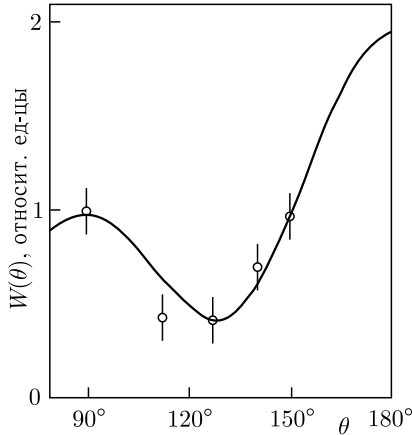


Рис. 8. Невозмущенное угловое распределение гамма-лучей с энергией 100,1 кэВ, резонансно рассеянных ядрами ^{182}W . Сплошная кривая представляет собой теоретическую функцию невозмущенного углового распределения, приведенную в соответствие с экспериментальными данными путем определения методом наименьших квадратов одного параметра — масштаба по оси ординат

наименьших квадратов для одного определяемого параметра при имеющихся в данном случае четырех степенях свободы, критерий $\chi^2 = 2,8$. Таким образом, измеренное УР в пределах погрешностей опыта совпадает с теоретической функцией невозмущенного УР для данной комбинации спинов ядерных уровней. Результаты этого эксперимента опубликованы в статье [14]. Этот опыт показал, что, используя эффект Мёссбауэра, можно, по крайней мере в некоторых случаях, получить невозмущенные УР резонансно рассеянных гамма-лучей при сравнительно больших средних временах жизни возбуждаемых ядерных состояний. Эти УР могут отличаться весьма высокой степенью анизотропии, как, например, в случае ^{182}W , что является благоприятным обстоятельством для опытов по измерению магнитных моментов таких ядер в соответствующих возбужденных состояниях.

2.3. Измерение магнитного момента ядра ^{182}W в возбужденном состоянии 2^+ с энергией 100,1 кэВ

Для проверки возможности измерения магнитных моментов ядер в возбужденных состояниях по возмущенным магнитными полями УР гамма-лучей, испытавших мёссбауэровское резонансное рассеяние, нами был предпринят эксперимент с ядрами ^{182}W по измерению данной методикой магнитного момента этого ядра в уже известном нам возбужденном состоянии с энергией 100,1 кэВ. Примененная нами для этого опыта установка изображена на рис. 9. Источник гамма-лучей в виде диска из танталовой фольги толщиной 0,1 мм и диаметром 18 мм, облученного тепловыми нейтронами в реакторе, был запаян в тонкостенную латунную ампулу и помещен внутрь пенопластовой кюветы, наполняемой жидким азотом. Кювета была закреплена на подвижном штоке электромагнитного вибратора и могла вместе с источником приводиться в колебания с частотой 50 Гц и амплитудой 0,5 мм, чего было достаточно для существенного нарушения резонансных условий и снижения эффекта резонансного рассеяния до уровня менее 2 % от максимально возможного при покоящемся источнике. Вибратор и кювета с источником находились внутри свинцового домика; узкий пучок гамма-лучей от источника выпускался через цилиндрический коллиматор. Рассеиватель из металлического вольфрама естественного изотопного состава толщиной 0,6 мм помещался в отростке пенопластового контейнера, наполняемого жидким азотом. Отросток вдвигался в зазор между полюсными наконечниками электромагнита, питаемого от стабилизированного выпрямителя и обеспечивающего в области расположения рассеивателя (19 мм по высоте и 22 мм в ширину) постоянное магнитное поле напряженностью 13500 Э с однородностью не хуже 2 %. Рассеянные гамма-лучи регистрировались сцинтилляционным детектором с кристаллом NaI(Tl) , помещенным внутри тройного слоя магнитной защиты (два разделенных воздушными зазорами цилиндра из железа толщиной 3 мм каждый и цилиндр толщиной 2 мм, изготовленный намоткой пермаллоевой ленты толщиной 0,2 мм

и отожженный в водороде после изготовления). Снаружи детектор был окружен слоем свинца толщиной ~ 5 см. Средний угол рассеяния составлял $109,5^\circ$. Измерялись эффекты резонансного рассеяния гамма-лучей для двух взаимно противоположных направлений магнитного поля как разности чисел отсчетов, полученных при колеблющемся и покоящемся источнике в условиях, когда и источник, и рассеиватель находились при температуре жидкого азота. В полученные данные вносились поправки, связанные со смещением эффективного центра источника при переходе от покоя к состоянию движения. Для сравнения с теоретическим выражением функции УР экспериментальные результаты удобно представить в виде следующей комбинации:

$$R' = 2 \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}. \quad (101)$$

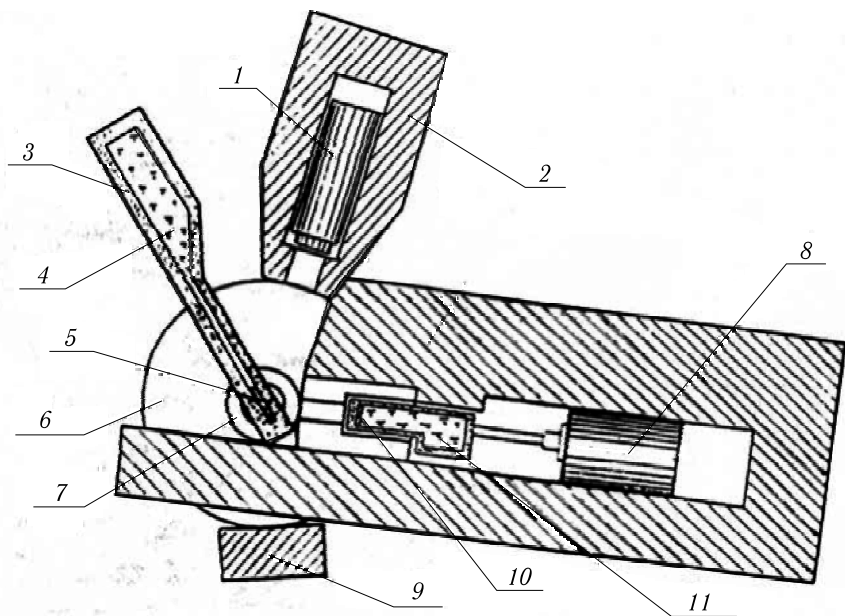


Рис. 9. Схема установки для измерения магнитного момента ядра ^{182}W в возбужденном состоянии с энергией 100,1 кэВ. 1 — сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI(Tl) , 2 — защитные свинцовые экраны, 3 — пенопластовый контейнер, 4 — жидкий азот, 5 — рассеиватель, 6 — катушка электромагнита, 7 — полюсный наконечник магнита, 8 — электромагнитный вибратор, 9 — ярмо магнита, 10 — гамма-источник, 11 — кювета с жидким азотом

Здесь N^+ и N^- — числа отсчетов с охлаждаемыми жидким азотом источником и рассеивателем, определяющие количества резонансно рассеянных гамма-квантов для случаев положительного и отрицатель-

ного направлений магнитного поля соответственно. В выражение (101) надо ввести поправку, учитывающую возможное влияние переключения направления магнитного поля на работу детектора. Эта поправка, R'' , определялась экспериментально как величина, аналогичная R' , но измеренная в условиях, когда рассеиватель и покоящийся источник находились при комнатной температуре. При этом резонансное рассеяние практически отсутствовало. Таким образом, данные о магнитном моменте ядра ^{182}W в возбужденном состоянии с энергией 100,1 кэВ надлежало извлечь из величины $R = R'R''$, которая согласно измерениям составила $R = -0,153 \pm 0,031$. Результаты этой работы, сделанной до появления статьи [7], обрабатывались в соответствии с теорией возмущенных угловых корреляций каскадных гамма-квантов, которая не учитывает роль соотношения между ширинами спектра резонансно рассеиваемых гамма-лучей, Δ , и естественной шириной возбуждаемого ядерного уровня, Γ . Мы воспроизведем здесь этот ход рассуждений и получим на основании его величину g -фактора ядра ^{182}W в интересующем нас возбужденном состоянии, а затем введем в эту величину поправку в соответствии с изложенной в гл. 1 корректной теорией, после чего сравним оба значения g -фактора с результатами других экспериментов.

Выражение (101) для функции УР резонансно рассеянных гамма-лучей можно написать в более простой форме:

$$W(\theta) = 1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta. \quad (102)$$

Если $N^+(\theta)$ — число зарегистрированных детектором резонансно рассеянных на угол θ гамма-квантов при положительном направлении магнитного поля, а $N^-(\theta)$ — аналогичная величина, измеренная при отрицательном направлении поля, то, если измерение длилось в течение времени много большего, чем среднее время жизни ядра в возбужденном состоянии, можно написать

$$N^\pm(\theta) = \int_0^\infty e^{-t/\tau} W(\theta \pm \Omega t) dt. \quad (103)$$

Здесь τ — среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии, связанное с естественной шириной этого состояния соотношением $\tau\Gamma = \hbar$, Ω — ларморова частота прецессии спина ядра в магнитном поле. Подставив (102) в (103) и выполнив интегрирование, получим:

$$N^\pm(\theta) = \tau \left[1 + 0,5 \cos 2\theta \frac{1}{1 + 4\Omega^2\tau^2} \mp 0,5 \sin 2\theta \frac{2\Omega\tau}{1 + 4\Omega^2\tau^2} + \right. \\ \left. + 0,5 \cos 4\theta \frac{1}{1 + 16\Omega^2\tau^2} \mp 0,5 \sin 4\theta \frac{4\Omega\tau}{1 + 16\Omega^2\tau^2} \right]. \quad (104)$$

Отсюда следует выражение для R :

$$R = 2 \frac{N^+(\theta) - N^-(\theta)}{N^+(\theta) + N^-(\theta)} = - \frac{4\Omega\tau \left[\frac{\sin 2\theta}{1 + 4\Omega^2\tau^2} + \frac{2 \sin 4\theta}{1 + 16\Omega^2\tau^2} \right]}{2 + \frac{\cos 2\theta}{1 + 4\Omega^2\tau^2} + \frac{\cos 4\theta}{1 + 16\Omega^2\tau^2}}. \quad (105)$$

В данном случае $\theta = 109,5^\circ$. Подставив численные значения тригонометрических функций, получим

$$R = - \frac{4\Omega\tau \left[\frac{1,9562}{1 + 16\Omega^2\tau^2} - \frac{0,6293}{1 + 4\Omega^2\tau^2} \right]}{2 - \frac{0,7771}{1 + 4\Omega^2\tau^2} + \frac{0,2079}{1 + 16\Omega^2\tau^2}}. \quad (106)$$

Непосредственное сравнение выражения (106) с вышеуказанным экспериментально измеренным значением R приводит к следующей величине $\Omega\tau$:

$$\Omega\tau = (-4,28 \pm 0,95) \cdot 10^{-2}. \quad (107)$$

В эту величину следует ввести поправку, учитывающую конечные телесные углы, в которых гамма-излучение падает на рассеиватель, а рассеявшись, — на детектор. Величину этой поправки можно найти, сравнив значение R , вычисленное для угла $\theta = 109,5^\circ$, со средним значением R , полученным путем усреднения по всем углам рассеяния, допустимым геометрией установки, т. е. размерами источника, детектора и рабочей области рассеивателя, а также соответствующими расстояниями. Для упрощения можно в данном случае пренебречь величинами $4\Omega^2\tau^2$ и $16\Omega^2\tau^2$ по сравнению с единицей в знаменателях соответствующих членов (106). После введения этой поправки величина $\Omega\tau$ оказалась равной

$$\Omega\tau = (-4,45 \pm 1,00) \cdot 10^{-2}. \quad (108)$$

Период полураспада возбужденного состояния ядра ^{182}W с энергией 100,1 кэВ измерялся во многих работах. В [20] приведена сводка результатов по 1966 г. включительно, причем средний по всем работам результат составляет $T_{1/2} = (1,37 \pm 0,01) \cdot 10^{-9}$ с. В [21] дается более новая средняя цифра (усреднение результатов вплоть до сентября 1974 г.): $T_{1/2} = (1,38 \pm 0,02) \cdot 10^{-9}$ с. Хотя несколько удивительно, что с течением времени точность определения этой величины ухудшилась, нас вполне устраивает как первое, так и второе значение $T_{1/2}$. Приняв $T_{1/2} = (1,38 \pm 0,02) \cdot 10^{-9}$ с, получим $\tau = 1,99 \pm 0,03$ нс, откуда $\Gamma = (0,530 \pm 0,008) \cdot 10^{-18}$ эрг = $(3,31 \pm 0,05) \cdot 10^{-7}$ эВ. Подставив указанное значение τ в (108), получим для Ω величину $-(2,24 \pm 0,50) \cdot 10^7$ с $^{-1}$. Отсюда находим величину g -фактора, равную $0,346 \pm 0,077$. Естественная ширина, выраженная в единицах относительной скорости мёссбауэровского источника и поглотителя, равна $(0,0992 \pm 0,0015)$ см/с.

Прямые измерения реальной ширины гамма-линии 100,1 кэВ в мёссбауэровских опытах в геометрии пропускания проделаны в нескольких работах ([17], [18], [22–26]). В этих статьях либо непосредственно приводится наблюдаемая в опыте ширина мёссбауэровского резонанса, равная сумме ширин линии испускания источника (металлический тантал, облученный нейтронами в реакторе), Γ_s , и линии поглощения резонансного поглотителя (металлический вольфрам), Γ_a , либо другие данные, из которых можно определить величину $\Gamma_s + \Gamma_a$. Средняя по результатам указанных работ величина этой суммы равна $0,2170 \pm 0,0046$ см/с. Если предположить, что ширина Δ мёссбауэровской гамма-линии, излучаемой источником из металлического тантала, равна половине этой величины, то для Δ/Γ получим величину $1,094 \pm 0,025$.

Приведенное выше значение $\Omega\tau = (-4,45 \pm 1,00) \cdot 10^{-2}$ равно в сущности проявившемуся в данном опыте углу поворота УР резонансно рассеянных гамма-лучей, $\Delta\theta$. Согласно корректной теории возмущенных магнитными полями УР этот угол равен не $\Omega\tau$, а $\frac{(2\Gamma + \Delta)}{\Gamma + \Delta} \Omega\tau$. В нашем случае последняя формула дает $\Delta\theta = 1,478\Omega\tau$. Это значит, что корректно определяемое по результатам данного опыта значение g -фактора ядра ^{182}W в возбужденном состоянии 2^+ с энергией 100,1 кэВ равно $(0,346 \pm 0,077)/1,478 = 0,234 \pm 0,052$. Эти измерения, выполненные автором вместе с О.Н.Сорокиным, не были опубликованы в виде отдельной статьи. Они составили содержание дипломной работы О.Н.Сорокина, завершенной в 1964 г., и позднее данные о них были включены автором в прочитанную им лекцию в зимней школе ЛФТИ им. А.Ф.Иоффе в 1970 г. [5].

Сравним полученные результаты с данными исследований, выполненных другими методами. На рис.10 представлены измеренные в опубликованных до завершения нашего описываемого опыта работах значения g -фактора первого возбужденного 2^+ -состояния ядра ^{182}W . Результаты первых трех работ сильно расходятся между собой и с большинством более поздних данных. Однако, начиная с четвертой работы (номера литературных ссылок приведены в подписи к рис. 10), в которой измерены два значения g -фактора с источниками в разных агрегатных состояниях, величины g -фактора удовлетворительно согласуются между собой, и их можно использовать для определения среднего значения g -фактора. Оно оказалось равным $0,258 \pm 0,006$. Горизонтальная заштрихованная полоса на рис.10 иллюстрирует это среднее значение и его погрешность. Они вычислены с использованием данных, пронумерованных цифрами от 4 до 11. Значение g -фактора, полученное нами при обработке экспериментальных данных в соответствии с теорией угловых корреляций каскадно испускаемых гамма-квантов, т. е. без учета отношения Δ/Γ , показано точкой 12,

величина же, полученная по корректной теории, и ее погрешность изображены пунктиром ниже точки 12. Видно, что эта величина гораздо лучше согласуется со средним значением g -фактора, чем число, представленное точкой 12. Позднее автору стал известен результат еще одной работы [37], согласно которому g -фактор состояния 100,1 кэВ ядра ^{182}W равен $0,264 \pm 0,006$. Учет этого значения приводит, вместе с данными, представленными на рис. 10, к средней величине g -фактора равной $0,261 \pm 0,004$, что слегка поднимает изображенную на рис. 10 заштрихованную полосу.

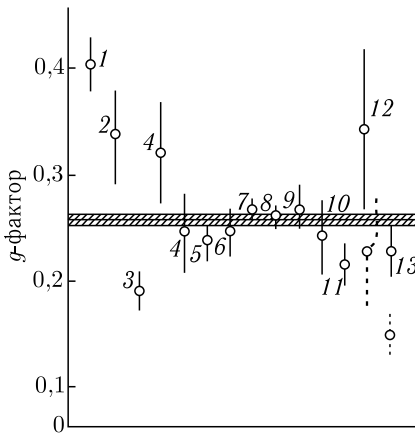


Рис. 10. Результаты ряда измерений g -фактора ядра ^{182}W в возбужденном состоянии с энергией 100,1 кэВ. Номера точек соответствуют следующим литературным ссылкам: 1 — [27], 2 — [28], 3 — [29], 4 — [30], 5 — [31], 6 — [32], 7 — [33], 8 — [34], 9 — [35], 10 — [36], 11 — [26], 12 — [5], 13 — [6]. Пунктиром под точками 12 и 13 показаны значения g -фактора, полученные при обработке данных соответствующих работ на основании теории, учитывающей соотношение между шириной спектра резонансно рассеиваемых гамма-лучей и естественной шириной возбуждаемого ядерного уровня. Заштрихованной горизонтальной полосой показано среднее значение g -фактора и его погрешность, вычисленные по величинам g -фактора, соответствующим точкам 4–11

В 1965 г. была опубликована статья [6], в которой был описан эксперимент по измерению близким к нашему методом g -факторов ядер ^{182}W , ^{186}W , ^{186}Os и ^{188}Os . Хотя обработка данных этого опыта велась в рамках старой идеологии, т.е. без учета Δ/Γ , авторы получили для g -фактора ядра ^{182}W значение $0,233 \pm 0,027$ (точка 13), т.е. величину близкую к показанному на рис. 10 среднему результату работ, сделанных другими методами, заведомо не требующими учета соотношения Δ/Γ . Если же результат работы [6] исправить в соответствии с требованиями корректной теории, то соответствующая точка ($0,159 \pm 0,018$) ляжет значительно ниже средней величины g -фактора (на рис. 10 эта точка показана пунктиром ниже точки 13).

Примерно такое же положение остается и в отношении остальных трех g -факторов, измеренных в [6], хотя для изотопов осмия, особенно для ^{188}Os , есть некоторое превышение найденных величин над значениями g -факторов, полученных усреднением данных других работ. На основании текста статьи [6] нельзя дать каких-либо объяснений этой ситуации. У нас нет оснований подвергать критике этот эксперимент, однако один из авторов [6] в своем более позднем обзоре [38] рекомендовал относиться к этим данным с некоторой осторожностью, так как «они не были повторены». В статье [6], кроме основных результатов для первых возбужденных 2^+ -состояний ядер $^{182,186}\text{W}$ и $^{186,188}\text{Os}$, приводится также значение g -фактора для ядра ^{192}Os в состоянии 2^+ с энергией 206 кэВ, измеренное в отдельном опыте (судя по энергии уровня, не с помощью эффекта Мёссбауэра). Этот результат оказался в противоречии с более поздними измерениями [39]. В этой последней работе указывается, что авторы [6] сообщили о том, что их результат для ^{192}Os неверен. Остается, однако, неясным, относится ли это сообщение и к другим результатам [6], в частности, к ^{182}W .

2.4. Измерение невозмущенного углового распределения гамма-лучей, резонансно рассеянных ядрами ^{191}Ir

После успешных с нашей точки зрения экспериментов с ^{182}W были начаты исследования резонансного рассеяния гамма-лучей ядрами ^{191}Ir с возбуждением уровня $5/2^+$ с энергией 129,4 кэВ. Это то самое ядро и тот самый гамма-переход, изучая которые Р. Мёссбауэр открыл в 1958 г. явление испускания и поглощения гамма-лучей без потери энергии на отдачу [40, 41]. К началу нашей работы УР резонансно рассеянных гамма-лучей ядра ^{191}Ir не измерялось. Однако во время нашей работы над этой проблемой появилась статья [42], в которой сообщалось о результатах измерения УР для данного ядра, правда, в области углов рассеяния $\leq 90^\circ$, в отличие от нашего опыта, в котором измерения проделаны при углах рассеяния от 90° до 150° . Наши результаты, как будет видно ниже, оказались в хорошем согласии с данными [42], несколько превосходя их по статистической точности.

Угловое распределение гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ, испытывающих мёссбауэровское рассеяние ядрами ^{191}Ir , измерялось нами на той же установке, где велись опыты с ^{182}W [14]. Гамма-источник представлял собой круглую таблетку диаметром 1 см, спрессованную из смеси 350 мг порошка металлического осмия и 350 мг алюминиевого порошка, добавленного для придания таблетке большей механической прочности. Таблетка облучалась в течение двух недель в реакторе в потоке тепловых нейтронов с плотностью $\sim 4 \cdot 10^{13}$ н/см²·с в откачанной кварцевой ампуле. Герметизация источника во время облучения необходима, так как при облучении на открытом воздухе при

повышенной температуре происходит образование улетучивающегося соединения OsO_4 .

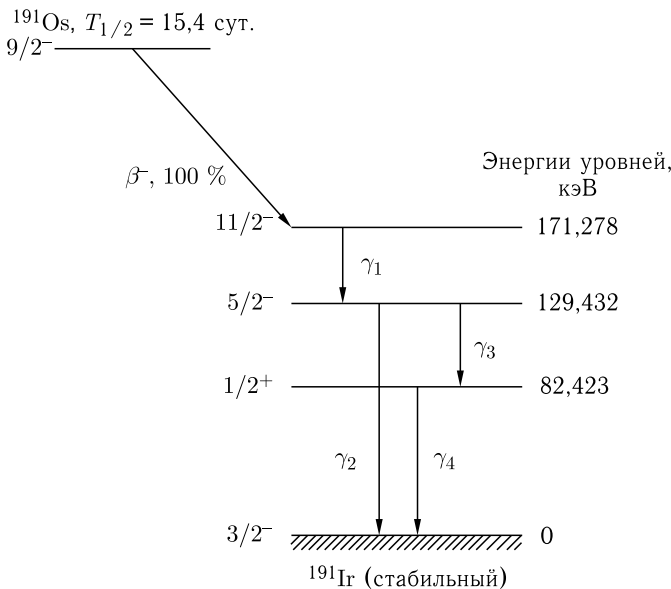


Рис. 11. Схема распада ядра ^{191}Os и последующих переходов в дочернем ядре ^{191}Ir согласно [42]. Полные интенсивности переходов (γ -излучение + конверсионные электроны) составляют на каждые 100 актов распада ^{191}Os следующие величины: $\gamma_1 - 100$, $\gamma_2 - 99,4$, $\gamma_3 - 0,36$, $\gamma_4 - 0,36$

Схема распада образующегося радиоактивного изотопа ^{191}Os показана на рис. 11. Интенсивность перехода с энергией 82 кэВ в этом случае очень мала, и для исследования эффекта Мёссбауэра с гамма-лучами 82 кэВ используют в качестве источника изотоп ^{191}Pt . Переход с энергией 129,4 кэВ является смешанным ($E2 + M1$)-переходом. Функцию невозмущенного УР гамма-лучей, резонансно рассеянных с возбуждением уровня 129,4 кэВ, можно записать в виде

$$W(\theta) = \sum_{k=0,2,4} B_k B'_k P_k(\cos \theta) = \sum_{k=0,2,4} A_k P_k(\cos \theta), \quad (109)$$

где $P_k(\cos \theta)$ — по-прежнему полиномы Лежандра, а коэффициенты B_k и B'_k выражаются следующими формулами:

$$B_k = F_k (L_1 L_1 I_i I) + 2\delta_1 F_k (L_1 L_1 + 1 I_i I) + \delta_1^2 F_k (L_1 + 1 L_1 + 1 I_i I), \quad (110)$$

$$B'_k = F_k (L_2 L_2 I_f I) + 2a\delta_2 F_k (L_2 L_2 + 1 I_f I) + \delta_2^2 F_k (L_2 + 1 L_2 + 1 I_f I). \quad (111)$$

Функции F_k определяются выражением (34).

Для резонансного рассеяния можно положить $\delta_1 = \delta_2 = \delta$, если, следуя формализму А.З. Долгинова [43], принять $a = -1$. В формализме, использованном в [42], а также в статье [3], послужившей основой для наших выкладок в гл. 1, $a = +1$, и коэффициенты B_k и B'_k идентичны. Исторически получилось так, что обработка наших результатов измерения УР для ^{191}Ir была проведена в формализме А.З. Долгинова и, вследствие этого, знаки параметра смеси мультиполей, δ , для перехода с энергией 129,4 кэВ получились у нас и в работе [42] разными.

Это обстоятельство специально оговорено в нашей статье [44], посвященной описанию этих экспериментов.

Численные значения F_k таковы, что для произведений коэффициентов B_k и B'_k получаются в формализме А.З. Долгинова следующие выражения:

$$B_0 B'_0 = (1 + \delta^2)^2, \quad (112)$$

$$B_2 B'_2 = (0,374 + 1,898\delta - 0,191\delta^2)^2, \quad (113)$$

$$B_4 B'_4 = 0,497\delta^4. \quad (114)$$

Разделив обе половины уравнения (109) на константу $B_0 B'_0 = (1 + \delta^2)^2$, можно представить (109) в виде

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta). \quad (115)$$

Здесь

$$A_2 = \frac{B_2 B'_2}{B_0 B'_0}, \quad A_4 = \frac{B_4 B'_4}{B_0 B'_0}. \quad (115a)$$

Процедура измерения УР была той же, что и в случае ^{182}W . Число резонансно рассеянных гамма-квантов определялось для каждого угла рассеяния как разность чисел отсчетов сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI(Tl) для случаев, когда источник покоился и когда он колебался под действием электромагнитного вибратора со среднеквадратичной скоростью достаточно большой, чтобы можно было пренебречь остаточным резонансным рассеянием. При обработке полученных данных учитывалась геометрия установки, резонансное и нерезонансное поглощение гамма-лучей в рассеивателе и вторичное (комптоновское) рассеяние гамма-лучей, первичным рассеянием которых было мёссбауэровское рассеяние. Математическая сторона этой обработки состояла в подборе методом наибольшего правдоподобия таких значений коэффициентов A_2 и A_4 в выражении (115), при которых результаты учета вышеуказанных факторов дали бы наилучшее согласие между вычисленным и измеренным угловыми распределениями. Эти расчеты привели к следующему виду функции УР:

$$W(\theta) = 1 + (0,901 \pm 0,041) P_2(\cos \theta) + (-0,042 \pm 0,053) P_4(\cos \theta). \quad (116)$$

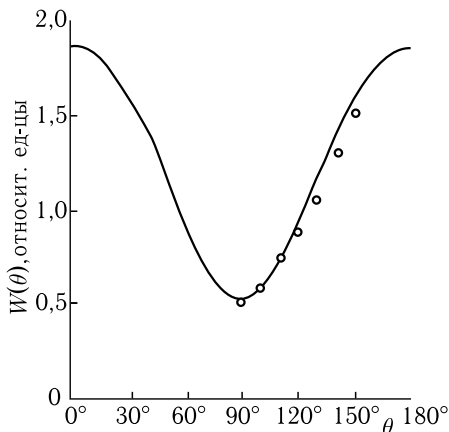


Рис. 12. Невозмущенное угловое распределение гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ, резонансно рассеянных ядрами ^{191}Ir . Погрешности измерений меньше размера изображенных кружков. Сплошная кривая получена с учетом необходимых поправок к экспериментальным данным

График этой функции, рассчитанной по экспериментальным данным с учетом геометрии опыта и поглощения первичных и рассеянных гамма-лучей в рассеивателе, изображен на рис. 12 вместе с ее измеренными значениями. Для извлечения из этих данных величины параметра смеси мультиполей, δ , следует построить графики зависимостей коэффициентов A_2 и A_4 от относительной доли $E2$ -мультиполя в общей интенсивности перехода с энергией 129,4 кэВ. Очевидно, что

$$\frac{I(E2)}{I(E2) + I(M1)} = \frac{\delta^2}{\delta^2 + 1}. \quad (117)$$

Эта величина меняется от 0 до 1 при изменении δ от 0 до ∞ . На рис. 13 по оси абсцисс отложены величины $\frac{\delta^2}{\delta^2 + 1}$, а по оси ординат — коэффициенты A_2 и A_4 , вычисленные по формулам (115а) с учетом формул (112)–(114), причем для A_2 построены две кривые, одна из которых соответствует положительным, а другая — отрицательным значениям δ . На этом же рисунке горизонтальными пунктирными линиями указаны экспериментально найденные величины A_2 и A_4 , а заштрихованными полосами — доверительные интервалы для этих величин, соответствующие 68-процентному уровню достоверности. Из пересечения этих полос с теоретическими кривыми однозначно следует, что параметр смеси мультиполей для перехода с энергией 129,4 кэВ в ядре ^{191}Ir равен $+0,398 \pm 0,020$. В работе [42] для δ получено значение $-0,36^{+0,04}_{-0,01}$ (причины различия в знаке объяснены выше). Таким образом, обе работы дали согласующиеся результаты. Следует отметить, что измеренное нами значение δ , как наиболее точное, вклю-

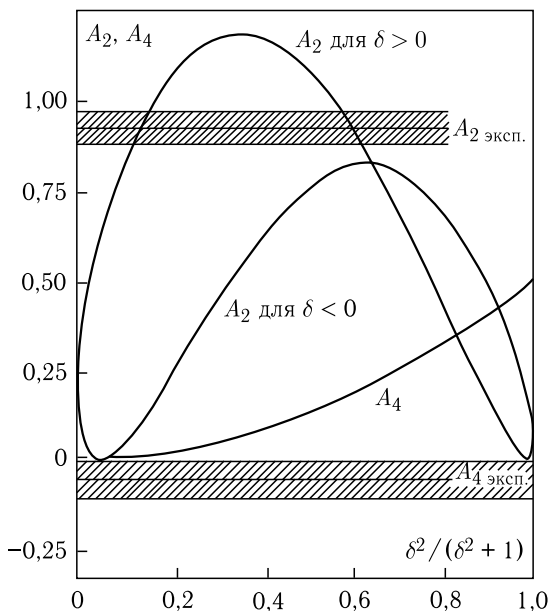


Рис. 13. Сравнение экспериментально найденных величин коэффициентов A_2 и A_4 (эти величины и их погрешности показаны заштрихованными полосами), определяющих невозмущенное угловое распределение резонансно рассеянных ядер ^{191}Ir гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ, с результатами теоретических расчетов

чено в таблицы Nuclear Data [45] в принятые характеристики уровня 129,4 кэВ ядра ^{191}Ir .

2.5. Измерения возмущенных магнитным полем угловых распределений гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ, резонансно рассеянных ядрами ^{191}Ir в сплаве Ir–Fe

Главной целью этих экспериментов было получение данных, достаточно убедительно говорящих о роли, которую играет соотношение между характерной шириной спектра возбуждающего гамма-излучения и естественной шириной возбуждаемого уровня в опытах по магнитному возмущению УР резонансно рассеянных гамма-лучей. Прямая проверка формул (53) и (65) должна заключаться в измерении возмущенных магнитными полями УР для одних и тех же ядер с использованием возбуждающих гамма-излучений со спектрами разной ширины. В принципе, это было бы достигнуто измерением УР сначала с использованием мёссбауэровского рассеяния, а затем «классиче-

ского» резонансного рассеяния гамма-лучей, т.е. при работе сначала с охлажденным источником, а затем с нагретым. Однако проведение такой совокупности измерений весьма затруднительно, поскольку ядра, хорошо возбуждаемые с помощью эффекта Мёссбауэра, обычно характеризуются очень малым поперечным сечением «классического» резонансного рассеяния. В то же время ядерные переходы, наиболее подходящие для наблюдения «классического» резонансного рассеяния, совершенно не пригодны для мёссбауэровских опытов из-за большой энергии соответствующих гамма-квантов. Удобнее поэтому сравнить результаты измерения магнитного момента какого-либо ядра в возбужденном состоянии, сделанного методом возмущения УР с использованием эффекта Мёссбауэра, и данные об этом магнитном моменте, полученные совершенно другими способами. Ядра ^{191}Ir весьма удобны для такого эксперимента по следующим причинам.

1. При использовании в качестве вещества рассеивателя металлического иридия, а в качестве вещества источника — металлического осмия, эффект Мёссбауэра очень хорошо наблюдается уже при температуре жидкого азота.

2. Невозмущенное УР резонансно рассеянных гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ достаточно анизотропно (см. выше).

3. Можно получить очень большие величины напряженностей внутренних магнитных полей на ядрах иридия, используя ферромагнитные сплавы Ir–Fe.

4. Имеются данные [46–49] о среднем времени жизни ядер ^{191}Ir в возбужденном состоянии с энергией 129,4 кэВ, откуда можно получить величину естественной ширины этого состояния.

5. Имеется ряд работ [41, 15, 50, 51], в которых изучался эффект Мёссбауэра для гамма-лучей ^{191}Ir с энергией 129,4 кэВ, откуда можно получить сведения о ширине возбуждающей гамма-линии.

6. Наконец, имеется некоторое количество работ, выполненных без применения эффекта Мёссбауэра, в которых получены непротиворечивые данные о величине магнитного момента этого ядра в состоянии с энергией 129,4 кэВ.

Схема установки, примененной в данном опыте, показана на рис. 14. Источник гамма-лучей изготовлен облучением в реакторе в течение двух недель в потоке тепловых нейтронов плотностью $\sim 2 \cdot 10^{13}$ н/см²·с таблетки диаметром 15 мм, спрессованной из смеси 400 мг порошка металлического осмия естественного изотопного состава и 600 мг алюминиевого порошка. После облучения таблетка была герметически запаяна в латунную ампулу с тонкой (0,2 мм) передней стенкой. Ампула с источником привинчивалась с помощью штока, идущего от подвижной катушки электромагнитного вибратора, к пружинной мембране из бериллиевой бронзы. Эта мембрана укреплена на переднем торце горизонтальной трубы, впаянной в нижнюю часть прямоугольного латунного контейнера для жидкого азота, находящегося в тепловом экране из пенопласта. Более подробно устройство

контейнера показано на рис. 15. Для лучшего охлаждения источника, не имеющего непосредственного контакта с жидким азотом, трубка, выводящая пары азота из контейнера, пропущена сквозь объем жидкого азота сверху вниз и выходит наружу вблизи источника. При включении вибратора источник мог совершать приблизительно синусоидальные колебания с частотой 50 Гц и амплитудой до 2,5 мм, что соответствовало максимальному амплитудному значению скорости 78,5 см/с (для сдвига мёссбауэровской гамма-линии с энергией 129,4 кэВ на ее естественную ширину требуется скорость источника по отношению к поглотителю, равная 0,87 см/с). Весь узел источник–вибратор закрывался радиационным экраном из блоков свинца и вольфрамо-медного сплава. Пучок гамма-квантов выпускался через свинцовый коллиматор прямоугольного сечения, постепенно расширяющийся наружу в горизонтальной плоскости. Рассеиватель гамма-лучей представлял собой пластинку из сплава Ir–Fe, содержащего 7 атомных процентов иридия естественного изотопного состава. Пластика имела размеры $\sim 46 \times 30 \times 1$ мм³. Сплав для рассеивателя готовился плавлением иридия и железа в атмосфере азота. Полученный образец многократно прокатывался при постепенно повышающейся температуре, пока не была достигнута требуемая толщина. Изготовленная пластинка шлифовалась и обрезалась по требуемым размерам, а затем отжигалась в вакууме при температуре 800 °С в течение 8 ч со ступенчатым охлаждением, после чего подвергалась травлению смесью азотной и соляной кислот. Рентгеноструктурный анализ показал кубическую объемноцентрированную структуру сплава. Рассеиватель укреплялся внутри пенопластового контейнера, наполняемого жидким азотом, причем задняя сторона рассеивателя непосредственно омывалась слоем жидкого азота толщиной ~ 3 мм. Этот контейнер своей центральной частью, где находился рассеиватель, помещался между полюсными наконечниками небольшого электромагнита, создававшего поле напряженностью ~ 1 кЭ, чего было достаточно для намагничивания рассеивателя в определенном направлении, как показал специальный опыт по измерению кривой намагничивания сплава.

Рассеянные гамма-лучи регистрировались Ge(Li)-детектором коаксиального типа с рабочим объемом ~ 25 см³. Детектор сверху и со всех боковых сторон, кроме стороны, обращенной к рассеивателю, был закрыт слоем свинца. Для уменьшения загрузки детектора рентгеновыми лучами, возникающими в рассеивателе, был применен фильтр из медной фольги. Амплитудные спектры импульсов от детектора измерялись анализатором Nokia LP 4840. Измерение каждого спектра занимало 10 мин, причем для каждого угла рассеяния измерялся сначала спектр при выключенном вибраторе, а затем при включенном. Детектор во время измерений оставался неподвижным по отношению к электромагниту и рассеивателю, что исключало возможность меняющегося влияния рассеянного магнитного поля на его работу. Изменение угла рассеяния могло осуществляться в пределах от 78° до 143° путем

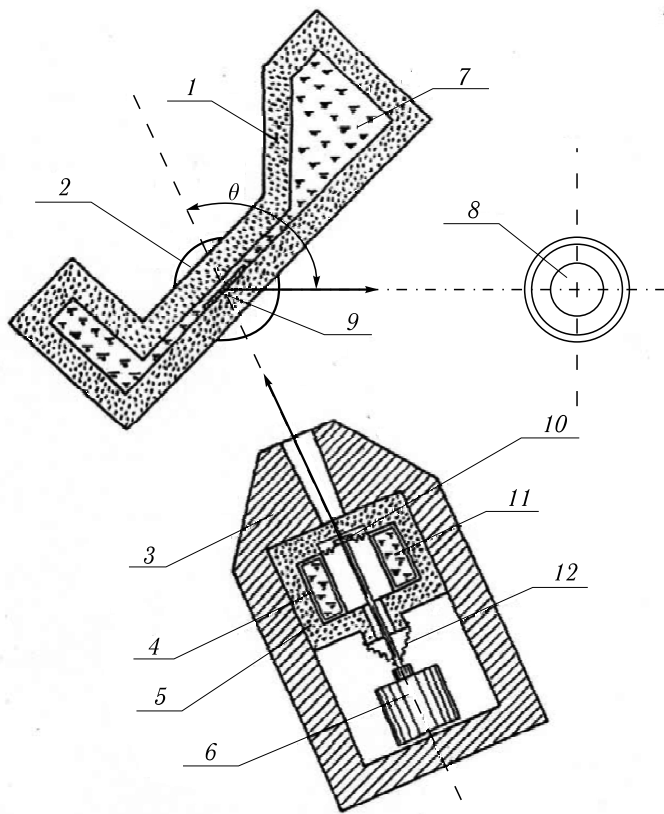


Рис. 14. Схема установки для измерения возмущенных угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей (вид сверху): 1 — пенопластовый контейнер, 2 — полюсный наконечник электромагнита, 3 — защитный «домик» из блоков свинца и сплава W-Cu, 4 — латунный контейнер, 5 — пенопластовый тепловой экран, 6 — электромагнитный вибратор, 7 — жидкий азот, 8 — Ge(Li)-детектор, 9 — рассеиватель, 10 — гамма-источник, 11 — жидкий азот, 12 — резиновая мембрана

поворота подвижной платформы, на которой расположены источник и вибратор вместе с коллиматором и радиационным экраном. Измерения выполнялись для 7 углов рассеяния, причем вышеуказанный интервал углов проходил многократно в прямом и обратном направлениях при фиксированном направлении магнитного поля. Всего было получено примерно по 600 спектров для каждого из двух направлений поля. На рис. 16 показаны части спектров, полученных для угла рассеяния $117,8^\circ$ (знак поля, действующего на ядра иридия, отрицательный). Светлые кружки относятся к покоящемуся источнику, черные (показанные только в области пика полного поглощения гамма-линии

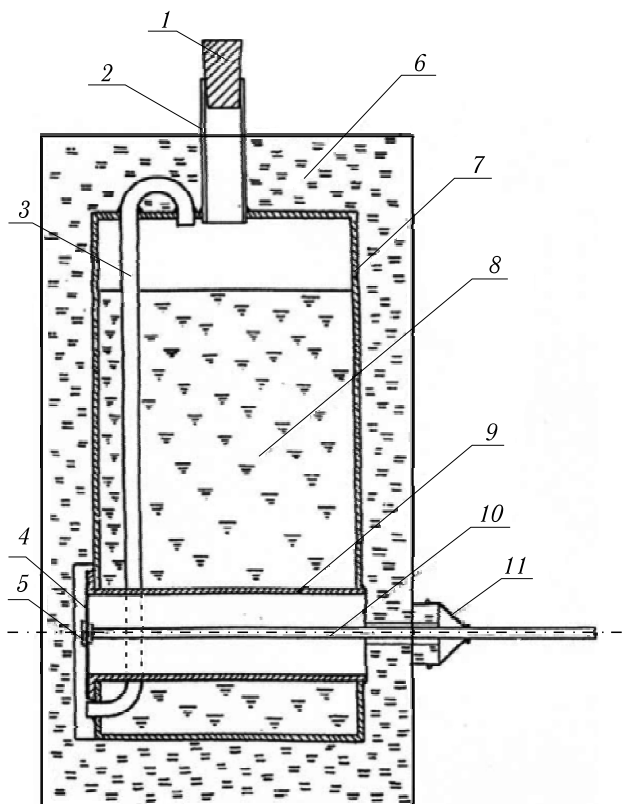


Рис. 15. Контейнер для охлаждения гамма-источника, примененный в опытах по измерению возмущенных угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей ^{191}Ir : 1 — пробка заливочной трубки, 2 — трубка для заливки жидкого азота, 3 — трубка, отводящая испаряющийся азот, 4 — мембрана из бериллиевой бронзы, 5 — гамма-источник, 6 — пенопластовый тепловой экран, 7 — латунный корпус криостата, 8 — жидкий азот, 9 — латунная труба, впаянная в корпус криостата, 10 — шток, соединяющий гамма-источник с подвижной катушкой электромагнитного вибратора, 11 — резиновая мембрана

129,4 кэВ) — к колеблющемуся. Отрицательный знак соответствует внешнему намагничивающему полю, направленному вниз относительно показанной на рис. 14 плоскости рассеяния. Внутреннее поле, действующее на ядра иридия, направлено в этом случае вверх. Указанный здесь знак меняется при изменении направления внешнего поля и служит для того, чтобы различать два направления намагничивания рассеивателя. Этот знак не надо путать с раз и навсегда приписанным внутреннему магнитному полю на ядрах иридия в сплаве Ir-Fe знаком

«минус», смысл которого заключается в том, что направление этого поля противоположно направлению внешнего намагничивающего поля.

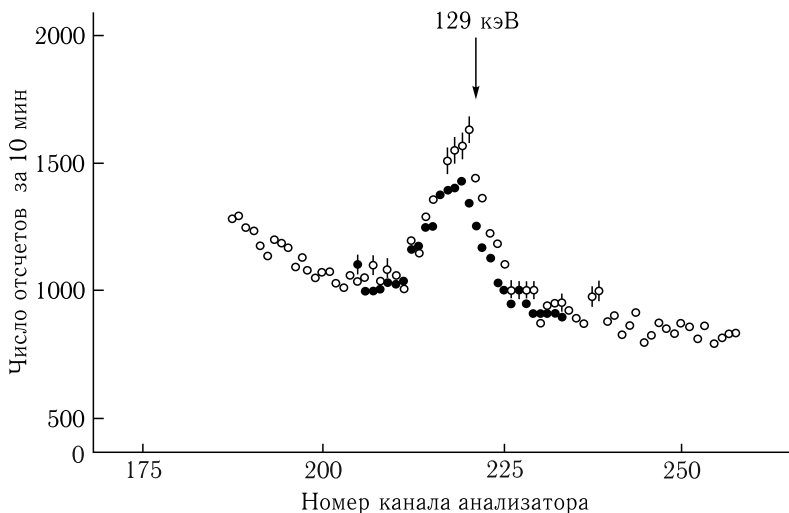


Рис. 16. Типичный вид участков спектров рассеянных гамма-лучей ^{191}Ir с пиками полного поглощения гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ, измеренных Ge(Li)-детектором. Угол рассеяния равен $117,8^\circ$. Знак действующего на ядра иридия магнитного поля — «минус». Светлые кружки относятся к покоящемуся гамма-источнику, черные (показанные только в области пика полного поглощения гамма-линии 129,4 кэВ) — к колеблющемуся. Масштабы погрешностей показаны вертикальными отрезками у некоторых точек

При компьютерной обработке измеренных спектров рабочие участки вблизи пика полного поглощения гамма-линии 129,4 кэВ описывались аналитическими функциями, зависящими от нескольких параметров (от 6 до 8 для разных углов рассеяния), при этом пику полного поглощения приписывалась форма аппаратной линии, измеренной в отдельном опыте при прямом облучении Ge(Li)-детектора гамма-лучами ^{191}Ir . Наиболее вероятные значения параметров определялись с помощью стандартной программы минимизации критерия χ^2 . Одним из определяемых параметров была величина, выражающая в числе каналов анализатора положение пика полного поглощения линии 129,4 кэВ. В соответствии со значением этого параметра определялось количество каналов, выражаемое, вообще говоря, дробным числом, но всегда соответствующее одному и тому же энергетическому интервалу, в которых суммировались числа отсчетов, относящиеся к центральной части пика полного поглощения (в пределах его ширины на половине высоты). Кроме того, вычислялись полные площади пиков полного поглощения и суммы отсчетов в контрольных каналах, лежащих при более высоких энергиях на достаточном удалении от пика полного

поглощения. Ширина контрольного интервала, выраженная в числе каналов, также зависела от положения пика, хотя в энергетическом масштабе всегда была одной и той же. Отношение сумм чисел отсчетов в контрольных каналах, измеренных при определенном угле рассеяния с покоящимся и колеблющимся источником, после усреднения по всем измерениям, служило для введения поправки в числа отсчетов в пике полного поглощения линии 129,4 кэВ, связанной с тем, что расстояние от источника до рассеивателя при работающем вибраторе могло быть не совсем таким, как при покоящемся источнике. Эта поправка оказалась очень небольшой: средняя величина отношения чисел отсчетов в контрольных каналах для двух режимов измерения составила $1,00178 \pm 0,00043$, причем заметная часть разницы между этой величиной и единицей могла быть объяснена уменьшением активности источника за время, проходящее между началами двух последовательных измерений, в соответствии с обычным экспоненциальным законом радиоактивного распада ^{191}Os .

Количество резонансно рассеянных гамма-лучей определялось для каждого угла рассеяния как разность сумм чисел отсчетов в вышеупомянутых равных по энергетической ширине интервалах в области пика линии 129,4 кэВ, измеренных с выключенным и работающим вибратором. Вклад релеевского рассеяния в этих двух случаях можно считать одинаковым, поскольку резонансное поглощение гамма-лучей в рассеивателе мало по сравнению с полным поглощением и не может привести к уменьшению доли гамма-квантов, испытывающих релеевское рассеяние в режиме покоящегося источника, как это произошло бы в случае сильного резонансного поглощения [52, 53]. По той же причине ширина мёссбауэровской гамма-линии в условиях нашего опыта практически не увеличивается по мере проникновения гамма-лучей вглубь рассеивателя. Брать в качестве меры числа резонансно рассеянных гамма-квантов разность полных площадей пиков, вычисленных компьютером, оказалось менее выгодным с точки зрения получения минимальных погрешностей, поскольку в этом случае фактически выполняется лишнее вычитание двух больших величин друг из друга (один раз из суммы общего числа отсчетов вычитается рассчитанный компьютером пьедестал, а второй раз берется разность полученных при первой процедуре площадей пиков). Однако вычисленные площади пиков полного поглощения использовались для независимого определения периода полураспада ^{191}Os по временному спаду величин этих площадей за время измерений (~ 10 дней для каждого знака магнитного поля). Период полураспада оказался равным $14,60 \pm 0,43$ суток. Вместе с результатами других работ [54] эта величина привела к среднему значению $T_{1/2}(^{191}\text{Os}) = 15,34 \pm 0,32$ суток, которое использовалось для введения поправок на распад источника при усреднении результатов измерений.

Дальнейшая обработка результатов велась следующим образом. Сначала по формуле (53) для каждого из двух направлений магнит-

ного поля были рассчитаны функции возмущенных УР резонансно рассеянных гамма-лучей для двенадцати предполагаемых значений g -фактора ядра ^{191}Ir в возбужденном состоянии с энергией 129,4 кэВ в пределах от 0,14 до 0,25. Затем по этим функциям были рассчитаны для каждого значения g -фактора угловые распределения резонансно рассеянных гамма-лучей с учетом геометрии установки, поглощения гамма-лучей в рассеивателе и зависимости эффективности регистрации рассеянных гамма-лучей от геометрических условий попадания их в детектор. Наконец, путем сравнения расчетных угловых распределений с измеренными определялся искомый g -фактор.

Для расчета функций возмущенных УР, кроме g -фактора ядра в возбужденном состоянии, надо знать напряженность внутреннего магнитного поля, действующего на ядра иридия в сплаве Ir–Fe, а также величины τ , Δ/G , δ и g -фактор ядра ^{191}Ir в основном состоянии. На рис. 17 представлены данные о зависимости напряженности внутреннего магнитного поля на ядрах иридия от его концентрации в сплаве Ir–Fe при температуре $T \leq 4,2$ К, взятые из ряда работ [55–62] и [69]. Видно, что можно удовлетворительным образом описать эту зависимость линейным законом. (В работе [56] магнитное поле измерялось при комнатной температуре. Приведенное на рис. 17 значение H , относящееся к этой работе, пересчитано нами для $T = 4,2$ К в соответствии с данными работы [63] о температурном ходе намагниченности чистого железа). Метод наименьших квадратов приводит к следующему результату (напомним, что знак «минус» означает, что направление внутреннего поля противоположно направлению намагничивающего внешнего поля):

$$H = -(1409,1 \pm 4,3) - (0,73 \pm 0,46) \cdot C_{\text{Ir}} \text{ кЭ.} \quad (118)$$

Здесь концентрация иридия, C_{Ir} , выражена в атомных процентах. Для нашего случая формула (118) дает $H = -1414,2 \pm 5,4$ кЭ. В эту величину надо ввести поправку, связанную с тем, что эксперимент проводился при температуре жидкого азота, в то время как выражение (118) относится к $T \leq 4,2$ К. Для введения этой поправки использовались данные о температурном ходе внутреннего магнитного поля на ядрах железа в чистом железе [63] в предположении, что этот ход сохраняется и для внутреннего поля на ядрах небольшой примеси иридия к железу. Такое допущение основывается на опубликованных данных о температурных зависимостях внутренних магнитных полей для целого ряда примесных атомов в ферромагнитных веществах [64], а также о влиянии примесей на температурный ход поля на ядрах ферромагнетика [65]. Из этих данных видно, что отклонения температурного хода поля на ядрах примесей от температурной зависимости поля на ядрах чистого ферромагнетика если и наблюдаются, то лишь при температурах выше $(0,2-0,3)T_{\text{Кюри}}$ для данного ферромагнетика и составляют в этих случаях не более нескольких процентов.

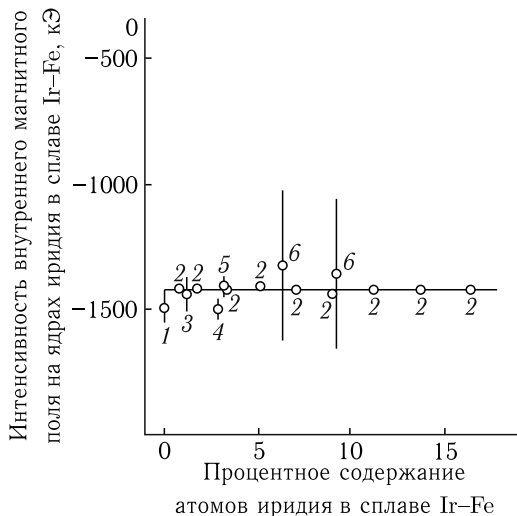


Рис. 17. Результаты ряда измерений внутреннего магнитного поля на ядрах иридия в сплаве Ir-Fe. Номера точек соответствуют следующим литературным ссылкам: 1 — средний результат работ [55–57, 69], 2 — [58], 3 — средний результат работ [59, 60], 4 — [55], 5 — [61], 6 — [62]. Погрешности данных работы [58] настолько малы, что не могут быть показаны на этом рисунке. Сплошная прямая — результат описания приведенных данных линейным законом по методу наименьших квадратов

Таким образом, в наших условиях ($T = 77$ К) аномальной температурной зависимости внутреннего магнитного поля на ядрах иридия в железе ожидать не следует. Имеющиеся экспериментальные данные для примесных ядер иридия в никеле [52] подкрепляют эту точку зрения.

После введения температурной поправки получаем $H = -1411,0 \pm \pm 5,4$ кЭ. От этого числа надо отнять напряженность внешнего намагничивающего поля (равную 1 кЭ), поскольку внешнее поле противоположно по направлению внутреннему полю. Окончательно имеем: $H = -1410,0 \pm 5,4$ кЭ.

Усреднение данных немёсбауэровских работ [46–49] приводит к следующей величине среднего времени жизни ядра ^{191}Ir в возбужденном состоянии с энергией 129,4 кэВ: $\tau = (1,753 \pm 0,085) \cdot 10^{-10}$ с. Из этой величины и результатов измерений ширины мёсбауэровской гамма-линии 129,4 кэВ, излучаемой источником из металлического осмия [15, 41, 50, 51], получаем $\Delta/\Gamma = 1,351 \pm 0,050$. Величина параметра смеси мультиполей $E2$ и $M1$ для перехода с энергией 129,4 кэВ получена усреднением приведенных в [45] результатов нескольких работ, в том числе и нашей [44]. Она такова: $\delta = -0,4020 \pm 0,0038$. Значение g -фактора для основного состояния ядра ^{191}Ir , g_0 , взято из работы [66],

$g_0 = 0,09687 \pm 0,00040$. На основании данных работы [67] изомерным сдвигом для источника из металлического осмия и рассеивателя из сплава Ir-Fe можно пренебречь.

С помощью этих констант и были рассчитаны упомянутые выше функции возмущенных УР для 12 значений g -фактора ядра ^{191}Ir в исследуемом возбужденном состоянии и двух направлений действующего на эти ядра внутреннего магнитного поля. Каждая из этих функций была вычислена для 116 углов рассеяния, причем в области от 60° до 167° — через 1 градус. Далее с помощью этих функций вычислялись угловые распределения рассеянных гамма-лучей, которые можно было сравнить непосредственно с измеренными УР. При этом учитывалась геометрия установки, т. е. размеры источника, рассеивателя и детектора и их взаимные расстояния, а также поглощение гамма-квантов при их проникновении вглубь рассеивателя и при вылете из него. Кроме того, была учтена зависимость эффективности цилиндрического коаксиального германиевого детектора от геометрических условий попадания в него гамма-квантов. Последнее было связано с необходимостью учета поглощения гамма-лучей во внешнем мертвом слое детектора и прохождения ими нерабочей области внутреннего керна в теле детектора. Все это потребовало вычисления для каждого из семи углов рассеяния, для которых измерялась интенсивность рассеянных гамма-лучей, семи-кратных интегралов (по двум координатам в плоскости источника, трем координатам объемных элементов рассеивателя и двум координатам точек попадания гамма-квантов в детектор). Величина g -фактора ядра ^{191}Ir в возбужденном состоянии определялась отдельно для каждого из двух направлений магнитного поля путем минимизации критерия χ^2 при сравнении измеренного УР с набором из 12 УР рассчитанных. Варьировались два параметра: величина g -фактора и масштаб по оси ординат, с помощью которого приводились к одинаковому уровню значения экспериментально полученных и рассчитанных УР. Для двух знаков магнитного поля получены следующие значения g -фактора:

Внешнее поле положительно:

$$g = 0,206 \pm 0,035.$$

Внешнее поле отрицательно:

$$g = 0,195 \pm 0,017.$$

Средний результат:

$$g = 0,197 \pm 0,015.$$

Указанные погрешности определяются исключительно статистикой чисел отсчетов. Если учесть погрешности τ , H , δ , Δ/Γ и g_0 , мы приходим к следующему окончательному результату:

$$g = 0,197 \pm 0,018. \quad (119)$$

На рис. 18 показаны результаты измерений и расчетов. Сплошными кривыми изображены теоретические функции УР, рассчитанные по формуле (53) для найденных значений g -фактора, соответствующих двум знакам внешнего поля. Эти кривые расположены слегка несимметрично относительно угла $\theta = 90^\circ$ из-за того, что измеренные значения g -фактора не одинаковы в этих двух случаях. Пунктирные линии представляют собой функции УР, рассчитанные с учетом геометрии, поглощения гамма-лучей в рассеивателе и геометрической зависимости эффективности детектора. Степень их согласуемости с экспериментальными данными определяется такими значениями критерия χ^2 :

$$\text{Кривая } 1^a \quad \chi^2 = 7,90.$$

$$\text{Кривая } 2^a \quad \chi^2 = 5,95.$$

Число степеней свободы в каждом случае равно 5, т.е. ожидаемое значение критерия должно удовлетворять условию $\chi^2 = 5,0 \pm 3,2$. Таким образом, описание экспериментальных данных расчетными кривыми с вышеуказанными значениями параметра g является вполне удовлетворительным.

Т а б л и ц а 2.1.

Номер ссылки на литературный источник	Метод измерения	Принятое авторами значение τ для уровня 129,4 кэВ	Полученное значение g -фактора ядра ^{191}Ir в состоянии с энергией 129,4 кэВ
[68]	Возмущенное угловое распределение гамма-лучей после кулоновского возбуждения	$(1,89 \pm 0,14) \cdot 10^{-10} \text{ с}$	$0,23 \pm 0,04$
[69]	Возмущенная угловая корреляция каскадно испускаемых гамма-квантов	$(1,44 \pm 0,10) \cdot 10^{-10} \text{ с}$	$0,22 \pm 0,02$
[70]	То же	$1,82 \cdot 10^{-10} \text{ с}$	$0,24 \pm 0,03$

В табл. 2.1 приведены результаты трех работ, выполненных до завершения нашего опыта без использования эффекта Мёссбауэра, в которых измерялся g -фактор ядра ^{191}Ir в интересующем нас возбужденном состоянии. Для усреднения этих данных и сравнения полученного среднего результата с измеренной нами величиной g -фактора, надо все три значения g -фактора из табл. 2.1 пересчитать на одно и то же

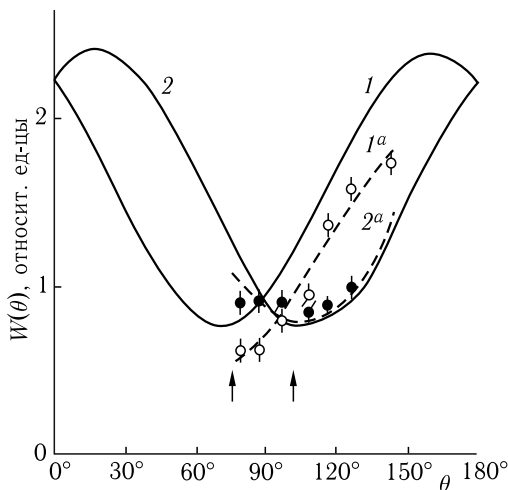


Рис. 18. Результаты измерений и расчетов возмущенных магнитным полем угловых распределений гамма-лучей с энергией 129,4 кэВ, резонансно рассеянных ядрами ^{191}Ir в сплаве Ir–Fe. Кривые 1 и 1^a , а также светлые кружки относятся к знаку внешнего поля «+», остальные данные — к знаку «-». Пунктирные кривые 1^a и 2^a представляют собой наиболее вероятные угловые распределения, рассчитанные по экспериментальным данным с учетом геометрии опыта, поглощения гамма-лучей в рассеивателе и эффективности детектора. Сплошные кривые 1 и 2 рассчитаны по формуле (53) для полученных оптимальных значений g -фактора, соответствующих двум знакам намагничивающего поля. Пары кривых 1, 2 и 1^a , 2^a имеют разную нормировку. Стрелками показаны ожидаемые положения минимумов угловых распределений, если их углы поворота вычислять по формуле $\Delta\theta = \Omega\tau$

среднее время жизни ядра ^{191}Ir в возбужденном состоянии, принятое нами. Это связано с тем, что из экспериментальных данных извлекается не сам g -фактор, а величина $\Omega\tau = -g\mu_N H\tau/\hbar$, и получаемое значение g -фактора зависит от принятой величины τ . Мы усреднили три пересчитанных значения g -фактора и получили величину

$$g = 0,203 \pm 0,015. \quad (120)$$

Видно, что эта величина хорошо согласуется с полученным нами значением, тем более, что при таком сравнении не надо учитывать погрешность τ , входящую в указанные погрешности обеих сравниваемых величин. Хорошее согласие величин (119) и (120) говорит о том, что предложенный нами метод исследования магнитного сверхтонкого взаимодействия возбужденных ядер, основанный на возмущении магнитным полем УР резонансно рассеянных посредством эффекта Мёссбауэра гамма-лучей, дает корректные результаты, если, обрабатывая данные, учитывать отношение Δ/Γ , как того требует теория, изложенная в гл. 1. Полученные в этом опыте результаты являются

прямым экспериментальным указанием на то, что в условиях возбуждения, реализующихся в данном случае, средняя продолжительность прецессии возбужденных ядер ^{191}Ir в магнитном поле или, что, очевидно, то же самое, — среднее время пребывания этих ядер в возбужденном состоянии — существенно превосходит среднее время жизни возбужденных ядер, τ , определяемое соотношением $\tau = \hbar/\Gamma$. Чтобы убедиться в этом, сравним смещение минимума углового распределения относительно его положения в невозмущенном УР, наблюдаемое в нашем опыте (см. рис. 18), с величиной этого смещения, следующей из обычной теории угловых корреляций, не учитывающей роль ширины спектра возбуждающих гамма-лучей. Усреднение значения g -фактора состояния $129,4 \text{ кэВ}$ (120) с величиной, полученной в нашем опыте, приводит к следующему результату:

$$g_{\text{сред}} = 0,201 \pm 0,012. \quad (121)$$

Отсюда следует, что в условиях нашего опыта ларморова частота прецессии возбужденных ядер иридия была равна

$$\Omega = -g\mu_N H/\hbar = (1,324 \pm 0,074) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}. \quad (122)$$

Здесь учтены погрешности величин g и H .

Согласно теории угловых корреляций, не учитывающей роль отклонения Δ/Γ , угловое смещение минимума кривой возмущенного УР относительно его положения в отсутствие магнитного поля должно быть равно $\Omega\tau$, т. е. в данном случае

$$\begin{aligned} \Delta\theta = \Omega\tau &= (1,324 \pm 0,074) \cdot 10^9 \cdot (1,753 \pm 0,085) \cdot 10^{-10} = \\ &= 0,232 \pm 0,017 \text{ рад} = 13,29 \pm 0,96 \text{ град}. \end{aligned} \quad (123)$$

Реальные же сдвиги минимумов УР (определенные по сплошным кривым рис. 18) превосходят указанное значение $\Delta\theta$ в $1,40 \pm 0,11$ раз. Во столько же раз реальное среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии превосходит в условиях данного эксперимента величину τ . Вышеизложенная теория возмущенных УР предсказывает на основании известного отношения Δ/Γ (равного в данном случае $1,351 \pm 0,05$) для среднего времени жизни возбужденных ядер величину $(1,425 \pm 0,009)\tau$.

Таким образом, наш эксперимент полностью подтверждает выводы теории возмущенных УР о зависимости среднего времени жизни ядер в возбужденном состоянии от вида спектра возбуждающих гамма-лучей. Результаты этой работы представлены в наших публикациях [71, 72].

В статье [73], с. 160, указано, что после нашей работы [71] теоретические предсказания о зависимости результата возмущения УРРРГ магнитным полем от ширины спектра рассеиваемых гамма-лучей подтверждены и в работе [74], которая должна была быть опубликована (to be published). Однако мне не удалось обнаружить эту публика-

цию. Нет упоминания о ней и в последнем обзоре данных о нуклиде ^{191}Ir [75].

Явное подтверждение вышеизложенных выводов о зависимости времени жизни ядра в возбужденном состоянии от условий возбуждения, в частности, от сдвига возбуждающей мёссбауэровской гамма-линии относительно положения резонанса возбуждаемого ядра, можно усмотреть в экспериментальных данных, полученных в работе [76], выполненной с гамма-лучами нуклида ^{57}Fe . В ней, кроме прочего, измерялась зависимость числа отсчетов резонансного детектора от времени t , прошедшего с момента открытия быстродействующего затвора для мёссбауэровской гамма-линии с энергией 14,4 кэВ. Эта зависимость должна описываться функцией вида $1 - e^{-t/\tau}$, где τ — среднее время жизни ядра в возбужденном состоянии. Измерения проделаны при сдвигах s возбуждающей гамма-линии относительно линии поглощения равных 0, Г и 2,5Г (Г — естественная ширина возбуждаемого состояния ядра). Результаты этих измерений представлены на рис. 19. Полученные авторами из экспериментальных данных значения τ приведены во втором столбце табл. 2.2, а в третьем столбце — значения τ , вычисленные по формуле (86).

Таблица 2.2.

s	$\tau_{\text{экспер}}$	$\tau_{\text{расчетн}}$
0	230 ± 10 нс	211,5 нс
Г	160 ± 15 нс	141 нс
2,5Г	78 ± 15 нс	90 нс

Видно, что экспериментально полученные значения τ весьма близки к теоретически ожидаемым. Слегка выходящие за пределы погрешностей различия экспериментальных и расчетных величин при сдвиге s , равном 0 и Г, скорее всего обусловлены невыявленными систематическими погрешностями. Заметим, однако, что авторы работы [76] истолковыва-

ют свои результаты с иных позиций, считая, что теория, связывающая среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии с видом спектра возбуждающих гамма-квантов, справедлива в случае «стационарного» режима измерений, каковым, по-видимому, следует считать режим наших опытов с ^{182}W и ^{191}Ir , а в данном случае «нестационарного» режима не применима. Однако наш «стационарный» режим таков, что средний промежуток времени между попаданиями в детектор гамма-квантов значительно превосходит длительность процесса резонансного поглощения гамма-кванта в рассеивателе и, значит, практически не отличается по своей динамике от процессов, происходящих после открытия затвора в опытах, описанных в статье [76]. Отметим, что наблюдаемый авторами [76] распад ядер поглотителя по естественному для данных ядер закону ($e^{-t/\tau}$) независимо от сдвига гамма-линии источника возможен лишь при условии, что распределение энергий возбуждения ядер поглотителя имеет во всех случаях лоренцеву форму с шириной Г, а это может иметь место только при условии, что возбуждающий гамма-спектр имеет ширину, значительно превышающую Г. В условиях данного эксперимента это может означать, что основная

часть ядер поглотителя, оказавшихся после перекрытия гамма-пучка в возбужденном состоянии, была возбуждена гамма-квантами, волновые цуги которых были перерезаны (укорочены) актами срабатывания затвора.

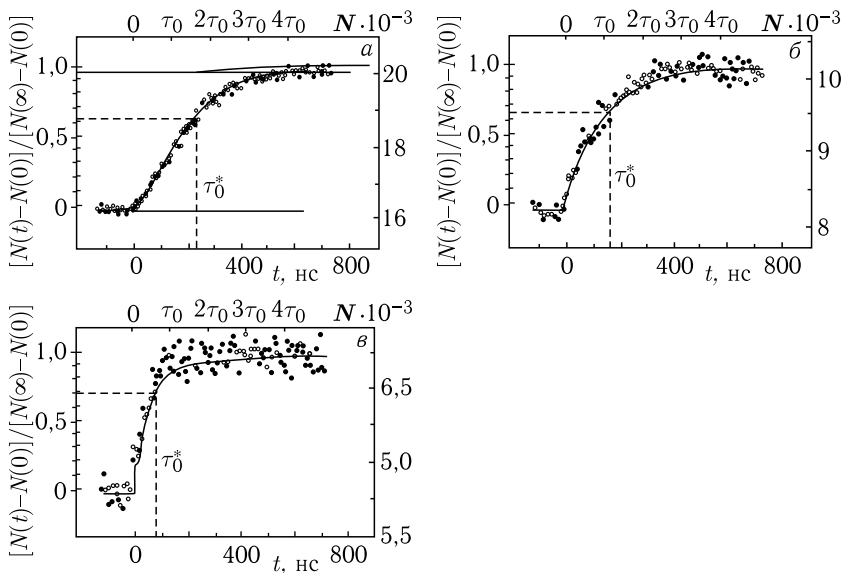


Рис. 19. Полученные в работе [76] экспериментальные данные, подтверждающие изложенные выше теоретические выводы (формула (86)) о зависимости среднего времени пребывания ядра в возбужденном состоянии, τ_0^* , от энергетического сдвига мёссбауэровской возбуждающей γ -линии относительно положения резонанса ядер поглотителя. По оси ординат отложены числа отсчетов резонансного детектора γ -лучей ^{57}Fe с энергией 14,4 кэВ в зависимости от времени, прошедшего с момента открытия быстродействующего затвора для этих фотонов. Детектор регистрирует фотоэлектроны от взаимодействия с его атомами всех γ -квантов, излучаемых источником, и конверсионные электроны, испускаемые атомами ^{57}Fe детектора после резонансного поглощения ими γ -квантов 14,4 кэВ. Правая шкала соответствует полной скорости счета детектора, а левая — скорости счета им только конверсионных электронов. Пунктирными линиями и символом τ_0^* обозначены координаты точек, соответствующих прошедшему с момента открытия затвора времени τ_0^*

Обсудим теперь вопрос о возможной непараллельности векторов напряженностей внутреннего магнитного поля на ядрах некоторых примесных атомов в ферромагнетике и внешнего магнитного поля, намагничивающего ферромагнетик [77]. Предположение об этой непараллельности (или о «неантипараллельности» при отрицательном внутреннем поле) возникло в связи с тем, что в ряде опытов энергии сверхтонких взаимодействий, измеренные с использованием внутрен-

них магнитных полей, систематически оказывались меньше величин, которые следовали из опытов с теми же ядрами, но выполненными с внешними магнитными полями и с неферромагнитными веществами. Такие данные удовлетворительно укладывались в схему, согласно которой в поликристаллическом ферромагнетике векторы напряженности внутреннего магнитного поля на ядрах примесных атомов располагались вдоль направлений образующих конуса, ось которого расположена вдоль вектора напряженности внешнего магнитного поля. Половина угла раствора такого конуса (или угол между направлениями внутреннего и внешнего полей) в отдельных случаях мог составлять $(25\text{--}30)^\circ$ при напряженности намагничивающего внешнего поля ~ 1 кЭ. Хотя магнитного поля такой напряженности было достаточно для практически полного намагничивания ферромагнетика, содержащего примесные атомы, его не хватало для ориентирования внутреннего поля на ядрах примесных атомов вдоль направления внешнего поля, и практически полное совпадение направлений полей (или их почти полная антипараллельность в случае отрицательного внутреннего поля) достигалась лишь при столь высокой напряженности внешнего поля, как ~ 15 кЭ [78]. В [79] предложена не претендующая на высокую точность качественная модель возникновения этого явления, согласно которой введение примесного атома в кристаллическую решетку ферромагнетика вызывает (главным образом из-за иных размеров этого атома по сравнению с основными атомами решетки) дополнительные внутрикристаллические взаимодействия (в частности, магнитострикционное взаимодействие), приводящие к тому, что намагниченность вещества в непосредственной окрестности примесного атома отличается от средней намагниченности всего блока вещества в целом. Непараллельность внутреннего магнитного поля на ядре примесного атома внешнему полю есть проявление ненасыщенной намагниченности вещества вблизи примесного атома. Все эксперименты, в которых были получены указания на это явление, выполнялись в таких условиях, когда исследуемые ядра оказывались в ферромагнетике в результате предшествующих ядерных процессов (внедрение ядер отдачи после кулоновского возбуждения, образование возбужденного ядра после бета-распада). В условиях нашего опыта отсутствовали переходные процессы, связанные с появлением исследуемого ядра в ферромагнетике непосредственно перед актом регистрации наблюдаемого в опыте эффекта (в нашем случае — резонансного рассеяния гамма-кванта): ядра иридия были введены в железо при изготовлении сплава и во время эксперимента находились на своих «штатных» местах (в узлах решетки, как показал рентгеноструктурный анализ рассеивателя), не испытывая отдачи и не обмениваясь фононами с решеткой, поскольку резонансное поглощение гамма-лучей осуществлялось с помощью эффекта Мёссбауэра. К сожалению, пока не было сделано опытов, показывающих наличие или отсутствие в подобных условиях ненасыщения намагниченности вещества вблизи примесных атомов. Если же

этот эффект существует (а в нашем случае он может существовать, поскольку атомы иридия отличаются размерами от атомов железа), то его учет должен привести к некоторому увеличению измеренного нами g -фактора ядра ^{191}Ir в состоянии с энергией 129,4 кэВ. В то же время вывод об увеличении продолжительности пребывания ядер в возбужденном состоянии по сравнению с τ останется в силе, поскольку он следует из наблюдаемых положений минимумов угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей, отличающихся от положений, которые соответствовали бы среднему времени жизни ядер в возбужденном состоянии, равному τ .

Для приблизительной оценки изменения величины g -фактора, соответствующей учету непараллельности внутреннего и внешнего магнитных полей, рассмотрим качественно воздействие на УР резонансно рассеянных гамма-лучей магнитных полей, не параллельных нормали к плоскости рассеяния. На рис. 20 $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ — волновые векторы возбуждающего и рассеянного гамма-квантов соответственно, z — направление нормали к плоскости рассеяния. Вектор $\mathbf{H}$ напряженности внутреннего магнитного поля, действующего на рассеивающее ядро, разложен на две компоненты: $\mathbf{H}_{\text{верт}}$ и $\mathbf{H}_{\text{гориз}}$. Первая из них вызовет обычное возмущение УР, описываемое формулой (53), вторая вызовет дополнительную прецессию ядерного спина вокруг своего направления. В результате этой прецессии в детектор попадут гамма-кванты, которые в отсутствие магнитного поля были бы испущены находящимися вблизи точки O ядрами, например, вдоль прямой OA , лежащей вне показанной на рис. 20 плоскости рассеяния S (или вдоль прямой OB — при другом направлении прецессии). Интенсивность таких гамма-квантов определяется углом рассеяния θ' , который слегка превосходит угол θ . При перемене знака намагничивающего поля изменит свое направление и вектор $\mathbf{H}$. В этом случае прецессия ядерных спинов вокруг оси, совпадающей с $\mathbf{H}_{\text{гориз}}$, будет происходить также в обратном направлении, и в детектор попадут гамма-лучи, вылетающие в отсутствие поля вдоль прямой OB . Их интенсивность определится тем же углом θ' , так как величина угла поворота УР не зависит от знака Ω . Таким образом, горизонтальная компонента внутреннего магнитного поля действует в обоих случаях одинаково: она меняет интенсивность резонансно рассеянных гамма-лучей так, как если бы угол рассеяния слегка увеличился по сравнению с его принятым геометрическим значением. Это приведет к тому, что величина Ω , определенная при одном знаке внешнего поля, будет слегка завышена, а при другом знаке — практически на ту же величину занижена. Усреднение результатов измерений УР при двух знаках внешнего поля должно привести к практически полному исключению влияния горизонтальной составляющей внутреннего поля. Если векторы $\mathbf{H}$ расположены на образующих конуса с осью, совпадающей с z , то горизонтальные проекции этих векторов равномерно заполняют круг с центром в точке O . Совершенно очевидно, что такой набор горизонтальных проекций останется тем же

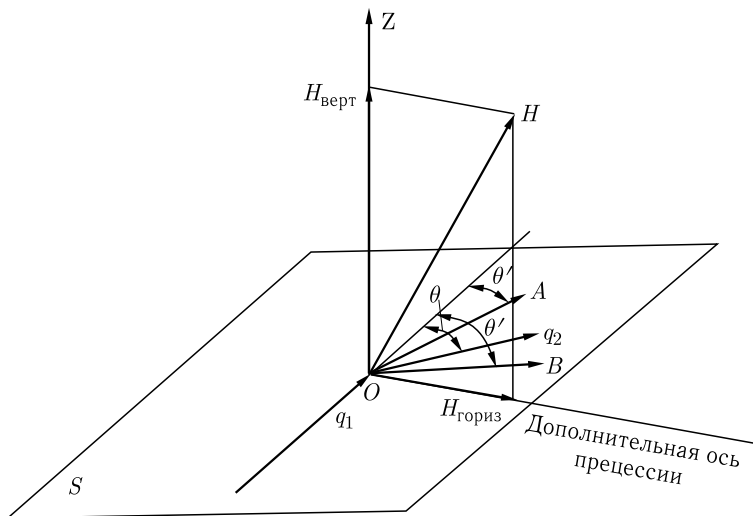


Рис. 20. Схема, поясняющая воздействие на угловое распределение резонансно рассеянных гамма-лучей магнитного поля, не перпендикулярного плоскости рассеяния. Разъяснения к рисунку даны в тексте

самым при изменении направления внешнего поля на противоположное и, каков бы ни был эффект этого набора проекций, он должен исключиться при усреднении результатов измерений с двумя знаками внешнего поля. Следовательно, единственным важным следствием непараллельности внутреннего и внешнего полей будет уменьшение эффективного значения напряженности магнитного поля, возмущающего УР (входящего в формулу (53)). Именно: $H_{\text{эфф}} = H_{\text{верт}} = H \cos \beta$. Поскольку g -фактор и $H_{\text{эфф}}$ входят в Ω сомножителями, которые в данном опыте не могут быть определены в отдельности, то уменьшение одного из них при неизменной величине Ω приведет к соответствующему увеличению второго. Если принять, что в условиях нашего опыта при $H_{\text{внеш}} = 1$ кЭ угол β составляет $\sim 25^\circ$ [78], величина g -фактора, вместо $0,197 \pm 0,018$ (110), окажется равной $0,217 \pm 0,020$. Средний результат работ [68–70], с которым мы сравнивали полученное нами значение g -фактора, тоже изменится, поскольку в работах [69] и [70], как и в нашей, использовался сплав Ir–Fe, и в полученные в этих работах данные также нужно ввести поправку, учитывающую непараллельность внутреннего и внешнего полей. После введения этой поправки средний результат работ [68–70] оказывается равным: $g = 0,230 \pm 0,010$. Таким образом, хорошее согласие двух сравниваемых величин сохраняется и после учета эффекта непараллельности внутреннего и внешнего полей на ядрах иридия.

За время, прошедшее после завершения описанных выше экспериментов с нуклидом ^{191}Ir , появилось несколько публикаций

[80–83], в которых сообщалось о новых результатах измерений как среднего времени жизни этого ядра в возбужденном состоянии с энергией 129,4 кэВ, так и g -фактора этого состояния. Выглядят, однако, эти результаты довольно противоречиво. В таблицах ядерных магнитных моментов [80] приведено рекомендуемое значение периода полураспада $T_{1/2} = (1,29 \pm 0,04) \cdot 10^{-10}$ с для состояния ядра ^{191}Ir с энергией 129,4 кэВ (отсюда $\tau = (1,86 \pm 0,06) \cdot 10^{-10}$ с) и два значения магнитного момента этого состояния: $0,450 \pm 0,023$ яд. магн. и $0,485 \pm 0,044$ яд. магн. (последнее — это результат нашей работы [72], пересчитанный с учетом принятого в данных таблицах значения $T_{1/2}$). Из этих данных следует среднее значение магнитного момента равное $0,458 \pm 0,020$ яд. магн., что соответствует величине g -фактора, равной $0,183 \pm 0,008$.

В работе [81] среднее время жизни ядра ^{191}Ir в интересующем нас возбужденном состоянии определялось методом измерения зависимости отношения интенсивностей доплеровски сдвинутой и несмещенной гамма-линий от длины свободного пролета ядер отдачи после кулоновского возбуждения. Оно оказалось равным $(1,776 \pm 0,060) \cdot 10^{-10}$ с, т.е. весьма близким к использованному нами значению. Измерения g -фактора состояния 129,4 кэВ выполнены в этой работе двумя способами: по возмущению углового распределения гамма-лучей переходным (transient) магнитным полем, действующим на пролетающие сквозь намагниченное железо ядра ^{191}Ir , испытывавшие кулоновское возбуждение, и по возмущению углового распределения гамма-лучей статическим магнитным полем, действующим на остановившиеся в намагниченном железе ядра. В первом случае получена величина $g = 0,180 \pm 0,009$, а во втором — $0,172 \pm 0,013$. По-видимому в эти значения должны быть введены поправки, учитывающие непараллельность внутреннего и намагничивающего полей. Видно, что эти значения g -фактора близки к полученной нами величине. Однако в работах другой группы, выполненных по аналогичной методике [82, 83], получены данные, находящиеся в серьезном противоречии с результатами практически всех работ, проделанных с использованием обычных методик, связанных с применением стационарных магнитных полей. Так, в статье [82] дается значение g -фактора для состояния 129,4 кэВ ядра ^{191}Ir , равное $0,342 \pm 0,024$, а в работе [83] получено значение этого g -фактора, равное $0,322 \pm 0,022$. Для среднего времени жизни ядра ^{191}Ir в данном возбужденном состоянии в [83] получено значение $(1,268 \pm 0,023) \times 10^{-10}$ с в противоречии с большинством предшествующих работ, в том числе и с результатом работы [81]. Получается, что ситуация не благоприятна не только в датском королевстве. Я склоняюсь к тому, что более надежными являются данные, полученные в стационарных условиях, когда нет сомнений в величинах эффективных магнитных полей, а средние времена жизни возбужденных ядер измеряются надежным способом γ – γ - и β – γ -совпадений. С данными, полученными этими методами, наши результаты хорошо согласуются.

2.6. Некоторые особенности радиационных гамма-процессов, следующие из вышеизложенного материала

В статье [84] А.В. Степанов и Ю.М. Ципенюк указывают со ссылкой на книгу А.Б. Мигдала [85], что длительность процесса излучения ядром гамма-кванта (а значит, и резонансного поглощения гамма-кванта ядром (автор)) равна по порядку величины $\sim \lambda_\gamma/c$, где λ_γ — длина волны гамма-излучения, деленная на 2π , что для гамма-лучей с энергией ~ 100 кэВ составляет $\sim 3 \cdot 10^{-20}$ с. Покажем, что есть основания сомневаться в такой малой продолжительности указанных процессов. Вычислим для этого среднее время жизни ядра, t_{av} , в возбужденном состоянии, образуемом после мёссбауэровского поглощения гамма-кванта, предполагая, что длительность поглощения мала по сравнению с $\tau = \hbar/\Gamma$. Для этого можно воспользоваться квантово-механической теоремой Крылова–Фока [86], согласно которой закон распада возбужденной квантовой системы полностью определяется распределением энергий возбуждения в исходном состоянии. Рассмотрим случай «идеального» мёссбауэровского резонансного рассеяния гамма-квантов, т.е. процесса, при котором гамма-линии испускания и поглощения имеют естественную ширину, не сдвинуты относительно друг друга и описываются лоренцевой функцией

$$F(E_\gamma) \approx \frac{\Gamma^2/4}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (124)$$

где E_γ — энергия гамма-кванта, а E_0 — положение центра резонанса. При резонансном поглощении таких гамма-квантов возбужденные ядра будут иметь распределение энергий возбуждения, $W(E_\gamma)$, пропорциональное произведению двух функций (124), т.е.

$$W(E_\gamma) \approx \frac{(\Gamma^2/4)^2}{[(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma^2/4]^2}. \quad (125)$$

Эта функция уже не является лоренцевой и поэтому нельзя ожидать, что распад возбужденных ядерных состояний будет происходить экспоненциально. Такую же форму будет иметь и спектр гамма-квантов, излучаемых возбужденными ядрами. Можно убедиться, что ширина на половине высоты гамма-линии, описываемой формулой (125), приблизительно в 1,5 раза меньше Γ . Уже отсюда следует, что среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии, t_{av} , должно быть приблизительно в 1,5 раза больше τ . Из строгой же теории, приведенной выше, следует, как мы видели, что в данном случае соотношение $t_{av} = 1,5\tau$ соблюдается точно. Согласно теореме Крылова–Фока вероятность $L(t)$ возбужденной системе остаться нераспавшейся к моменту времени t от ее образования определяется распределением энергий

возбуждения $W(E_\gamma)$, сформированным при возникновении возбуждения за время малое по сравнению с τ , и выражается следующей формулой:

$$L(t) = \left| \int e^{-i\frac{E_\gamma}{\hbar}t} W(E_\gamma) dE \right|^2. \quad (126)$$

Приняв для $W(E_\gamma)$ выражение (125), приходим к необходимости вычисления квадрата модуля интеграла

$$I = \left(\frac{\Gamma^2}{4} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\frac{E_\gamma}{\hbar}t} dE_\gamma}{[(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma^2/4]^2}. \quad (127)$$

Интеграл берется вычислением вычета для полюса второго порядка в полуплоскости отрицательных мнимых величин. Опуская не зависящие от t сомножители, получаем

$$L(t) = \left(2 + \frac{\Gamma t}{\hbar} \right)^2 e^{-\frac{\Gamma t}{\hbar}}. \quad (128)$$

Число распадов в единицу времени в момент времени t определяется производной функции $L(t)$ по времени:

$$\frac{dL(t)}{dt} = -\frac{\Gamma^2 t}{\hbar^2} \left(2 + \frac{\Gamma t}{\hbar} \right) e^{-\Gamma t/\hbar}. \quad (129)$$

Среднее же время жизни ядер в возбужденном состоянии оказывается равным

$$t_{\text{av}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t \frac{dL(t)}{dt} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dL(t)}{dt} dt} = 2,5 \frac{\hbar}{\Gamma} = 2,5\tau \quad (130)$$

вместо $1,5\tau$, величины, следующей из ширины излучаемой рассеивателем гамма-линии, из теории возмущенных магнитным полем угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей и, наконец, из экспериментально измеренного угла поворота розетки такого углового распределения для резонансного рассеяния гамма-лучей ^{191}Ir . Впервые это было отмечено в нашей работе [87]. Укажем, что полученное нами экспериментальное значение t_{av} отличается на десять стандартных отклонений от величины t_{av} , которую дает теорема Крылова–Фока. По-видимому, этого результата достаточно, чтобы отвергнуть утверждение о том, что в процессе «идеального» мёсбауэровского резонансного рассеяния ядро поглощает (а значит, и излучает) гамма-квант за время, малое по сравнению с τ . В сущности, данный результат говорит о невозможности сформировать распределение энергий возбуждения с шириной $\Gamma/1,5$ за время меньшее, чем $1,5\hbar/\Gamma$. Видимо, следует отказаться от точки зрения, согласно которой для формирова-

ния спектра гамма-квантов с шириной Γ ядрам достаточно «пассивно» оставаться в возбужденном состоянии в среднем в течение времени $\tau = \hbar/\Gamma$, и принять вместо нее представление о возбужденном ядре, как о генераторе электромагнитного колебания, действующем в течение всего времени пребывания ядра в возбужденном состоянии. Ниже будет показано, что вывод о длительном характере ядерных радиационных процессов следует сделать и по некоторым другим физическим причинам.

Из наших же опытов по измерению возмущенного магнитным полем УР резонансно рассеянных гамма-лучей ^{191}Ir следует, что при естественной ширине мессбауэровской линии возбуждающих ядра гамма-лучей среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии составляет $1,5\tau$, как того и требует теория. Это значит, что переходы ядра из основного состояния в возбужденное и обратно происходят за времена, малые по сравнению с τ . Мы приходим к выводу, что, хотя ядерные переходы и связаны с поглощением и излучением гамма-квантов, временные масштабы того и другого совершенно различны. В начале воздействия гамма-волны на ядро оно быстро переходит в возбужденное состояние, т.е. приобретает спин, четность и магнитный момент возбужденного состояния. Однако энергия этого состояния в начальный период поглощения гамма-волны имеет большую неопределенность. Это связано с тем, что распределение энергий возбуждения ядер в данный момент времени должно определяться частотным спектром (интегралом Фурье) той части волнового цуга гамма-излучения, которая успела воздействовать на ядро к этому времени. Чем дольше волновой цуг воздействует на ядро, тем все более сужается распределение энергий возбуждения и, соответственно, «уточняется» энергия возбужденного состояния. Широкое распределение энергий возбуждения в начальный период процесса поглощения ядром гамма-волны должно быть связано с высокой вероятностью излучения фотона ядром в этот период. Вследствие этого ускорения и возникает величина $1,5\tau$ вместо требуемых теоремой Крылова–Фока $2,5\tau$. Заметим, что форма исходного распределения энергий возбуждения, задаваемая по теореме Крылова–Фока к начальному моменту процесса распада, остается неизменной в течение последующего времени; меняется лишь интенсивность этого распределения. В нашей модели должна меняться и форма этого распределения: оно сужается в процессе длительного воздействия гамма-волны на ядро. В этих условиях теорема Крылова–Фока не может правильно описать процесс распада возбужденного состояния ядра. Она справедлива лишь в случае, когда процесс формирования распределения $W(E_\gamma)$ длится мало по сравнению с характерным временем распада возбужденного состояния, причем возникшее в начальный момент распределение не должно испытывать в процессе распада изменений формы, связанных с какими-либо внешними воздействиями на ядра. Такие условия возникают, в частности, в эксперименте по наблюдению возмущения магнитным полем УР резонансно рассеивае-

мых ядрами фотонов тормозного излучения электронов. В этом случае волновые цуги поглощаемого излучения очень коротки, а спектр фотонов широк, и в области ядерного резонанса его можно принять за независимую от энергии константу. Эти обстоятельства приводят к тому, что распределение энергий возбуждения описывается лоренцевой функцией (124) и формируется за время, малое по сравнению с τ . Для этого случая и формула (82) при $\Delta \gg \Gamma$ и теорема Крылова–Фока дают одинаковые величины среднего времени пребывания ядер в возбужденном состоянии, равные τ .

Следует отметить, что величины t_{av} , получаемые из опытов по измерению возмущенного магнитным полем УР резонансно рассеянных гамма-квантов и из теоремы Крылова–Фока, имеют по определению одинаковый смысл. В обоих случаях происходит усреднение времени жизни ядра по временной зависимости вероятности испускания гамма-кванта. В первом случае усредняется угол поворота розетки УР относительно ее невозмущенного положения, равный $\Delta\theta = \Omega t$ (t — время жизни конкретного ядра в возбужденном состоянии), что эквивалентно усреднению t . Во втором же случае усредняется непосредственно величина t . Следует полагать, что в рассмотренных радиационных ядерных процессах определяющую роль играет принцип неопределенности: нельзя создать распределение энергий возбуждения с характерной шириной Γ , воздействуя на ядро в течение времени, меньшего чем $\hbar/\Gamma$, так же, как невозможно получить гамма-линию с шириной Γ без того, чтобы каждое возбужденное ядро излучало волновой цуг в среднем в течение времени $\tau = \hbar/\Gamma$.

В связи с вышеизложенным попытаемся оценить масштаб неопределенности пространственного положения гамма-кванта. Из двух хорошо известных соотношений: $\Gamma\tau = \hbar$ и $\Delta p \times \Delta x \sim \hbar$ следует, что $\Gamma\tau \sim \Delta p \times \Delta x$. Для гамма-кванта $\Delta p = \Delta E/c$, где E — его энергия, а c — скорость света. Очевидно, что неопределенность ΔE энергии гамма-кванта должна быть принята равной Γ . Тогда имеем: $\Gamma\tau \sim \Gamma/c \times \Delta x$ или $\Delta x \sim c\tau$. Это значит, что неопределенность координаты x гамма-кванта равна по порядку величины протяженности волнового цуга, излучаемого ядром в течение его среднего времени жизни в возбужденном состоянии. Заметим, что полученную оценку Δx нельзя истолковывать как следствие неопределенности момента испускания гамма-кванта в пределах τ , считая этот процесс кратковременным. В приведенном выводе никак не фиксировался момент перехода ядра в возбужденное состояние, относительно которого можно было бы начать отсчет времени. Кроме того, для экспериментального определения величины τ можно тоже обойтись без фиксирования этого момента, не измеряя вообще времени, как это было сделано в наших вышеописанных опытах по магнитному возмущению углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей ¹⁹¹Ig.

К сожалению, пока нет объяснения тому, почему протяженный волновой цуг фотона вдруг (например, при комптоновском рассеянии) теряет свои волновые свойства и ведет себя как квазиточечная частица. Вот любопытная картина похожего процесса, впрочем, тоже не дающая объяснений его причин и механизма. Представим себе неимеющую толщины двумерную плоскость, по которой движется отрезок прямой. Внезапно он поворачивается так, что его концы выходят в третье измерение. На плоскости остается точка — место пересечения с ней повернувшегося отрезка. «Волна» превратилась в «частицу», и это произошло за нулевое время, независимо от скорости поворота отрезка.

В качестве еще одного аргумента в пользу утверждения о длительном характере процессов испускания и поглощения ядрами гамма-квантов рассмотрим частотный фурье-спектр предельно короткого волнового цуга фотона. Если допустить, как указывает А.Б. Мигдал, что гамма-квант испускается за время, равное λ/c , то соответствующий волновой цуг должен иметь длительность в $\sim 1/6$ периода T , т. е. иметь вид $\sim \sin \omega_0 t$, где $0 < t < T/2\pi$. Вычислим интеграл Фурье для сигнала длительностью в один период колебания:

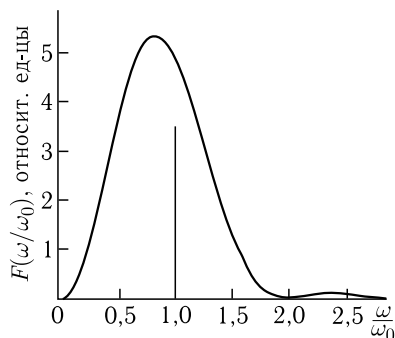
$$\begin{aligned} f(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^T \sin \omega_0 t e^{i\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^T \frac{e^{i\omega_0 t} - e^{-i\omega_0 t}}{2i} e^{i\omega t} dt = \\ &= \frac{1}{4\pi i} \int_0^T \left[e^{i(\omega_0 + \omega)t} - e^{-i(\omega_0 - \omega)t} \right] dt = \\ &= -\frac{1}{4\pi} \left[\frac{e^{2\pi i \frac{\omega}{\omega_0}} - 1}{\omega + \omega_0} + \frac{e^{2\pi i \frac{\omega}{\omega_0}} - 1}{\omega - \omega_0} \right] = \frac{e^{2\pi i \frac{\omega}{\omega_0}} - 1}{2\pi} \times \frac{\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2}. \quad (131) \end{aligned}$$

Квадрат модуля этой амплитуды равен

$$|f(\omega)|^2 = \frac{1}{2\pi^2 \omega_0^2} \frac{1}{\left[\left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1 \right]^2} \left(1 - \cos 2\pi \frac{\omega}{\omega_0} \right) = \frac{\omega_0^2 (1 - \cos 2\pi \frac{\omega}{\omega_0})}{2\pi^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2}. \quad (132)$$

График этой функции представлен на рис. 21. Ширина полученного частотного спектра, легко преобразуемая в ширину спектра энергетического, неизмеримо больше естественных ширин практически любых гамма-линий, излучаемых возбужденными ядрами. Так, если в точке $\omega/\omega_0 = 1$ поместить мёссбауэровскую гамма-линию ^{57}Fe (14,4 кэВ), то ее естественная ширина составит в масштабе рисунка величину $\sim 3,3 \cdot 10^{-13}$.

Рис. 21. Интеграл Фурье $I_F \omega$ для одного периода синусоиды $\sin(\omega_0 t)$. Вертикальная прямая при $\omega/\omega_0 = 1$ символически изображает мёссбауэровскую гамма-линию с энергией $\hbar\omega_0$. Если бы это была гамма-линия мёссбауэровского нуклида ^{57}Fe , то ее ширина на половине высоты составила бы в масштабе данного рисунка $\sim 3,1 \cdot 10^{-13}$



Может возникнуть вопрос, не связано ли проявление пространственной и временной протяженности гамма-квантов с возможностью различать фотоны по происхождению. Прежде всего отметим, что при регистрации одиночного фотона не могут быть выявлены его волновые свойства. Для наблюдения интерференционных и дифракционных картин и для установления резонансного характера взаимодействия гамма-квантов с ядрами требуется зарегистрировать большое количество фотонов. В то же время такие корпускулярные характеристики гамма-квантов как импульс, энергия, координаты мест их взаимодействия с веществом детектора, могут быть определены при регистрации по комптон-эффекту или по фотопоглощению одного фотона. Можно утверждать, что фотоны разного происхождения нельзя различить в тех процессах, где проявляются их корпускулярные свойства. В то же время по своим волновым характеристикам фотоны разного происхождения различаются, однако, это различие проявляется только в ансамблях фотонов и не может быть замечено при регистрации отдельного гамма-кванта. Например, тормозное излучение электронов при поглощении ядрами создает естественное лоренцево распределение энергий возбуждения, что приводит к естественному среднему времени жизни ядер в возбужденном состоянии и к экспоненциальному ходу распада. Однако облучение тех же ядер резонансными для них мессбауэровскими фотонами создает, как было показано выше, в 1,5 раза более узкое распределение энергий возбуждения, связанное с соответствующим увеличением среднего времени жизни возбужденных ядер. Заметим, что необходимость регистрации многих микрообъектов для выявления их волновых свойств позволяет судить о том, к какой категории, волновой или корпускулярной, относится та или иная измеряемая характеристика микрообъекта. Например, спин частицы, который нельзя определить, зарегистрировав одну частицу, следует отнести к категории волновых характеристик объекта. И, действительно, именно ориентация спина определяет поляризацию пучка частиц, а поляризация есть несомненно волновая характеристика.

Вернемся теперь к рассмотрению формулы (87), относящейся к случаю, когда ядро возбуждается гамма-лучами с характерной шириной спектра, Δ , много меньшей естественной ширины Γ возбуждаемого ядерного уровня. Очевидно, что в этом случае среднее время жизни возбужденных ядер, излучающих такую узкую гамма-линию (это, конечно, совсем другие ядра, чем возбуждаемые) в равное отношению Γ/Δ число раз превосходит величину $\tau = \hbar/\Gamma$ и, казалось бы, волновые цуги, соответствующие фотонам столь узкого спектра, должны воздействовать на возбуждаемые ядра в среднем в течение времени $\hbar/\Delta \gg \hbar/\Gamma$. Однако из формулы (87) следует, что это время не превосходит $2\hbar/\Gamma$, а при сдвиге возбуждающей гамма-линии относительно линии поглощения становится еще меньше. Это значит, что возбуждаемое ядро обрывает процесс резонансного взаимодействия с возбуждающим фотоном раньше, чем, как может показаться, должно закончиться воздействие на ядро длинного волнового цуга. При этом, однако, ядро воспринимает полностью энергию возбуждающего гамма-кванта. Последнее связано с тем, что энергия фотона определяется его частотой, а не числом колебаний в соответствующем волновом цуге. Таинственное исчезновение «недопоглощенного» остатка волнового цуга есть одно из проявлений так называемого коллапса волновой функции фотона — одного из самых загадочных явлений квантовой физики.

Представим себе эксперимент, в котором ядра рассеивателя возбуждаются гамма-лучами сплошного однородного спектра. Излучаться возбужденными в этих условиях ядрами будут гамма-кванты, образующие гамма-линию естественной ширины, поскольку при этом формируется распределение энергий возбуждения естественной для данного ядра лоренцевой формы, и распад возбужденных состояний будет экспоненциальным.

Экспоненциальный гамма-распад имеет место в тех случаях, когда ядра возбуждаются гамма-квантами, волновые цуги которых коротки, а частотные распределения широки. Примером может служить возбуждение ядер тормозным излучением электронов, а также кулоновское возбуждение.

Выделим в ансамбле возбужденных ядер рассеивателя группу ядер с энергиями возбуждения, лежащими в узкой области вокруг энергии E_γ . Очевидно, что эти ядра были возбуждены при резонансном поглощении гамма-лучей, относящихся к столь же узкой области энергий. Следовательно, среднее время жизни ядер этой группы должно определяться формулой (87).

Чтобы получить среднее время жизни для всего ансамбля возбужденных ядер, надо усреднить величину, относящуюся к узкой линии

по распределению энергий возбуждения ансамбля. Если это распределение имеет лоренцеву форму, получим:

$$t_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma^2/4}{(E_0 - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \frac{\Gamma^2/2}{(E_0 - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \tau dE_\gamma}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma^2/4}{(E_0 - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} dE_\gamma} = \tau. \quad (133)$$

Аналогичным образом можно вычислить среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии и для случая «идеального» мёссбауэровского резонансного рассеяния гамма-квантов, т. е. для процесса, в котором линии испускания и поглощения имеют лоренцеву форму естественной ширины и не смещены относительно друг друга. Распределение энергий возбуждения определяется в этом случае произведением двух одинаковых лоренцевых функций. Для t_{av} имеем:

$$t_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\Gamma^2/4}{(E_0 - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \right]^2 \frac{\Gamma^2/2}{(E_0 - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \tau dE_\gamma}{\int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\Gamma^2/4}{(E_0 - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \right]^2 dE_\gamma} = 1,5\tau. \quad (134)$$

Тем самым получен рецепт вычисления среднего времени жизни ядер в возбужденном состоянии, если известно распределение энергий возбуждения $W(E_\gamma)$. Он таков:

$$t_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} W(E_\gamma) \frac{\Gamma^2/2}{(E_0 - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \tau dE_\gamma}{\int_{-\infty}^{\infty} W(E_\gamma) dE_\gamma}. \quad (135)$$

Конечно, во всех случаях спектр излучаемых ядрами резонансного рассеивателя гамма-квантов идентичен распределению энергий возбуждения $W(E_\gamma)$.

Глава 3

ПРОБЛЕМА РЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

3.1. Небольшое введение

Вскоре после открытия Р. Мёссбауэром явления испускания и поглощения гамма-лучей ядрами без отдачи автор обратил внимание на то, что у обоих изотопов серебра имеются сравнительно низко расположенные уровни с большими, порядка минуты, средними временами жизни. Казалось бы, эти изомерные состояния можно возбудить с помощью эффекта Мёссбауэра по нестандартной методике, пользуясь именно их большим временем жизни. Представлялось возможным, изготовив достаточно сильный гамма-источник, облучать им серебряный резонансный поглотитель в течение нескольких периодов полураспада изомерного состояния при низкой температуре, а затем быстро убрать источник за радиационный экран и, поместив облученный поглотитель на детектор, наблюдать наведенную в нем гамма-активность. При этом, конечно, следовало настроить детектор на регистрацию гамма-лучей нужной энергии и, кроме того, убедиться в том, что спад активности поглотителя происходит в соответствии с периодом полураспада исследуемого изомерного состояния. Опыт казался простым и обещал быть вполне успешным. Однако первая попытка наблюдать гамма-активацию серебряного поглотителя, сделанная чуть ли не в тот же день, когда возникла идея такого опыта, оказалась неудачной. Кусок палладиевой фольги был облучен тепловыми нейтронами в тяжеловодном реакторе ИТЭФ с тем, чтобы в нем возникла бета-активность нуклида ^{109}Pd ($T_{1/2} = 13,427$ ч), при распаде которого возникают ядра ^{109}Ag в возбужденном изомерном состоянии с энергией 88 кэВ. Гамма-лучами этого источника, активность которого была более 1 кюри, облучали серебряную пластинку при температуре жидкого азота и пытались наблюдать ее гамма-активность с помощью сцинтилляционного счетчика. Неудача этого опыта была связана сразу с несколькими причинами, которые стали ясны нам несколько позже. Дело в том, что

палладий, в отличие от серебра, парамагнитен и, значит, микроспектр излучаемых палладиевым источником гамма-квантов не обеспечивает резонансных условий для поглощения гамма-лучей в диамагнитном серебре.

Конечно, мог существовать изомерный сдвиг энергий гамма-переходов в ядрах серебра, образующихся в палладиевом источнике и в серебряном поглотителе. Кроме того, при температуре жидкого азота вероятность поглощения гамма-лучей с энергией 88 кэВ в серебре без отдачи составляет всего лишь 0,0076 (при температуре жидкого гелия она равна 0,0535). Это значит, что вероятность мёссбауэровского поглощения гамма-лучей ^{109m}Ag в металлическом серебре при температуре жидкого азота в ~ 50 раз меньше, чем при температуре жидкого гелия. В дальнейшем вопрос об условиях возбуждения долгоживущих изомерных состояний ядер был подробно изучен автором совместно с покойным Н.А.Бурговым, причем ценные советы были получены от И.Я.Померанчука и от Л.Д.Ландау. Выяснилось, что имеется целый ряд причин, которые должны были бы помешать успешному проведению мёссбауэровских экспериментов с долгоживущими изомерами.

3.2. Физические причины ожидаемых затруднений проведения мёссбауэровских опытов с долгоживущими изомерами

Согласно общепринятой точке зрения, существует ряд причин, мешающих проведению мёссбауэровских опытов с очень узкими ядерными уровнями. Рассмотрим сначала причины, согласно которым гамма-линии долгоживущих изомеров, казалось бы, должны уширяться при соответствующем уменьшении сечения резонансного поглощения. Они таковы:

1. Взаимодействие магнитных моментов возбужденных ядер, μ_e , с магнитными моментами окружающих ядер, находящихся в основном состоянии, μ_g , расширяет как линию испускания источника, так и линию поглощения резонансного поглотителя. Это взаимодействие представляет собой, в сущности, обычное взаимодействие магнитного момента с магнитным полем, причем это поле создается вторым магнитным моментом.

Эффект Зеемана, к которому должно приводить такое взаимодействие, в силу беспорядочности направлений и величин полей, обусловленной различными меняющимися во времени ориентациями магнитных моментов ядер и различными расстояниями между ядрами, должен дать размытую картину, а не конечное число линий сверхтонкой структуры спектров излучения и поглощения.

Энергию взаимодействия магнитных дипольных моментов μ_e и μ_g ядер, находящихся, соответственно, в возбужденном и в основном

состояниях, можно вычислить по общей формуле для энергии магнитного диполь-дипольного взаимодействия [88]:

$$U = [(\mathbf{d}_1 \mathbf{d}_2)R^2 - 3(\mathbf{d}_1 \mathbf{R})(\mathbf{d}_2 \mathbf{R})]/R^5. \quad (136)$$

Здесь $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ — векторы двух взаимодействующих дипольных магнитных моментов, $\mathbf{R}$ — радиус-вектор, соединяющий центры двух систем, обладающих данными магнитными моментами (размеры систем считаются малыми по сравнению с R).

Максимальное значение U получается, когда $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ антипараллельны и расположены вдоль прямой, совпадающей с $\mathbf{R}$. В этом случае $U = U_{\text{макс}} = 2\mathbf{d}_1 \mathbf{d}_2 / R^3$, а в наших обозначениях $U_{\text{макс}} = 2\mu_e \mu_g / R^3$, где μ_e и μ_g — магнитные моменты возбужденного и основного состояний ядра соответственно. Воспользовавшись этим выражением и значениями μ_e и μ_g из работ [89] и [90], получим в качестве оценки U величину $0,99 \cdot 10^{-12}$ эВ (приняв $R = 2,6 \cdot 10^{-8}$ см). Поскольку энергия U случайным образом меняется во времени по величине и знаку в пределах от $-U_{\text{макс}}$ до $+U_{\text{макс}}$, то уже лишь это сверхтонкое взаимодействие ядер серебра должно приводить к уширению мёссбауэровских гамма-линий на 5 порядков величины и к уменьшению в такое же число раз сечения резонансного поглощения гамма-квантов.

2. Взаимодействие магнитных моментов возбужденных и невозбужденных ядер с магнитными моментами атомов парамагнитных примесей также должно расширять резонансную гамма-линию, однако, повышая чистоту применяемых для изготовления гамма-источника и поглотителя веществ, можно уменьшить это уширение, в принципе, до любой требуемой величины. Чтобы это уширение не превышало величину, создаваемую рассмотренными в предыдущем пункте причинами, достаточно чтобы относительное содержание атомов парамагнитной примеси в серебре было не более 10^{-5} .

3. Взаимодействие между магнитными моментами ядер и электронов проводимости в металлических образцах тоже должно уширять резонансную гамма-линию. Однако число эффективно взаимодействующих с ядрами электронов мало вследствие того, что при температуре T лишь небольшая их доля, порядка kT/E_F (E_F — энергия Ферми), способна принимать участие в обмене порциями энергии порядка kT . Для $T = 4,2$ К и $E_F = 7$ эВ $kT/E_F = 5 \cdot 10^{-5}$. Отсюда следует, что уширение резонансной линии, вызываемое данным механизмом, по порядку величины такое же, как и вызываемое парамагнитными примесями с относительной концентрацией $\sim 10^{-5}$. Очевидно, что данный механизм уширения гамма-линии можно исключить, если работать с немагнитными образцами.

4. Относительное колебательное движение излучающих и поглощающих гамма-кванты ядер также уширяет резонансную линию. Если движущееся со скоростью v ядро испускает под углом θ к направлению своего движения гамма-квант, имеющий в системе координат центра

масс энергию E_γ , то в лабораторной системе координат энергия кванта E с достаточной точностью определится соотношением

$$E_\gamma - E = E_\gamma \cos \theta \cdot v/c.$$

Если положить $\Delta E_\gamma = E_\gamma - E \leq 10^{-12}$ эВ, то при $E_\gamma \approx 10^5$ эВ скорость v должна быть $\leq 3 \cdot 10^{-7}$ см/с. Эта величина соответствует максимальному допустимому амплитудному значению относительной скорости излучающего и поглощающего гамма-квант ядер, если требуется сохранить акустическое уширение гамма-резонанса на уровне $< 10^{-12}$ эВ. Поскольку длины волн звуковых и ультразвуковых колебаний в твердом веществе для диапазона обычно реализующихся частот (10 – 10^4 Гц) лежат в пределах ~ 10 см– 100 м, а расстояние между излучающими и поглощающими ядрами можно сделать менее 1 мм, то при объединении гамма-источника и поглотителя в единую жесткую систему можно обеспечить условия, когда разность фаз колебаний излучающих и поглощающих гамма-лучи ядер будет для всего диапазона частот много меньше π , что позволит существенно снизить требования к уровню акустических колебаний.

5. Уширение мёссбауэровской гамма-линии может быть вызвано наличием электрического квадрупольного взаимодействия ядерных квадрупольных моментов с неоднородными электрическими полями в веществах источника и поглотителя при условии, что градиенты этих полей не одинаковы в различных частях образцов (при постоянной по объему образца величине градиента электрического поля возникает расщепление гамма-линии на конечное число компонент). В идеальных кубических кристаллах квадрупольное взаимодействие должно отсутствовать. Однако, если решетка кристалла искажена вследствие наличия дефектов механического или радиационного происхождения или из-за содержания примесей, то неоднородные электрические поля могут появиться. В какой-то степени от них можно избавиться путем отжига образцов.

6. Зависящее от температуры уширение гамма-линии было впервые рассмотрено теоретически в работе [91] и позднее в [92]. При очень низких температурах это уширение растет как седьмая степень температуры. Оценки относительного температурного уши-

Таблица 3.1.

Температура, К	Относительное уширение гамма-линии, $\Delta\Gamma/\Gamma_{\text{ест}}$
4,2	$3 \cdot 10^{-5}$
13	0,082
25	7,94

рения гамма-линии 88 кэВ изомера ^{109m}Ag приведены в табл. 3.1. Хотя при переходе от $4,2$ К к 25 К вероятность излучения (поглощения) гамма-кванта с энергией 88 кэВ без отдачи ядрами ^{109}Ag в металлическом серебре уменьшается только на 20% , чтобы исключить температурное уширение гамма-линии, следует работать при температуре $4,2$ К.

7. Еще один механизм уширения мёссбауэровской гамма-линии может быть связан с неоднородным изомерным сдвигом энергии этой линии, возникающим при неравномерном распределении химических примесей или неоднородностей структуры по объему образца. Такая ситуация возможна, в частности, при изготовлении гамма-источников путем термодиффузионного внедрения в серебро материнского нуклида, например, ^{109}Cd , при распаде которого образуются ядра ^{109}Ag в возбужденном состоянии, испускающие гамма-лучи с энергией 88,03 кэВ.

Кроме факторов, приводящих к уширению гамма-резонанса, имеется ряд причин, вызывающих сдвиг линии излучения относительно линии поглощения, а именно:

1. Различие в электронной плотности на ядрах источника и поглотителя приводит к возникновению изомерного сдвига, равного [93]:

$$\Delta E = \frac{4}{5}\pi Z e^2 R^2 S' \frac{\Delta R}{R} \left(|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2 \right). \quad (137)$$

Здесь Z — атомный номер ядра, R — радиус ядра в основном состоянии, ΔR — изменение радиуса ядра при переходе в возбужденное изомерное состояние, $|\psi_a(0)|^2$ и $|\psi_s(0)|^2$ — плотности электронов на ядрах поглотителя и источника соответственно, S' — коэффициент, учитывающий релятивистские эффекты скорости атомных электронов; его необходимо вводить при $Z > 20$, если используются нерелятивистские волновые функции ψ_a и ψ_s .

В наших опытах вещество источника и поглотителя всегда одно и то же. Поэтому изомерный сдвиг между гамма-линиями испускания и поглощения в случае, когда источник и поглотитель являются раздельными образцами, может возникнуть только вследствие их разной обработки после отделения от исходного образца металла. Прежде всего эти различия возникают, когда одну из заготовок (будущий гамма-источник) подвергают механическому, термическому и радиационному воздействиям в процессе подготовки и проведения облучения на циклотроне или в реакторе. Так, циклотронное облучение протонами или дейтронами вносит внутрь металла большое количество водорода или дейтерия ($\sim 10^{19}$ атомов в слое толщиной $\sim 0,1$ мм и площадью $\sim 1-2$ см²). Кроме того, возникающие в ходе облучения радиоактивные атомы изотопов кадмия образуются тоже в заметной концентрации ($\sim 10^{-5}$ в той области мишени, куда попадает пучок протонов или дейтронов). Наконец, циклотронное облучение приводит к образованию большого количества тяжелых радиационных дефектов. В нашей практике был случай, когда целый слой серебра отделился от циклотронной мишени, видимо, по границе пробега протонов. С помощью отжига можно в какой-то степени уменьшить концентрацию атомов водорода, снизить количество радиационных дефектов и сделать благодаря диффузии более однородным распределение атомов кадмия. Однако при работе с изомером ^{107m}Ag малый период полураспада материнского нуклида ^{107}Cd (6,49 ч) не позволяет вести отжиг более

нескольких, часов и трудно ожидать, чтобы в этих условиях изомерный сдвиг между гамма-линией испускания и линией поглощения образца, не подвергавшегося никакому воздействию, был полностью устранен.

При реакторном изготовлении гамма-источников, например, путем облучения образцов диамагнитного сплава Ag–Pd, также происходит как изменение химического состава облучаемого вещества (в частности, вследствие образования кадмия с относительной концентрацией $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ в реакции $^{107}\text{Ag} + n \rightarrow ^{108}\text{Ag} \rightarrow (\beta\text{-распад}) \rightarrow ^{108}\text{Cd}$), так и появление радиационных дефектов. Таким образом, и в этом случае следует ожидать возникновения изомерного сдвига, который, как и при циклотронном облучении, будет неоднородным.

Грубую оценку величины изомерного сдвига, связанного с изменениями химического состава, можно сделать, используя результаты работы [94], в которой исследовалась величина изомерного сдвига гамма-линии нуклида ^{197}Au с энергией 77 кэВ в зависимости от концентраций Ag и Pd в системах Ag–Au и Pd–Au. Было показано, что в интервале концентраций этих элементов от 0 (конечно, не точного нуля) до 90% изомерные сдвиги меняются прямо пропорционально соответствующим концентрациям. Сделаем не слишком обоснованное предположение о том, что подобная пропорциональность изомерного сдвига концентрации кадмия сохраняется и в системе Ag–Cd при очень малых концентрациях кадмия. Воспользовавшись значениями плотностей электронов на ядрах Ag и Cd $|\psi_{\text{Ag}}(0)|^2 = 0,53 \cdot 10^{26} \text{ 1/см}^3$, $|\psi_{\text{Cd}}(0)|^2 = 0,76 \cdot 10^{26} \text{ 1/см}^3$ и $S' = 2,12$ из работы [95] и, приняв $\Delta R/R \cong 10^{-4}$, получаем величину изомерного сдвига между резонансными линиями почти чистых Ag и Cd, равную $|\Delta E| \cong 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$. Тогда при относительной концентрации кадмия в серебре, составляющей $\sim 10^{-5}$, имеем $|\Delta E| \cong 6 \cdot 10^{-13} \text{ эВ}$, что несколько меньше ожидаемой ширины резонанса при рассмотренных выше механизмах уширения гамма-линии.

Заметим, однако, что опыты по мёссбауэровскому самопоглощению гамма-лучей изомера ^{109m}Ag , о которых речь будет ниже, указывают на то, что изомерный сдвиг при относительной концентрациях кадмия в серебре $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ вовсе не так велик.

2. Выше мы упоминали о влиянии земной гравитации на гамма-резонанс изотопов серебра.

Рассмотрим это несколько подробнее. Неоднородность гравитационного поля вблизи поверхности Земли приводит к тому, что при разности вертикальных координат излучающего и поглощающего гамма-квант ядер, равной H , мёссбауэровский гамма-резонанс смещается по энергии на величину $\Delta E_\gamma = E_\gamma \frac{gH}{c^2}$ [96].

Здесь g — гравитационное ускорение, E_γ — энергия ядерного перехода, c — скорость света.

Сдвигу гамма-резонанса на 10^{-12} эВ при $E_\gamma = 88 \text{ кэВ}$ соответствует разность высот $H \approx 10 \text{ см}$. В то же время для сдвига гамма-резо-

нанса на естественную ширину гамма-линии ($\sim 10^{-17}$ эВ) достаточно $H \approx 10^{-4}$ см. Это значит, что, если бы удалось устранить все причины уширения мёссбауэровской гамма-линии изомера серебра, то вблизи поверхности Земли наблюдать резонансное поглощение этих гамма-лучей было бы возможно только в очень слабо расходящемся пучке гамма-квантов, испускаемых в горизонтальном направлении.

3. Разность температур между областями локализации излучающих и поглощающих гамма-кванты ядер приводит вследствие эффекта Допплера второго порядка к сдвигу dE_γ линии испускания относительно линии поглощения, определяемому [97] формулой:

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\delta E_0}{E_0} \right) = - \frac{C_L}{2Mc^2}. \quad (138)$$

Здесь E_γ — энергия испускаемого гамма-кванта, C_L — решеточная теплоемкость граммолекулы вещества гамма-источника (поглотителя), M — молекулярный вес молекулы этого вещества, T — температура. Согласно дебаевской теории теплоемкости [98], зависимость C_L от температуры в области низких температур ($T \ll \theta_D$, где θ_D — дебаевская температура) дается выражением

$$C_L = 1944n(T/\theta_D)^3 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}. \quad (139)$$

Здесь n — число атомов в молекуле данного вещества.

Из последних двух формул следует, что при $T = 4,2$ К разность температур источника и поглотителя гамма-квантов в 1 К приводит для ^{107}Ag к величине $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 6,565 \cdot 10^{-19} \text{ К}^{-1}$, а для ^{109}Ag — к $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 6,4446 \cdot 10^{-19} \text{ К}^{-1}$. Соответствующие температурные сдвиги гамма-линий получаются отсюда следующими:

$$\Delta E_\gamma(^{107}\text{Ag}) = 6,11 \cdot 10^{-14} \text{ эВ/К},$$

$$\Delta E_\gamma(^{109}\text{Ag}) = 5,67 \cdot 10^{-14} \text{ эВ/К}.$$

Реально достижимые разности температур между областями излучения и поглощения гамма-квантов, конечно, гораздо меньше, чем 1 К, особенно, когда источник и поглотитель совмещены в одном образце и наблюдается резонансное самопоглощение гамма-квантов. Однако, чтобы при температуре 4,2 К сдвиги не превышали естественных ширин гамма-линий изомеров серебра ($\sim 10^{-17}$ эВ), разность температур между областями ядер, излучающих и поглощающих гамма-лучи, не должна превосходить $\sim 1,6 \cdot 10^{-4}$ К, а это уже требует определенных усилий.

В природе существует совсем немного нуклидов, с которыми можно проводить подобные эксперименты, имея какую-то надежду на успех. Эти нуклиды и некоторые их свойства, интересные в связи с данной проблемой, указаны в табл.3.2. Из приведенных в этой таблице данных следует, что сечение резонансного поглощения гамма-лучей

Таблица 3.2.

Возбуждаемое ядро	Энергия изомерного уровня, кэВ	Среднее время жизни ядер в изомерном состоянии	Относительная естественная ширина резонанса	Коэффициент внутренней конверсии γ -перехода	Ядро γ -источника	Реакция получения источника	Расчетная величина вероятности поглощения γ -лучей без отдачи
^{103}Rh	$39,750 \pm 0,007$	$80,970 \pm 0,014$ мин	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$\alpha_K + \alpha_L = 1147$ $\alpha_K = 137 \pm 1,9$	^{103}Pd	$^{103}\text{Rh}(p, n)^{103}\text{Pd}$	0,465 Комн. T°
^{107}Ag	$93,13 \pm 0,03$	63 с	$1,1 \cdot 10^{-22}$	$\alpha_K + L + M = 20,3$ $\alpha_K = 9,5 \pm 1,0$	^{107}Cd	$^{107}\text{Ag}(p, n)^{107}\text{Cd}$ $^{107}\text{Ag}(d, 2n)^{107}\text{Cd}$	0,034 Темпер. 4,2 К
^{109}Ag	$88,033 \pm 0,030$	$57,13 \pm 0,29$ с	$1,3 \cdot 10^{-22}$	$\alpha_{\text{полн}} = 26,4 \pm 0,3$ $\alpha_K = 11,4 \pm 0,3$	^{109}Cd ^{109}Pd	$^{108}\text{Cd}(n, \gamma)^{109}\text{Cd}$ $^{108}\text{Pd}(n, \gamma)^{109}\text{Pd}$ $^{109}\text{Ag}(p, n)^{109}\text{Cd}$	0,0535 Темпер. 4,2 К
^{189}Os	$30,80 \pm 0,04$	$8,66 \pm 0,14$ ч	$6,83 \cdot 10^{-25}$	$\alpha > 3000$	^{189}Ir	$^{189}\text{Os}(p, n)^{189}\text{Ir}$	0,86 Комн. T°

изомера ^{107m}Ag при неуширенных гамма-линиях испускания и поглощения составляет при температуре серебряного источника и поглотителя 4,2 К (в расчете на чистый изотоп) 30,7 барн, а для гамма-лучей изомера ^{109m}Ag — 66,1 барн. В то же время сечения нерезонансного (электронного) поглощения гамма-лучей изомеров серебра в металлическом серебре составляют 306 и 347 барн для гамма-квантов ^{107m}Ag и ^{109m}Ag соответственно. Это, в частности, значит, что металлическое серебро не годится в качестве материала рабочего тела гамма-лазера на основе этих изомеров. Необходимы материалы, в которых вероятности излучения гамма-квантов без отдачи были бы больше $\sim 0,107$ для гамма-лучей ^{107m}Ag и более $\sim 0,123$ для гамма-лучей ^{109m}Ag . Возможно, что эти цифры удастся превзойти, работая с такими веществами, как Ag_2O_2 и Ag_2O .

Из перечисленных в табл. 3.2 нуклидов наиболее подходящими для использования в гамма-резонансной спектроскопии являются ^{109}Ag и ^{103}Rh . Металлический родий хорош тем, что имеет высокую дебаевскую температуру, а это, благодаря низкой энергии гамма-лучей изомера ^{103m}Rh , казалось бы, позволяет проводить мёссбауэровские опыты при комнатной температуре. Однако металлический родий является парамагнетиком и, может быть, это исключает возможность использования родия в виде металла. Потребуется подобрать диамагнитное соединение родия и определить его дебаевскую температуру. Кроме того, гамма-лучи родия очень сильно конвертированы, и для экспериментов с ними потребуются гамма-источники большой активности. Что же касается нуклида ^{189}Os , то, несмотря на его благоприятные свойства, позволяющие работать при комнатной температуре, эксперименты с ним крайне затруднены еще большим, чем у родия, коэффициентом внутренней конверсии его гамма-перехода. Для получения нужной интенсивности гамма-лучей требуется изготавливать источник огромной активности, а это может сделать невозможным проведение с ним экспериментов.

3.3. Ранние эксперименты группы ИТЭФ по мёссбауэровскому возбуждению долгоживущих изомерных состояний ядер ^{107}Ag и ^{109}Ag

Схемы образования и распада долгоживущих изомерных состояний изотопов серебра показаны на рис. 22. В первых экспериментах мы наблюдали возбуждение состояния 93,1 кэВ изотопа ^{107}Ag со средним временем жизни 63 с. Для этих опытов была создана экспериментальная установка, главной частью которой был криостат, позволяющий охлаждать помещенные в него гамма-источник и поглотитель до температуры, близкой к 4,2 К.

Схема устройства этого криостата показана на рис. 23. В верхней части криостата находилась вертикальная труба, которую можно было

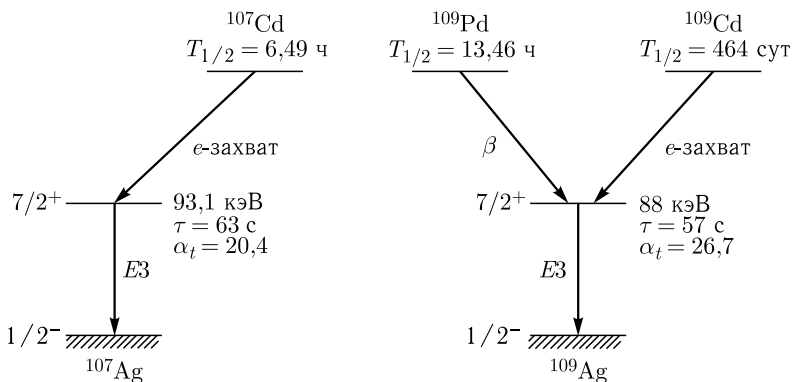


Рис. 22. Схемы распада материнских нуклидов и дочерних ядер изотопов серебра, образующихся в возбужденных изомерных состояниях. τ — среднее время жизни ядра в возбужденном состоянии. α_t — полный коэффициент внутренней конверсии гамма-излучения

отделить от вакуумного объема криостата с помощью шлюза. Внутри трубы на резиновом жгуте длиной 2 м, к которому была прикреплена входящая в охлаждаемое пространство криостата силовая нить длиной 60 см, подвешена медная коробочка. Внутри нее под пружинной крышкой, позволяющей очень быстро раскрыть коробку, находились обернутые в алюминиевую фольгу и плотно прижатые друг к другу серебряные пластинки, одна из которых представляла собой облученную на циклотроне протонами мишень, а вторая — резонансный поглотитель гамма-квантов, испускаемых первой пластинкой. Обе пластинки изготавливались из одного и того же образца серебра чистотой 99,999 %. В первых опытах пластинки-источники облучались на циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова протонами с энергией 17 МэВ в течение 10–12 ч при токе протонов ~ 70 мкА, для более поздних экспериментов мишени облучались протонами (и в некоторых случаях дейтронами) на циклотроне ФЭИ (Обнинск) при энергии 22 МэВ.

На рис. 24 показаны результаты первых успешных экспериментов [99] по возбуждению изомерного состояния ^{107}Ag с энергией 93,1 кэВ. Приведенные данные представляют собой суммарный результат 18 серий активации серебряных поглотителей. Видно, что спад гамма-активности со временем согласуется с законом экспоненциального распада изомерного состояния. Наблюдаемый эффект активации поглотителя невелик: он соответствует регистрации всего лишь 4–5 гамма-квантов в первую минуту измерений при практически таком же фоне. Оценим ожидаемую величину сечения мёссбауэровского поглощения гамма-лучей изомера ^{107m}Ag в металлическом серебре при

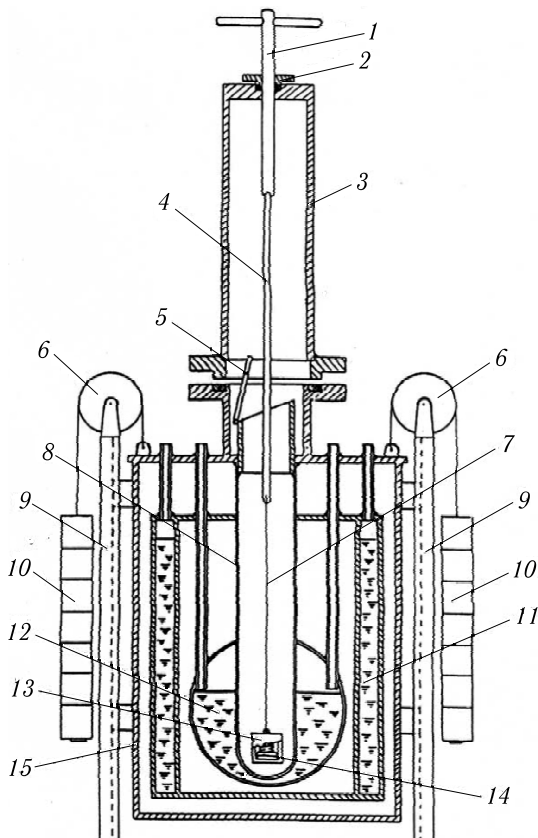


Рис. 23. Схема экспериментальной установки, с помощью которой были выполнены первые опыты по гамма-резонансному возбуждению ядер ^{107}Ag . Второстепенные детали, включая ферму-подставку установки, не показаны. 1 — шток с рукояткой для подъема контейнера с источником и поглотителем, 2 — вакуумное уплотнение штока, 3 — неподвижная вертикальная труба (масштаб не выдержан), 4 — резиновый шнур, 5 — крышка шлюза (условно), 6 — блоки, 7 — силоновая нить, 8 — тонкостенная вертикальная труба криостата, 9 — направляющие, по которым скользят ползуны криостата при его вертикальных перемещениях, 10 — противовесы, 11 — жидкий азот, 12 — жидкий гелий, 13 — медный контейнер с легко открываемой пружинной крышкой, 14 — гамма-источник и поглотитель, завернутые в куски алюминиевой фольги, 15 — корпус криостата

температуре жидкого гелия:

$$\sigma = \pi \chi^2 \frac{2I_e + 1}{2I_0 + 1} a \frac{1}{1 + \alpha_t} f^2 = 15,9 \text{ барн.} \quad (140)$$

Здесь λ — деленная на 2π длина волны гамма-излучения, I_e и I_0 — спины, соответственно, возбужденного и основного состояний ядра, a — доля изотопа, уровень которого возбуждается, в естественной смеси изотопов, α_t — полный коэффициент внутренней конверсии ядерного перехода, f — вероятность излучения (поглощения) гамма-кванта без отдачи. Чтобы получить сечение резонансного рассеяния гамма-квантов, которое фактически измеряется в описанных опытах, надо величину, полученную по формуле (140), еще раз умножить на $\frac{1}{1 + \alpha_t}$. Это приводит к $\sigma_{\text{рез. рас}} = 0,746$ барн. Если справедливы изложенные выше теоретические представления об уширении мёссбауэровской гамма-линии в 10^5 раз, то полученную величину сечения

следует в такое же число раз уменьшить. Таким образом, ожидаемая величина сечения резонансного рассеяния гамма-лучей изомера ^{107m}Ag в случае уширенной, но не расщепленной, мёссбауэровской гамма-линии, оказывается равной $7,46 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. Заметим, однако, что магнитное поле Земли должно вызывать зеемановское расщепление этой гамма-линии, и результат влияния этого расщепления на сечение резонансного поглощения зависит от угла между направлением испускания гамма-квантов и вектором напряженности магнитного поля. Для случая изомера ^{109m}Ag этот вопрос разобран в нашей статье [100] и в следующем параграфе будут изложены ее основные положения. В описываемых же в данном разделе опытах даже среднее значение этого угла не определялось. Поэтому фактор уменьшения сечения резонансного поглощения (а значит, и резонансного рассеяния) из-за расщепления гамма-линии может, согласно [100], лежать в пределах от 0,266 до 0,087. Средний результат определения этого сечения по данным 18 серий активации резонансного поглотителя, представленным на рис. 24, оказался равным $(0,74 \pm 0,20) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, т. е. в 10 раз меньше ожидаемой величины для нерасщепленной гамма-линии. Это различие можно частично объяснить влиянием магнитного поля Земли. Были проделаны и контрольные опыты. Облучение серебряного поглотителя при комнатной температуре не привело к его гамма-активации. Во втором контрольном опыте (проделанном по рекомендации академика

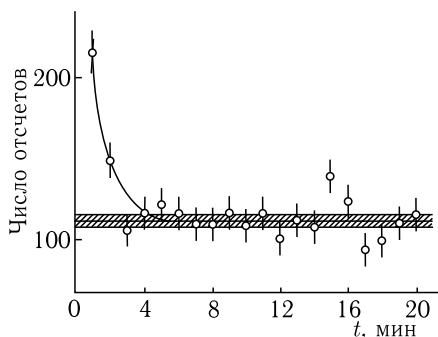


Рис. 24. Результаты пяти первых успешных опытов (18 серий активации поглотителя) по гамма-резонансному возбуждению ядер ^{107}Ag . Горизонтальной заштрихованной полосой показан средний фон и его погрешность, найденные по числам отсчетов, начиная с пятой минуты после включения детектора

А.И. Алиханова) вместо серебряной пластинки поглотителем служил медный образец, но в тех же низкотемпературных условиях, что и опыты с серебряным поглотителем. Целью этого опыта было убедиться

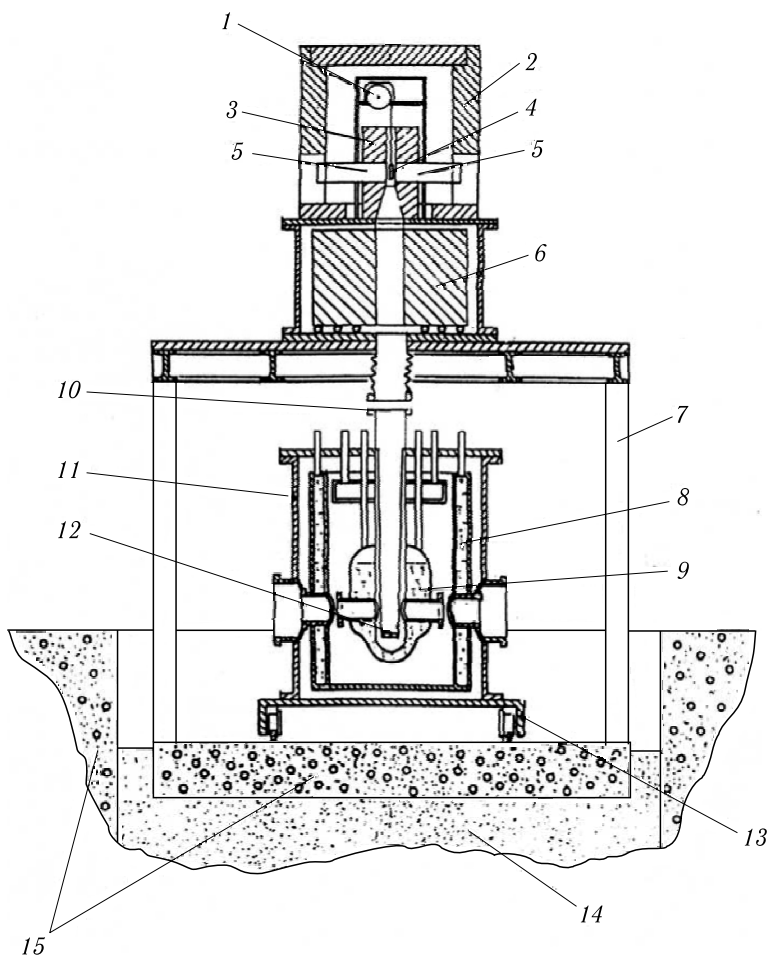


Рис. 25. Вторая экспериментальная установка для экспериментов по гамма-резонансному возбуждению изомерных состояний изотопов серебра: 1 — шкив электромотора, 2 — свинец, 3 — свинец, 4 — резонансный поглотитель, 5 — сцинтилляционные детекторы, 6 — свинцовый затвор, 7 — опора верхней части установки, 8 — жидкий азот, 9 — жидкий гелий, 10 — место вакуумно уплотняемого разъема верхней и нижней частей установки, 11 — корпус криостата, 12 — гамма-источник, 13 — тележка, позволяющая выдвигать криостат из-под верхней части установки, 14 — песчаная подушка, 15 — бетон

в том, что гамма-активные атомы серебра, которые могли бы оказаться на поверхности источника, завернутого в алюминиевую фольгу не герметично, не переносятся вихревыми потоками воздуха при открытии криостата на поверхность поглотителя. Этот опыт также не показал появления гамма-активности облучавшегося образца. С учетом роли земного магнетизма следует признать, что противоречия между ожидаемым и измеренным эффектами нет. Однако остается неясным, связано ли наблюдаемое уменьшение сечения с уширением гамма-линии или с изомерным сдвигом.

Следующий цикл экспериментов с изомером ^{107m}Ag [101] был выполнен на более совершенной установке, позволявшей использовать как сцинтилляционные детекторы, так и германиевый детектор гамма-квантов. Схема этой установки в варианте со сцинтилляционными детекторами показана на рис. 25. Гамма-источник располагался в нижней части установки и охлаждался залитым в криостат жидким гелием с помощью газообразного гелиевого теплоносителя, заполняющего центральную вертикальную трубу установки. При работе со сцинтилляционными детекторами завернутый в алюминиевую фольгу резонансный поглотитель опускался на своем подвесе к источнику и с помощью управляемого устройства прижимался к нему.

После трехминутной активации поглотитель с помощью электропривода поднимался в верхнюю часть установки в зазор между двумя сцинтилляционными детекторами, труба перекрывалась свинцовым затвором и начиналась регистрация наведенной гамма-активности. При работе с изготовленным нами Ge(Li)-детектором его укрепляли на горизонтальном медном хладопроводе, один конец которого имел хороший температурный контакт с охлаждаемым жидким азотом тепловым экраном криостата. Второй конец хладопровода входил в центральную вертикальную трубу и на нем в горизонтальном положении находился планарный Ge(Li)-детектор. Чуть выше детектора, но уже при температуре, близкой к 4,2 К был закреплен резонансный серебряный поглотитель. Гамма-источник опускался на поглотитель из верхней части установки. Таким образом, Ge(Li)-детектор во время активации поглотителя подвергался облучению гамма-квантами очень сильного источника. Как выяснилось в отдельных опытах, это облучение приводило к временному снижению эффективности детектора, которая постепенно, за несколько минут, восстанавливалась.

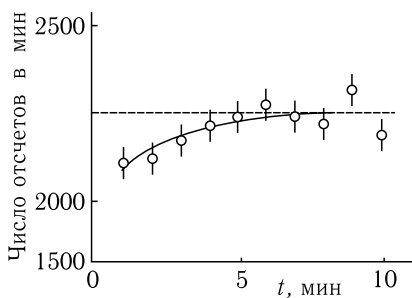


Рис. 26. Постепенное восстановление эффективности Ge(Li)-детектора после облучения его гамма-лучами близко расположенного сильного гамма-источника

На рис. 26 показан ход восстановления эффективности, измеренный с помощью слабого гамма-источника, расположенного рядом с детектором.

В этих опытах была достигнута значительно бóльшая статистическая обеспеченность результатов, но сам эффект резонансной активации ядер ^{109}Ag оказался по-прежнему малым.

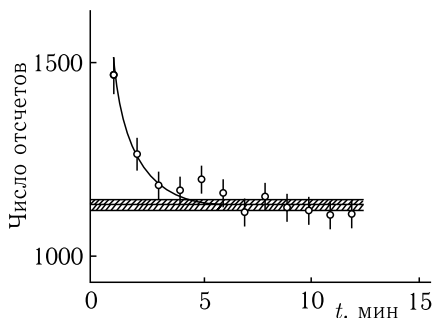


Рис. 27. Суммарный результат четырех опытов по гамма-резонансному возбуждению изомерного состояния ядра ^{107}Ag , выполненных на второй экспериментальной установке с применением Ge(Li)-детектора. Введены поправки, учитывающие постепенное восстановление эффективности детектора после окончания облучения, которому он подвергался вместе с поглотителем

Результаты опытов с Ge(Li)-детектором показаны на рис. 27. Еще одна серия опытов была проделана с изомером ^{109m}Ag [102]. Гамма-источники для этих опытов делали облучением тепловыми нейтронами образцов сплавов Ag–Pd. Из этого же сплава изготавливались и поглотители. Требуемый материнский нуклид ^{109}Pd , при бета-распаде которого возникают ядра ^{109}Ag в возбужденном состоянии с энергией 88 кэВ, образовывался в реакции $^{108}\text{Pd}(n, \gamma)^{109}\text{Pd}$. Сплав Ag–Pd при атомной концентрации серебра около 50% и выше диамагнитен и в нем не может возникнуть сильное уширение гамма-линии сверх рассмотренного выше уширения вследствие диполь-дипольных взаимодействий, как это было бы в чистом парамагнитном палладии. Результаты 10 опытов с образцами сплавов Ag–Pd представлены на рис. 28. Показаны числа отсчетов над фоном за первую минуту измерений, отнесенные к одному акту активации и к одному Кюри активности источника. Хотя эффект активации и в этом случае весьма невелик, он, тем не менее, отчетливо виден. Для парамагнитного образца, как и ожидалось, эффект активации не виден за пределами достаточно малой погрешности. Конечно, и в этом случае данный эксперимент не позволяет определить причину малости эффекта активации: уширение или изомерный сдвиг. Этот вопрос приобретает особую остроту в связи с появлением целого ряда работ, выполненных несколькими группами (в том числе и нами) по совершенно другой методике. Во всех выполненных до сих пор опытах по этой новой методике получены указания на то, что мёсбауэровская гамма-линия изомера ^{109m}Ag если и уширена, то весьма незначительно — не более, чем в несколько десятков раз, а вовсе не в 10^5 раз. Ниже мы опишем эти опыты и их результаты.

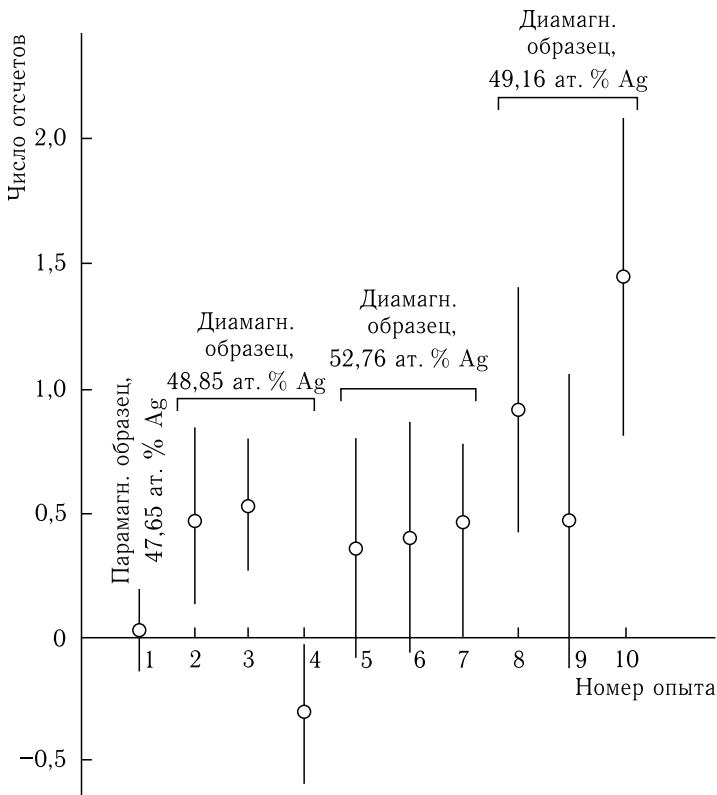


Рис. 28. Результаты 10 опытов по наблюдению гамма-резонансного возбуждения изомерного состояния ядра ^{109}Ag , сделанных с образцами сплава Ag-Pd. Показаны числа отсчетов сверх фона за первую минуту измерений, отнесенные к одному акту активации и к одному Кюри активности источника

3.4. Влияние направления магнитного поля, в котором находится серебряный гамма-источник, на вероятность резонансного самопоглощения в нем гамма-лучей изомера ^{109m}Ag

Этот вопрос проанализирован нами в работе [100]. Как было указано выше, внешнее магнитное поле расщепляет вследствие эффекта Зеемана гамма-линию изомера ^{109m}Ag на 14 компонент. Соответствующая схема разрешенных электромагнитных переходов между зеемановскими подуровнями состояний $7/2^+$ и $1/2^-$ этого ядра показана на рис. 29. Из-за того что эти компоненты отделены друг от друга интервалами энергии, превосходящими естественную ширину гамма-линии в $\sim 10^6$ раз, каждая компонента спектра испускания может резонансно

поглощаться только в пределах ширины соответствующей компоненты спектра поглощения (при условии, что излучающие и поглощающие ядра находятся в одном и том же магнитном поле). Известно [103], что интенсивности зеемановских компонент зависят от угла θ между импульсом испускаемого фотона и вектором напряженности приложенного магнитного поля, и вследствие этого вероятность резонансного поглощения зависит от этого угла.

Поясним это простым примером. Пусть гамма-источник излучает единственную нерасщепленную гамма-линию с интенсивностью 1, а резонансный поглотитель имеет линию поглощения, совпадающую с линией источника и имеющую ту же интенсивность 1. В этом случае эффект резонансного поглощения, равный произведению этих интенсивностей, будет тоже порядка 1. Если же обе линии расщеплены на две компоненты с достаточно большими и одинаковыми промежутками между ними, то при условии сохранения общей интенсивности излучения эффект резонансного поглощения будет пропорционален сумме $0,5 \times 0,5 + 0,5 \times 0,5 = 0,5$. Таким образом, расщепление линий испускания и поглощения на две компоненты уменьшает вдвое эффект резонансного поглощения. Поэтому для увеличения эффекта следует минимизировать число компонент зеемановской структуры. Как будет показано ниже, этого можно достичь когда магнитное поле параллельно или антипараллельно направлению вылета гамма-квантов.

Соответствующие угловые зависимости могут быть выражены, как будет показано ниже, через комбинации сферических функций. Интенсивность определенной компоненты зеемановской сверхтонкой структуры гамма-спектра определяется произведением квадрата коэффициента Клебша–Гордана, зависящего от квантовых чисел начального и конечного подуровней, и выражающей угловую зависимость функции, рассматриваемой ниже. Вероятность процесса испускания фотона, относящегося к данной компоненте сверхтонкой структуры, с последующим резонансным поглощением пропорциональна квадрату указанного произведения. При наблюдении процесса резонансного самопоглощения гамма-квантов с помощью детектора с разрешающей способностью, не достаточной для выделения отдельных компонент сверхтонкой структуры, измеряемая вероятность резонансного поглощения пропорциональна сумме вероятностей поглощения всех компонент, т. е. сумме квадратов указанных произведений.

Вероятность испускания ядром гамма-кванта с импульсом k в направлении, определяемом углом θ относительно оси квантования, выбранной вдоль вектора напряженности магнитного поля, выражается следующим образом [103, с. 408]:

$$W(\theta) = \sum_{m_i, m_f} f(m_i) G(J, I_i, I_f, m_i, m_f, M) F_{J, M=m_i-m_f}(\theta). \quad (141)$$

Здесь I — спин ядра, m — его проекция, J — момент, уносимый фотоном, M — его проекция.

Воспользуемся представлением функции Вигнера $D_{M,P}^J$ через сферические гармоники

$$Y_{J,M}(\theta, \varphi) = (-1)^M \{(2J+1)(J-|M|)!/4\pi(J+|M|)!\}^{1/2} P_J^M(\cos\theta) e^{iM\varphi}$$

($P_J^M(\cos\theta)$ — присоединенный полином Лежандра) и получим выражение для $F_{J,M}$ в виде полинома по $Y_{J,M}(\theta, \phi)$ (см., например, [104]):

$$F_{J,M}(\theta) = 4\pi \left\{ 2M^2 |Y_{J,M}(\theta, \varphi)|^2 + (J-M)(J+M+1) |Y_{J,M+1}(\theta, \varphi)|^2 + \right. \\ \left. + (J+M)(J-M+1) |Y_{J,M-1}(\theta, \varphi)|^2 \right\} / [J(J+1)]. \quad (142)$$

В нашем случае, когда отдельные компоненты сверхтонкой структуры разнесены очень далеко друг от друга, угловое распределение гамма-квантов, излучаемых в зеемановской компоненте при переходе между подуровнями со значениями магнитного квантового числа m_i и m_f , определяется произведением функции $F_{J,M}(\theta)$ на вес, равный квадрату соответствующего коэффициента Клебша–Гордана $|(I_i, m_i, J, M|I_f, m_f)|^2$. При значениях $I_i = 7/2$, $I_f = 1/2$ и $J = 3$, соответствующих случаю изомера ^{109m}Ag , эти веса даются линейными по M выражениями: $(4-M)/7$ для $m_f = 1/2$ и $(4+M)/7$ для $m_f = -1/2$ [105].

Зависимости весов от M представлены на рис.30. Рассматривая поглощение ядром гамма-кванта с условием симметрии $F_{J,M} = F_{J,-M}$ как процесс, обратный излучению и определяемый комплексно-сопряженным матричным элементом излучения, получаем следующее выражение для угловой зависимости полного процесса излучения с последующим поглощением для зеемановской компоненты с магнитными квантовыми числами m_i и m_f : $I_{m_i m_f M} \sim |(I_i, m_i, J, M|I_f, m_f)|^4 [F_{J,M}(\theta)]^2$.

Для суммы всех зеемановских компонент угловая зависимость интенсивности данного процесса имеет вид:

$$I_{\Sigma}(\theta) \sim \sum_{m_i, M} |(I_i, m_i, J, M|I_f, m_f)|^4 [F_{J,M}(\theta)]^2. \quad (143)$$

Подстановка в (143) требуемых значений коэффициентов Клебша–Гордана и конкретного выражения (142) для функции $F_{J,M}(\theta)$ с определенными значениями моментов и их проекций, соответствующих нашей задаче, дает следующее окончательное выражение для угловой зависимости мёссбауэровского излучения гамма-кванта ^{109m}Ag

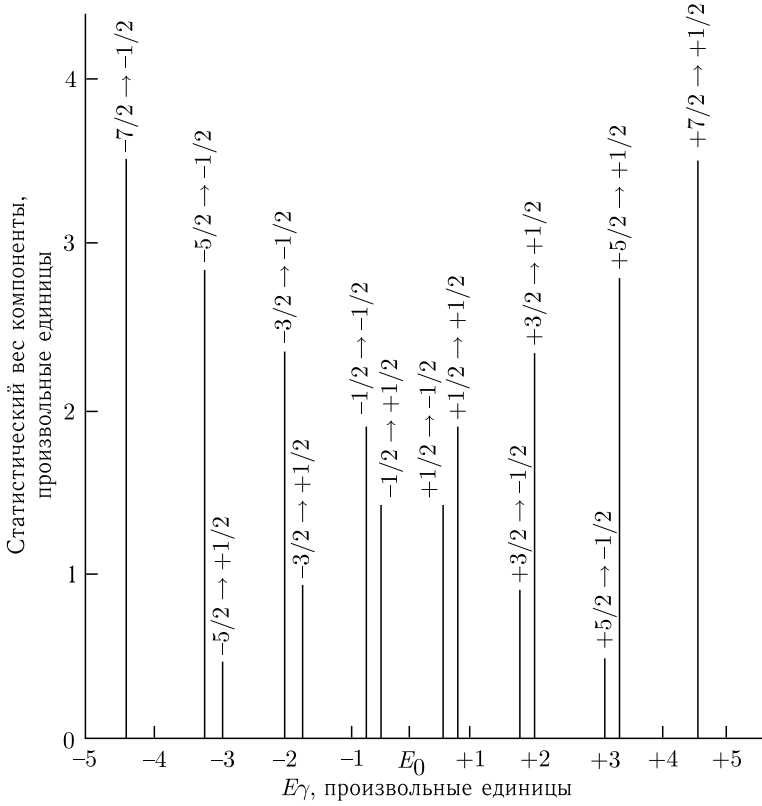


Рис. 30. Зеемановская структура гамма-переходов $7/2^+ \rightarrow 1/2^-$. Высота каждого отрезка представляет собой вес данной компоненты и пропорциональна квадрату соответствующего коэффициента Клебша–Гордана. $E\gamma$ — энергия компоненты, отсчитываемая от энергии нерасщепленной гамма-линии

с последующим его поглощением в том же образце с точностью до общего множителя, определяющего радиальную часть матричного элемента:

$$I_{\Sigma}(\theta) \sim 25\{18|Y_{33}|^2 + 6|Y_{32}|^2\}^2 + 20\{8|Y_{32}|^2 + 6|Y_{33}|^2 + 10|Y_{31}|^2\}^2 + 17\{2|Y_{31}|^2 + 10|Y_{32}|^2 + 12|Y_{30}|^2\}^2 + 8\{24|Y_{31}|^2\}^2. \quad (144)$$

График этой функции изображен на рис. 31. Видно, что наибольшее значение вероятности резонансного поглощения реализуется в случаях, когда гамма-кванты испускаются параллельно или антипараллельно направлению магнитного поля.

Если магнитное поле отсутствует, то все компоненты зеемановской сверхтонкой структуры сливаются в одну общую линию, и теперь гамма-кванты, соответствующие одной из этих компонент спектра испускания, могут резонансно поглощаться с участием всех 14 компонент спектра поглощения. Это, естественно, должно привести к увеличению вероятности резонансного поглощения по сравнению с ее величиной, достижимой при наличии магнитного поля. Выражение (143) переходит в этом случае в

$$I_{\Sigma, H=0} \sim \left| \sum_{m_i, M} |I_i, m_i, J, M| I_f, m_f|^2 F_{JM}(\theta) \right|^2. \quad (145)$$

Эта функция не зависит от θ в силу свойств сферических гармоник $Y_{J,m}(\theta, \phi)$, входящих в правую часть (145). Сравним вероятности данного процесса для случая, когда магнитное поле присутствует и $\theta = 0$. При этом вклады, отличные от нуля дают лишь члены с $Y_{30}(\theta, \varphi)$, содержащие степени $\cos \theta$ и не содержащие степеней $\sin \theta$. Этими свойствами обладают входящие в слагаемые выражения (132) функции $F_{3,1}(\theta)$ и $F_{3,-1}(\theta)$. С учетом этого получаем

$$I_{\Sigma}(\theta = 0)/I_{\Sigma, H=0} = (2 \cdot 5^2 |F_{3,1}(0)|^2 + 2 \cdot (3/7)^2 |F_{3,-1}(0)|^2) / (2 \cdot (5/7) F_{3,1}(0) + 2 \cdot (3/7) F_{3,-1}(0))^2.$$

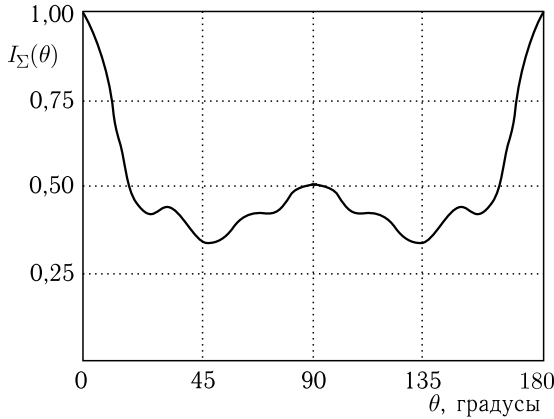


Рис. 31. Фактор $I_{\Sigma}(\theta)$, пропорциональный вероятности резонансного поглощения гамма-лучей изомера ^{109m}Ag . θ — угол между вектором напряженности магнитного поля и направлением, в котором регистрируются гамма-кванты

Принимая во внимание условие $F_{J,M} = F_{J,-M}$, имеем:

$$\frac{I_{\Sigma}(\theta = 0)}{I_{\Sigma, H=0}} = \frac{17}{64}.$$

Таким образом, в отсутствие магнитного поля резонансное поглощение гамма-лучей изомера ^{109m}Ag (регистрируемых в любом направлении) оказывается в 64/17 раз больше, чем поглощение в горизонтальном гамма-пучке параллельном (антипараллельном) направлению магнитного поля.

Чтобы достичь таких условий, надо уменьшить магнитное поле Земли по-крайней мере в 10^7 раз, а это очень и очень непросто сделать.

3.5. Зарубежные эксперименты по наблюдению резонансного самопоглощения гамма-лучей изомера ^{109m}Ag в металлическом серебре

В 1979 г. появилась статья В. Вильднера и У. Гонзера [106], в которой описывались опыты по наблюдению мёссбауэровского резонансного поглощения гамма-лучей изомера ^{109m}Ag , выполненные по методике, совершенно отличающейся от нашей. Ими был приготовлен гамма-источник, представлявший собой пластинку из монокристаллического серебра, в которую введен термодиффузией материнский нуклид ^{109}Cd . Режим термодиффузионного отжига был подобран так, чтобы средняя глубина проникновения атомов кадмия в серебро составила 0,125 мм. Измерялась зависимость интенсивности выходящих из пластинки гамма-лучей от ее температуры. При охлаждении гамма-источника от комнатной температуры до 77 К происходит уплотнение серебра, приводящее к увеличению его линейного коэффициента поглощения гамма-квантов. В данном случае расчеты предсказывали соответствующее этому ослабление выхода гамма-квантов с энергией 88 кэВ на 0,74 %. Опыт подтвердил такую степень ослабления интенсивности выходящих из источника гамма-квантов. При дальнейшем охлаждении гамма-источника до 4,2 К уплотнение серебра продолжается, но в гораздо меньшей степени, так как коэффициент линейного расширения (сжатия) серебра убывает при понижении температуры. Однако экспериментально полученные данные (см. рис. 32) показали, что ослабление интенсивности регистрируемых гамма-квантов намного превышает величину, ожидаемую на основании хорошо известных данных о температурной зависимости уплотнения серебра. Авторы приписали обнаруженное избыточное самопоглощение гамма-лучей эффекту Мёссбауэра, зная, что сечение связанного с ним резонансного поглощения гамма-лучей ^{109m}Ag должно увеличиться почти в 50 раз при переходе от температуры 77 К к 4,2 К. Величина эффекта избыточного самопоглощения, приписываемого эффекту Мёссбауэра, позволила оценить фактор уширения мёссбауэровской гамма-линии. Он оказался равным 30 (погрешность не указана). Однако авторы этой работы никак не объяснили причин отсутствия диполь-дипольного уширения гамма-линии.

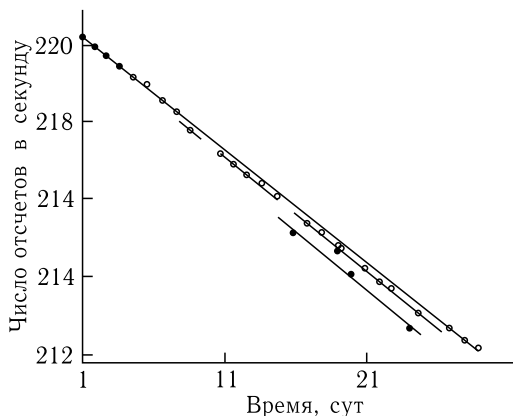


Рис. 32. Результаты экспериментов, выполненных в работе [106]. Изображенные линии представляют собой зависимости от времени чисел отсчетов детектора, измеренные при разных температурах. Верхняя линия относится к комнатной температуре, средняя — к температуре жидкого азота и нижняя — к температуре жидкого гелия

Через несколько лет появились публикации работ научной группы из США [107–109], в которых сообщалось о результатах аналогичных экспериментов. Результаты первых опытов американской группы представлены на рис. 33. В отличие от немецких физиков, американцы измеряли температурную зависимость отношения интенсивностей испускаемых источником рентгеновского и гамма-излучений. Это позволяло в какой-то мере улучшить стабильность результатов измерений и уменьшить влияние на эти результаты возможных деформаций экспериментальной установки. Должно было проявиться и, правда очень слабое, усиление наблюдаемого эффекта, поскольку процесс резонансного самопоглощения гамма-квантов приводит не только к ослаблению выхода гамма-квантов, но и к небольшому увеличению выхода рентгеновых лучей из-за внутренней конверсии гамма-лучей, испускаемых ядрами после резонансного поглощения гамма-квантов. В первых опытах этой группы были получены данные, подтверждающие результаты немецкой группы: факторы уширения мёссбауэровской гамма-линии оказались равными 16 и 24. В последней из опубликованных работ американской группы [109] представлены несколько менее убедительные данные с погрешностями, достигающими 50 %. Величина фактора уширения гамма-линии по сделанной в этой работе оценке равна 100. Заметим, что и в работах американской группы не дается объяснений отсутствия уширения, вызываемого магнитными диполь-дипольными взаимодействиями.

Поскольку у нас не было в то время оснований сомневаться в неизбежности большого уширения мёссбауэровской гамма-линии ^{109m}Ag вследствие диполь-дипольного взаимодействия ядерных магнитных

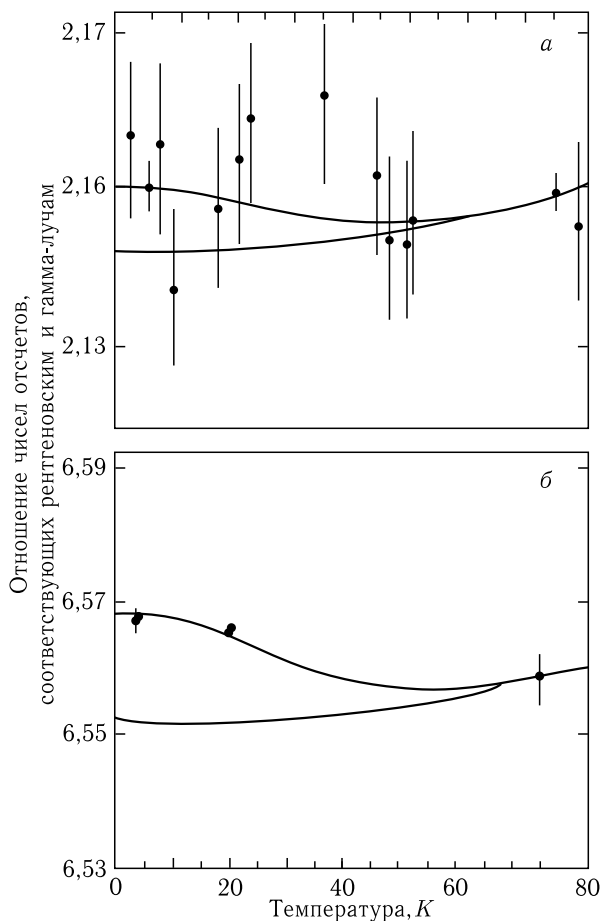


Рис. 33. Результаты двух первых опытов [107, 108] американской группы. На верхней (а) и на нижней (б) частях рисунка, относящихся к разным опытам, нижние кривые представляют собой результаты расчетов температурной зависимости отношения регистрируемых интенсивностей рентгеновского и гамма-излучений в отсутствие резонансного самопоглощения гамма-лучей в серебряном источнике. Верхние кривые оптимальным образом согласуются с экспериментальными данными и рассчитаны в предположении, что мёссбауэровское самопоглощение гамма-лучей в источнике имеет место

моментов, то результаты работы [106] показались нам парадоксальными и безусловно требующими проверки. В самой статье [106] не было упомянуто о каких-либо контрольных экспериментах, сделанных ее авторами. Поэтому нельзя было исключить возможность объяснения наблюдавшегося избыточного ослабления интенсивности гамма-лучей при охлаждении гамма-источника до 4,2 К деформациями криостата,

вследствие которых источник слегка отодвигался от детектора, или наличием ранее неизвестного фазового перехода в серебре в области температур между 77 и 4,2 К, вследствие которого возрастала бы плотность серебра. Для проверки второго из этих предположений нами были проделаны опыты по измерению пропускания металлическим серебром гамма-лучей ^{109m}Ag (88,03 кэВ), ^{155}Gd (86,5 и 105,3 кэВ) и ^{57}Fe (122 и 136 кэВ). Опыты велись в вертикальной геометрии, что исключало в данном случае возможность вклада эффекта резонансного поглощения гамма-лучей серебра на уровне более 0,01 %. Эти опыты показали, что аномального поглощения гамма-лучей с энергиями 88,03 и 86,5 кэВ при температурах поглотителя 4,2, 77 и 293 К нет. Данные этих опытов опубликованы в статьях [110, 111].

3.6. Эксперименты группы ИТЭФ, проведенные в последние годы с изотопом ^{109m}Ag

Нами были предприняты эксперименты по выявлению резонансного самопоглощения гамма-лучей изотопа ^{109m}Ag в образцах металлического серебра, содержащих введенный в них термодиффузией материнский нуклид ^{109}Cd , с использованием влияния на гамма-резонанс не только температуры, но и гравитации и направления земного магнитного поля. Для этой цели была создана установка, принципиальная схема которой изображена на рис. 34, а общий вид — на рис. 35. Главной частью установки был малогабаритный проточный криостат, позволяющий охлаждать помещенные в него гамма-источники до температуры жидкого азота или жидкого гелия. Кроме основного серебряного гамма-источника в криостате находился контрольный нерезонансный гамма-источник, в качестве материала которого в самых первых опытах использовался ^{57}Co , внедренный в медную фольгу, а в последующих экспериментах — ^{241}Am . Гамма-лучи, испускаемые источниками в горизонтальном и вертикальном направлениях, регистрировались двумя германиевыми детекторами, сигналы с которых подавались на общий амплитудный анализатор Nokia LP 4900В через блок селекции подгрупп памяти. Коаксиально криостату укреплен пара колец Гельмгольца, с помощью которых можно было скомпенсировать вертикальную составляющую магнитного поля Земли в области расположения гамма-источников. Через стеклянные окна криостата можно было наблюдать с помощью теодолита за положением охлаждаемого объема криостата, к которому прикреплены гамма-источники, и измерять его деформационные смещения с точностью ~ 20 мкм. С помощью луча лазера, отражаемого небольшим зеркальцем, укрепленным на этом объеме, можно было следить за поворотом плоскости гамма-источников, связанным с деформациями внутренних частей криостата при изменении температуры и оценивать его угол. Эксперименты проводились при комнатной температуре, а затем при 77 и 4,2 К. Измерялись

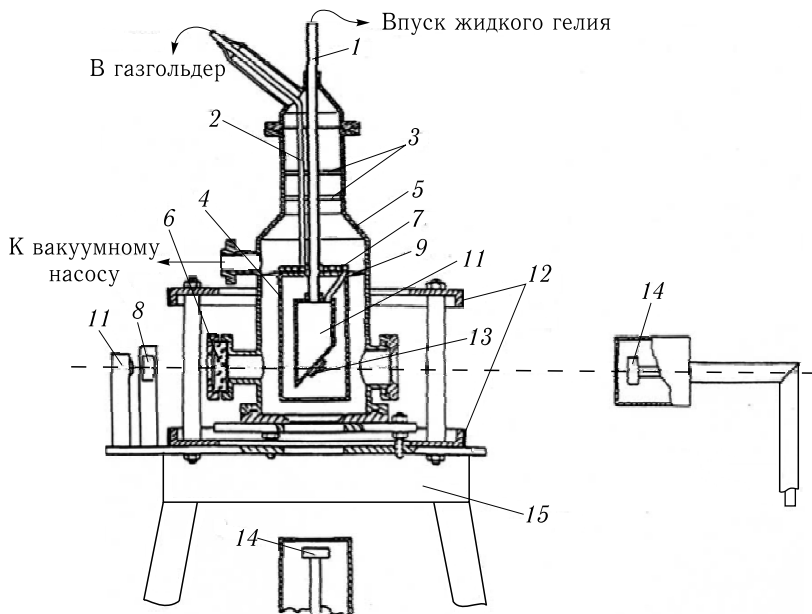


Рис. 34. Схема установки для наблюдения мёссбауэровского резонансного поглощения гамма-лучей изотома ^{109m}Ag в ее окончательном варианте. Масштаб не соблюден. 1 — Тонкостенная трубка, на которой подвешен гелиевый объем, одновременно служащая для впуска криогенных жидкостей, 2 — трубка для выпуска испаряющегося гелия, 3 — кварцевые шайбы, предотвращающие изгиб трубки 1, 4 — тепловой экран гелиевого объема, 5 — корпус криостата, 6 — стеклянное окно, 7 — скрученная спиралью трубка для охлаждения теплового экрана испаряющимся гелием, 8 — зеркало, 9 — противодеформационные упоры, 10 — гелиевый объем, 11 — осветитель, 12 — кольца Гельмгольца, 13 — гамма-источники, 14 — HPGe-детекторы, 15 — подставка

интенсивности гамма-линий ^{109m}Ag и контрольного гамма-источника и вычислялось отношение R этих интенсивностей. При переходе от комнатной температуры к 77 К происходило снижение интенсивностей гамма-линий вследствие уплотнения материалов источников и их упаковок.

Как будет показано ниже, уплотнение алюминиевых оболочек источников очень слабо влияет на выходы гамма-квантов. Поэтому зависимость от температуры величины R практически целиком обусловлена поведением серебра и не подвержена влиянию очень слабых температурных изменений интенсивности гамма-лучей америция. По найденному снижению интенсивности гамма-лучей серебра, вызванному охлаждением до 77 К, можно было вычислить величину снижения этой интенсивности при дальнейшем охлаждении источников до температуры жидкого гелия, зная хорошо изученную температурную



Рис. 35. Общий вид установки для наблюдения резонансного самопоглощения
гамма-лучей ^{109m}Ag

зависимость коэффициента линейного расширения (сжатия) серебра в области низких температур [112]. Эффект резонансного поглощения проявлялся при температуре жидкого гелия как избыточное ослабление

интенсивности гамма-лучей серебра сверх ожидаемого на основании данных об уплотнении вещества источника. Влияние охлаждения на выход гамма-лучей контрольного гамма-источника было гораздо меньшим, чем для гамма-лучей серебра, так как контрольный источник был очень тонким: в большинстве опытов он представлял собой кусок хроматографической бумаги, пропитанный водным раствором нитрата америция-241, высушенный и заклеенный в алюминиевую фольгу криостойким клеем. Заметим, что использование для выявления резонансного поглощения гамма-лучей значений отношений R , а не самих интенсивностей гамма-линий в отдельности, существенным образом снижает влияние деформаций внутренних частей криостата, которые могли бы возникнуть при изменении их температуры. Так смещение источника на 1 мм по отношению к детектору, находящемуся от него на расстоянии 30 см, привело бы к изменению регистрируемой интенсивности гамма-лучей на $\sim 0,67\%$ в то время как отношение R для двух источников, один из которых находится в 30 см от детектора, а промежуток между источниками равен 2 мм, изменилось бы при таком же смещении лишь на $0,004\%$. Дрейф электронной аппаратуры тоже в меньшей степени влияет на величину R , чем на регистрируемые интенсивности отдельных гамма-линий.

Самый первый опыт [113] был сделан, когда установка еще не была оснащена ни кольцами Гельмгольца, ни приспособлениями для слежения за возможными деформациями внутренних частей криостата. Были найдены изменения отношений R интенсивностей гамма-линий 88 кэВ ^{109m}Ag и 122 кэВ ^{57}Fe (контрольный источник на основе ^{57}Co) для детекторов горизонтального и вертикального гамма-пучков при переходе от температуры гамма-источников 77 К к температуре 12 К (серебряный источник не удалось охладить ниже этой температуры). Они оказались следующими:

Для горизонтального гамма-пучка: $\frac{R(77\text{ К}) - R(12\text{ К})}{R(77\text{ К})} = 0,00064 \pm \pm 0,00044$;

Для вертикального гамма-пучка: $\frac{R(77\text{ К}) - R(12\text{ К})}{R(77\text{ К})} = -0,00047 \pm \pm 0,00051$.

Первое из этих значений согласуется с данными [106], где эффект избыточного самопоглощения гамма-квантов серебра составлял $0,1\%$, в то время как во втором случае надо уйти от измеренной величины на три стандартных отклонения, чтобы получить $0,1\%$. Конечно, этот первый опыт нельзя расценивать как достоверное наблюдение мёссбауэровского поглощения гамма-лучей серебра в горизонтальном гамма-пучке при одновременном отсутствии его в вертикальном направлении, что можно было бы приписать гравитационному подавлению резонансных условий. Однако нельзя и не признать, что эти результаты не противоречат такой картине.

Следующий опыт [114] был выполнен в значительно улучшенных условиях. Появилась возможность следить с помощью теодолита за деформационными сдвигами внутренних частей криостата, были установлены компенсационные кольца Гельмгольца. Вместо контрольного источника на основе ^{57}Co , оказавшегося имеющим ферромагнитные свойства, был установлен источник из ^{241}Am , излучающий гамма-кванты с энергией 59,54 кэВ. Это было сделано для того, чтобы избежать искажения земного магнитного поля в области гамма-источников влиянием ферромагнитного образца. Заметим, что с той же целью и сам криостат и близко к нему расположенные детали установки, включая крепежные болты и гайки, изготовлены из немагнитных материалов. Первоначально предполагалось в качестве еще одного средства выявления эффекта резонансного поглощения гамма-лучей серебра применить периодическое включение и выключение колец Гельмгольца, что должно было привести к изменению направления земного магнитного поля, действующего на гамма-источники, с естественного (при выключенных кольцах), при котором в Москве вектор напряженности поля направлен вниз под углом $\sim 70^\circ$ к горизонту, на горизонтальное. Согласно [100] это должно приводить к увеличению вероятности резонансного поглощения гамма-квантов в 2,5 раза. Однако к началу данного эксперимента оказалось, что активность ранее изготовленного нами серебряного гамма-источника заметно снизилась из-за естественного распада ^{109}Cd . В этих условиях мы не могли за разумное время выполнить опыт в режиме переключения колец Гельмгольца. Поэтому все измерения шли при постоянно включенных кольцах, т.е. в условиях наиболее благоприятных для наблюдения резонансного поглощения гамма-лучей серебра в горизонтальном гамма-пучке. Результаты выполненных измерений оказались, после введения поправок на уплотнение веществ источников и на измеренные деформационные сдвиги их относительно детекторов, таковыми:

$$\text{Для горизонтального направления: } \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(77\text{ K}) - R(4,2\text{ K})}{R(77\text{ K})} = 0,00397 \pm 0,00069.$$

$$\text{Для вертикального направления: } \frac{\Delta R}{R} = -0,00093 \pm 0,00067.$$

Несколько выходящее за пределы статистической погрешности отрицательное значение $\Delta R/R$ для вертикального гамма-пучка объясняется небольшим поворотом плоскости гамма-источника, вызванного деформацией системы подвеса гелиевого объема криостата при охлаждении от 77 до 4,2 К. После введения соответствующей поправки величина $\Delta R/R$ для горизонтального гамма-пучка принята равной $0,00300 \pm 0,00096$. Для вертикального гамма-пучка соответствующая величина не выходит за пределы погрешности.

Для получения количественных данных о сечении резонансного поглощения гамма-лучей серебра в данном конкретном опыте требуется прежде всего определить среднюю глубину внедрения атомов материнского нуклида ^{109}Cd в серебро для данного гамма-источника. При изготовлении источников мы следовали рекомендациям В.Н. Кайгородова (Институт физики металлов РАН, Екатеринбург), которому автор выражает благодарность за консультацию, любезно предоставленную одному из сотрудников нашей группы. Изготовление серебряных гамма-источников происходило следующим образом [115]. Серебряные пластинки диаметром 25 мм и толщиной ~ 1 мм, отрезанные от цилиндрического монокристалла серебра на электроэрозионном станке (ось цилиндра соответствовала кристаллическому направлению (100)), протравливались в водном растворе CgO_3 и CaCl_2 , взятых в количествах 23,0 и 6,5 % по отношению к массе раствора. Слегка изогнувшиеся при отрезании пластинки выпрямляли отжигом при 700°C в течение 3 часов. Радиоактивный ^{109}Cd наносили на обе плоские поверхности пластинок электролизом во фторопластовой ванне с платиновым анодом. Электролит представлял собой однонормальный раствор HCl , содержащий ^{109}Cd в концентрации, соответствующей 10^{-4} молярного раствора. Для предотвращения выделения на катоде водорода, препятствующего осаждению кадмия, pH раствора поддерживали на уровне 8–9 добавлением раствора аммиака. Активность ^{109}Cd в растворе составляла в разных случаях от 185 до 370 МБк. Из этого количества высадить на серебро удавалось обычно половину. Для диффузионного отжига серебряную пластинку с нанесенным на нее ^{109}Cd помещали в кварцевую ампулу, откачивали до давления 10^{-4} Торр и отпаивали. Отжиг проводился в горизонтальной трубчатой печи. При изготовлении первых источников разогрев печи проводился со скоростью $2^\circ\text{C}/\text{мин}$ от 20 до 750°C , причем температуру поддерживали с точностью $0,5^\circ\text{C}$. В дальнейшем мы убедились, что можно вести разогрев и при скорости подъема температуры, свойственной нашей печи при включении ее сразу на мощность, соответствующую конечной температуре $700\text{--}750^\circ\text{C}$. Отжиг продолжался несколько суток (в самом первом случае — 91,4 ч). Поступление кадмия в серебро происходило, по-видимому, из паровой фазы. Об этом говорит, в частности, тот факт, что при изготовлении первого источника мы наносили кадмий электролитически только на одну сторону серебряной пластинки и пытались предотвратить попадание кадмия на другую ее сторону, закрывая серебряную пластинку с обеих сторон плоскими кварцевыми пластинками. Тем не менее кадмий продиффундировал в серебро и с той и с другой стороны, причем в одинаковых количествах (с точностью лучше 1 %), как показали проведенные нами измерения интенсивностей излучений. Интересно отметить, что кварцевая ампула, в которой находилась серебряная пластинка при отжиге, оказалась по окончании отжига очень слабо загрязненной активностью ^{109}Cd . Помещенное в нее серебро действовало при отжиге подобно насосу, поглощая и пары кадмия, и кадмий,

находящийся на его поверхности. Средняя глубина проникновения кадмия в серебро в первом изготовленном нами источнике составила 125 мкм. Для определения средней глубины мы разработали неразрушающий метод, основанный на сравнении отношений выходов гамма-лучей ^{109m}Ag и рентгеновского излучения серебра, измеренных для данного металлического источника и для очень тонкого источника, изготовленного пропиткой куска фильтровальной бумаги раствором хлористого ^{109}Cd . В таком тонком источнике практически не происходит поглощения ни рентгеновых лучей серебра, ни, тем более, гамма-квантов с энергией 88 кэВ. В то же время в серебряном источнике два вида излучения поглощаются по-разному из-за большого различия в коэффициентах поглощения. При проводимых нами измерениях отношений интенсивностей рентгеновского и гамма-излучений детектор находился на большом расстоянии от гамма-источников по сравнению с их размерами. Поэтому можно было считать, что регистрируемые фотоны испускаются в перпендикулярном плоскости источника направлении. Пусть при регистрации излучений тонкого источника примененный детектор зарегистрировал интенсивность определенной линии рентгеновского излучения серебра, например, линии серии K_α , оказавшуюся равной I_{x1} , а интенсивность гамма-линии 88 кэВ оказалась при этом равной $I_{\gamma1}$. Отношение этих интенсивностей, $R_1 = I_{x1}/I_{\gamma1}$, определяется реальным отношением выходов рентгеновского излучения и гамма-квантов серебра на один распад возбужденного состояния ^{109m}Ag и эффективностями регистрации этих излучений примененным детектором. Очевидно, что если бы поглощение излучений в серебряном источнике отсутствовало, то детектор дал бы и для этого источника ту же величину отношения их интенсивностей. В реальном случае это отношение окажется для излучающих ядер, находящихся на глубине $d - z$ (d — толщина пластины) от поверхности пластины, обращенной к детектору, равным $I_{x1}e^{-\mu_e(d-z)}/I_{\gamma1}e^{-\mu_\gamma(d-z)}$. Величины I_{x1} и $I_{\gamma1}$ можно истолковать в данном случае как интенсивности соответствующих излучений, приходящиеся на один акт распада изомерного состояния ^{109m}Ag , умноженные на соответствующие эффективности регистрации их примененным детектором (включая геометрические факторы). Если бы диффузия кадмия в серебре шла только с одной стороны пластинки, то распределение кадмия в серебре по окончании диффузионного отжига определялось бы формулой

$$N_{\text{Cd}}(z) \propto e^{-bz^2}.$$

Здесь $b = 1/4Dt$, где D — коэффициент диффузии, а t — продолжительность диффузионного процесса. Координата z отсчитывается от поверхности пластины, на которую был нанесен кадмий, в перпендикулярном к ней направлении.

В связи с тем, что в нашем случае диффузия кадмия в серебре идет двумя плоскими фронтами, движущимися навстречу друг другу, возникающее после окончания термодиффузионного отжига распределение кадмия вдоль перпендикулярного плоскости пластинки направления z может быть приближенно представлено в виде

$$N_{\text{Cd}}(z) = \text{const} [e^{-bz^2} + e^{-b(d-z)^2}]. \quad (146)$$

Средняя глубина залегания кадмия в серебре для распределения вида e^{-bz^2} определяется выражением

$$z_{\text{av}} = \frac{\int_0^\infty z e^{-bz^2} dz}{\int_0^\infty e^{-bz^2} dz} = \frac{1/2b}{1/2\sqrt{\pi/b}} = \frac{1}{\sqrt{b\pi}}. \quad (147)$$

Точное решение задачи о распределении атомов продиффундировавшего элемента при двухсторонней диффузии [116] приводит к формуле

$$N(z) = \text{const} \left[1 + 2 \sum_{k=2}^{\infty} e^{-\frac{\pi^2 D k^2}{l^2} t} \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) \right]. \quad (148)$$

Здесь l — толщина пластинки, D — коэффициент диффузии, t — продолжительность процесса диффузии. Суммирование в (148) выполняется по четным k . В наших условиях ряд, входящий в (148), сходится очень быстро и оказывается достаточным учесть члены с $k = 2$ и 4. Сравнение результатов расчетов распределения $N(z)$ для конкретных условий по формулам (146) и (148) показывает, что они очень мало отличаются друг от друга. Поэтому можно без всяких ограничений пользоваться более простым выражением (146).

Чтобы рассчитать отношение R_2 интенсивностей рентгеновского и гамма-излучений, испускаемых серебряным источником перпендикулярно его плоскости, надо вычислить следующее отношение интегралов:

$$\frac{\int_0^d N_{\text{Cd}}(z) I_{x1} e^{-\mu_x(d-z)} dz}{\int_0^d N_{\text{Cd}}(z) I_{\gamma 1} e^{-\mu_\gamma(d-z)} dz} = \frac{I_{x1} \int_0^d N_{\text{Cd}}(z) e^{-\mu_x(d-z)} dz}{I_{\gamma 1} \int_0^d N_{\text{Cd}}(z) e^{-\mu_\gamma(d-z)} dz} = R_2. \quad (149)$$

Величину b , входящую в выражение (146) для $N_{\text{Cd}}(z)$, а следовательно, и z_{av} можно найти, сравнивая результаты расчетов по формуле (149) для разных значений b с измеренным значением R_2 . Теперь, если известна величина b и тем самым определено в соответствии с (146) распределение атомов кадмия в серебряной пластинке, можно рассчитать, во-первых, как должен уменьшаться выход гамма-квантов из-за уплотнения серебра при понижении температуры и, во-вторых, вычислить для конкретных геометрических условий

опыта относительную величину эффекта резонансного самопоглощения гамма-лучей в веществе источника в зависимости от величины сечения этого процесса. Начнем с первого. На рис.36 изображены зависимости от температуры коэффициентов линейного расширения серебра и алюминия. Данные взяты, соответственно, из табл.5 и 17, приведенных в книге [112]. Если в результате понижения температуры линейные размеры источника сократились во всех направлениях в n раз, то число атомов в единице объема выросло в n^3 раз, а длина l , на которой происходит поглощение гамма-квантов, уменьшилась в n раз. Вследствие этого безразмерный показатель экспоненты, учитывающий поглощение, μl (μ — коэффициент поглощения), должен увеличиться в n^2 раз. При малом изменении температуры от T до $T - dT$ длина l изменится на величину

$$dl = -l\alpha(T)dT, \quad (150)$$

где $\alpha(T)$ — зависящий от температуры коэффициент линейного расширения. Интегрируя (150) по T от T_1 до T_2 , получим

$$\ln(l_1/l_2) = - \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T)dT \quad (151)$$

и, поскольку $T_2 < T_1$, то

$$l_2 = l_1 e^{- \left| \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T)dT \right|}. \quad (152)$$

Соответственно, для произведения μl будет справедливо соотношение

$$(\mu l)_2 = (\mu l)_1 e^{2 \left| \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T)dT \right|}. \quad (153)$$

Интеграл в показателе экспоненты в (153) можно с достаточной для нас точностью определить по графикам рис.33. Для серебра интеграл, соответствующий изменению температуры от 293 до 77 К, равен 0,00368, а для дальнейшего охлаждения от 77 до 4,2 К — 0,0004357. Для алюминия соответствующие интегралы равны 0,003967 и 0,0002647.

Рассмотрим несколько частных случаев. Если радиоактивные атомы равномерно распределены по объему пластинки серебра толщиной d , то интенсивность гамма-лучей, I_γ , регистрируемая детектором, удаленным от источника на расстояние гораздо большее размеров источника, выражается формулой

$$I_\gamma = \frac{N\varepsilon(1 - e^{-\mu d})}{\mu d}. \quad (154)$$

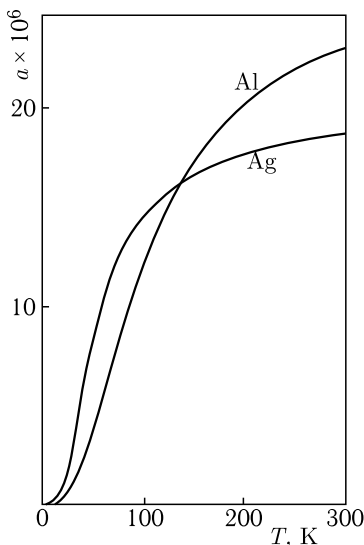


Рис. 36. Коэффициенты линейного расширения алюминия и серебра в зависимости от температуры (по данным, представленным в книге [110])

Здесь N — полное число гамма-квантов, испускаемых источником за время измерения, а ε — эффективность детектора, включающая в себя и геометрический фактор. Для гамма-лучей с энергией 88,03 кэВ коэффициент поглощения μ равен при комнатной температуре $21,535 \text{ см}^{-1}$ (интерполяция данных [117]). Если $d = 1 \text{ мм}$, то при $T = 293 \text{ К}$ $I_\gamma = 0,41272N\varepsilon$. После охлаждения источника до температуры жидкого азота произведение μd увеличится в соответ-

ствии с фактором $e^{2 \left| \int_{293 \text{ К}}^{77 \text{ К}} \alpha(T) dT \right|} = e^{2 \cdot 0,00368} = 1,0073872$. Величина I_γ оказывается при этом равной $0,41056N\varepsilon$. Относительное изменение I_γ составляет при этом 0,523 %. После дальнейшего охлаждения источника до 4,2 К регистрируемая интенсивность гамма-лучей снизится до величины $0,41030N\varepsilon$. По отношению к величине интенсивности, регистрируемой при температуре жидкого азота, изменение I_γ составляет 0,0633 %.

При обработке экспериментальных данных, статистические погрешности которых превосходят 10 %, можно воспользоваться упрощенной моделью распределения излучающих атомов в веществе источника, а именно, считая, что они расположены в двух тонких слоях на расстояниях от поверхностей пластины, равных средней глубине проникновения кадмия в серебро, l_{av} . Для такого распределения регистрируемая интенсивность гамма-лучей равна

$$I_\gamma = \frac{N\varepsilon}{2} \left[e^{-\mu(d-l_{av})} + e^{-\mu l_{av}} \right]. \quad (155)$$

Если $l_{av} = 0,15$ мм, а $d = 1$ мм, то при комнатной температуре $I_\gamma = 0,44418N\varepsilon$, при 77 К $I_\gamma = 0,44223N\varepsilon$ и при 4,2 К $I_\gamma = 0,44200N\varepsilon$. Относительные изменения интенсивности гамма-лучей составляют при переходе от 293 К к 77 К 0,439 %, а после охлаждения источника от 77 до 4,2 К — 0,0520 %. Заметим, что использовать данную упрощенную модель распределения кадмия в серебре можно при вычислении выхода гамма-излучения серебра, но не рентгеновского излучения, коэффициент поглощения которого значительно больше, чем у гамма-квантов. Для расчетов выхода рентгеновых лучей надо пользоваться реальным распределением кадмия в серебре.

В заключение рассмотрим именно этот случай реального распределения атомов кадмия в серебре, сформировавшегося в результате двухсторонней термодиффузии и описываемого выражением (135). В этом случае регистрируемая интенсивность гамма-лучей равна

$$I_\gamma = CN\varepsilon \int_0^d [e^{-bx^2} + e^{-b(d-x)^2}] e^{-\mu(d-x)} dx. \quad (156)$$

Здесь C — нормировочный коэффициент, определяемый из условия

$$C \int_0^\infty e^{-bx^2} dx = C \int_0^\infty e^{-b(d-x)^2} dx = 1/2. \quad (157)$$

При $l_{av} = 0,15$ мм, b , согласно (147), равно $14,147 \text{ мм}^{-2}$. Если, к тому же, $d = 1$ мм, то $C = 2,122$. Численный расчет интеграла (156) приводит к следующим значениям I_γ для температур источника 293, 77 и 4,2 К соответственно: 0,45559, 0,45368 и 0,45347. Видно, что эти величины отличаются не более чем на 3 % от соответствующих значений, вычисленных по упрощенной формуле (143). Относительные изменения I_γ при переходах от температуры 293 К к 77 К и от 77 К к 4,2 К равны, соответственно, 0,419 % и 0,0463 %.

Посмотрим теперь, насколько меняется при охлаждении интенсивность гамма-лучей контрольного источника, изготовленного из нитрата ^{241}Am , вследствие уплотнения его алюминиевой оболочки толщиной 0,1 мм. При комнатной температуре коэффициент поглощения в алюминии гамма-лучей ^{241}Am с энергией 59,54 кэВ равен $0,735 \text{ см}^{-1}$ (интерполяция данных [117]). Значит, сквозь слой алюминия толщиной 0,1 мм пройдет при комнатной температуре 0,992677 той интенсивности гамма-лучей америция, которую зарегистрировал бы детектор в отсутствие алюминиевой оболочки. При переходе к температуре жидкого азота эта величина уменьшится до 0,992648, а при дальнейшем охлаждении до 4,2 К она станет равной 0,992646. Соответствующие относительные величины снижений интенсивности гамма-лучей равны 0,0029 % и 0,0002 %. Оба эти значения достаточно малы по сравнению с погрешностями наших опытов, что позволяет пренебречь влиянием уплотнения алюминиевой оболочки америцевого гамма-

источника на регистрируемую интенсивность излучаемых им гамма-квантов.

Перейдем теперь к методике определения на основании опытных данных сечения резонансного поглощения гамма-квантов в условиях, когда гамма-кванты регистрируются в горизонтальном и вертикальном направлениях. На рис. 37 изображена без соблюдения масштабов геометрия опыта с горизонтальным гамма-пучком. Гамма-кванты и рентгеновское излучение источника регистрируются планарным детектором из сверхчистого германия, попадая в него через ограничительное окно. Будем считать, что все гамма-кванты одной энергии, попадающие в окно детектора, регистрируются с одинаковой эффективностью. Пусть изображенная на рис. 37 ось z лежит в горизонтальной плоскости перпендикулярно прямоугольному окну детектора. Входное окно детектора отстоит от начала координат на расстоянии z_0 . Рассмотрим поглощение в веществе источника фотонов, испускаемых атомами, находящимися в элементе объема источника $dV_1(x_1, y_1, z_1) = dx_1 \cdot dy_1 \cdot dz_1$, в направлении на элемент площади окна детектора $dS_2 = dx_2 \cdot dy_2$. Тригонометрические функции, определяющие углы α , β и γ , таковы:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x_2 - x_1}{z_0 - z_1}, \quad (158)$$

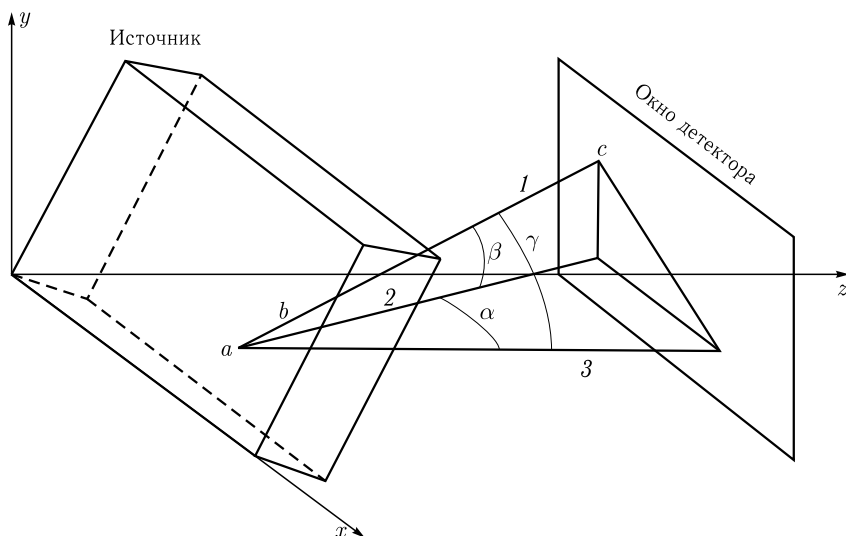


Рис. 37. Геометрия эксперимента, проводимого при горизонтальном направлении оси гамма-пучка. Масштаб не соблюден. Гамма-квант влетает в окно детектора вдоль прямой 1. Прямая 2 — проекция прямой 1 на горизонтальную плоскость. Прямая 3 параллельна оси z

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{y_2 - y_1}{\sqrt{(z_0 - z_1)^2 + (x_2 - x_1)^2}}, \quad (159)$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}}{z_0 - z_1}. \quad (160)$$

По мере удаления от точки испускания (x_1, y_1, z_1) гамма-кванты, испущенные под не равным нулю углом β по отношению к горизонтальной плоскости, будут все более смещаться по вертикали относительно этой точки. Это смещение выражается формулой:

$$h(z_{abs}) = \frac{(y_2 - y_1)(z_{abs} - z_1)}{z_2 - z_1}, \quad (161)$$

где z_{abs} — координата точки возможного резонансного поглощения гамма-кванта. По этой причине сечение резонансного поглощения этих квантов будет постепенно уменьшаться из-за растущего гравитационного сдвига гамма-резонанса. И если обычное электронное нерезонансное поглощение гамма-квантов определится экспонентой с отрицательным показателем, равным произведению коэффициента обычного поглощения μ_e на длину пути гамма-кванта в веществе источника $(d - z_1)/\cos \gamma$, то ядерное резонансное поглощение определится интегралом вдоль пути гамма-кванта от экспоненты, показатель которой постепенно снижается по абсолютной величине из-за уменьшения сечения резонансного поглощения.

Сечение резонансного поглощения гамма-лучей, мёссбауэровская составляющая спектра которых представляет собой лоренцеву линию с реальной в условиях данного опыта шириной $\Gamma_{\text{реал}}$, дается формулой

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{рез. погл}} &= \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1} \frac{a}{1 + \alpha_t} \frac{\Gamma_{\text{ест}}}{\Gamma_{\text{реал}}} f^2 \frac{\Gamma_{\text{реал}}^2/4}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma_{\text{реал}}^2/4} = \\ &= \frac{\sigma_0}{k} \frac{\Gamma_{\text{реал}}^2/4}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma_{\text{реал}}^2/4}. \end{aligned} \quad (162)$$

Здесь λ — длина волны гамма-излучения, J_e и J_0 — спины возбужденного и основного состояний ядра соответственно, a — доля резонансно поглощающего гамма-лучи изотопа в естественной смеси, α_t — полный коэффициент внутренней конверсии гамма-излучения, $\Gamma_{\text{ест}}$ — естественная ширина гамма-линии, а $\Gamma_{\text{реал}}$ — ее реальная ширина, f — вероятность излучения (поглощения) гамма-кванта без отдачи, E_γ — энергия гамма-квантов, E_0 — положение центра гамма-резонанса на шкале энергий, $k = \Gamma_{\text{реал}}/\Gamma_{\text{ест}}$ — фактор уширения мёссбауэровской гамма-линии. Предполагается, что реальная ширина мёссбауэровской линии поглощения тоже равна $\Gamma_{\text{реал}}$.

Нормированный на единицу спектр излучения гамма-источника, сдвинутый на величину S по энергии относительно положения центра гамма-резонанса поглощающих ядер, имеет вид:

$$N(E_\gamma) = \frac{2}{\pi\Gamma_{\text{реал}}} \frac{\Gamma_{\text{реал}}^2}{(E_\gamma - E_0 - S)^2 + \Gamma_{\text{реал}}^2/4}. \quad (163)$$

Усредняя сечение (162) по спектру гамма-лучей (163), получаем

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{2k} \frac{1}{1 + S^2/\Gamma_{\text{реал}}^2} = \frac{\sigma_0}{2k} \frac{1}{1 + S^2/\Gamma_{\text{ест}}^2 k^2}. \quad (164)$$

Гравитационный сдвиг гамма-резонанса, $\Delta E_\gamma = E_\gamma gh/c^2$, в случае изомера ^{109m}Ag равен

$$\Delta E_\gamma = 0,153472 \cdot 10^{-24} h \text{ эрг}. \quad (165)$$

Здесь разность вертикальных координат излучающего и поглощающего ядер, h , выражена в см.

Подставляя (164) в качестве S в (153), получаем с учетом того, что $\Gamma_{\text{ест}}$ для ^{109m}Ag равна $1,16 \cdot 10^{-17}$ эВ = $1,856 \cdot 10^{-29}$ эрг,

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{2k} \frac{1}{1 + 0,683758 \cdot 10^8 (h/k)^2}. \quad (166)$$

Вернемся к рис. 37. Поглощение в веществе источника гамма-кванта, испущенного в точке (x_1, y_1, z_1) и попавшего в ограничительное окно детектора в точке (x_2, y_2) , определяется фактором

$$\exp[-\mu_e(d - z_1)/\cos\gamma] \cdot \exp\left[-\int_{z_1}^d \sigma(z_{\text{abs}})\nu dz_{\text{abs}}/\cos\gamma\right]. \quad (167)$$

Здесь z_{abs} — координата точки возможного резонансного поглощения гамма-кванта, а $\sigma(z_{\text{abs}})$ выражается формулой (166) при условии, что h определяется соотношением (161); ν — число атомов Ag в 1 см^3 вещества гамма-источника, μ_e — коэффициент нерезонансного (электронного) поглощения гамма-лучей в серебре.

Напишем с учетом формул (161), (166) и (167) выражение для числа гамма-квантов dN , испущенных в элементе объема $dV_1 = dx_1 dy_1 dz_1$ гамма-лучей ^{109m}Ag , и попавших в элемент площади окна детектора

$dS_2 = dx_2 dy_2$ в условиях, когда гамма-источник находится при температуре жидкого гелия, в следующем виде:

$$dN \sim \left[e^{-bz_1^2} + e^{-b(d-z_1)^2} \right] \frac{dS_2 \cos^3 \gamma}{4\pi (z_0 - z_1)^2} \exp \left[-\frac{\mu (d - z_1)}{\cos \gamma} \right] \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{\sigma_0 \nu}{2k} \int_{z_1}^d \frac{dz_{abs}}{\left\{ 1 + 0,683758 \cdot 10^8 \left[\frac{(y_2 - y_1)(z_{abs} - z_1)}{k(z_2 - z_1)} \right]^2 \right\}} \right\} dV_1. \quad (168)$$

Интеграл в показателе последней экспоненты берется аналитически, после чего выражение (167) приобретает вид

$$dN \sim \left[e^{-bz_1^2} + e^{-b(d-z_1)^2} \right] \frac{dS_2 \cos^3 \gamma}{4\pi (z_0 - z_1)^2} \exp \left[-\frac{\mu (d - z_1)}{\cos \gamma} \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{\sigma_0 \nu (z_2 - z_1)}{1,653794 \cdot 10^4 (y_2 - y_1)} \right] \times \\ \times \arctg \left[0,826897 \cdot 10^4 \frac{(y_2 - y_1)(d - z_1)}{k(z_2 - z_1)} \right] dV_1. \quad (169)$$

Чтобы получить величину, пропорциональную регистрируемой детектором интенсивности гамма-квантов при температуре источника 4,2 К, надо проинтегрировать выражение (169) по объему источника и по площади окна детектора.

Выражение для интенсивности гамма-лучей, регистрируемой при комнатной температуре и при 77 К, отличается от (169) отсутствием последней экспоненты и слегка меньшим значением μ в соответствии с меньшей, чем при температуре жидкого гелия, плотностью серебра.

В случае вертикального гамма-пучка дело обстоит несколько проще. Слабая расходимость этого пучка мало влияет на обычное и резонансное поглощение гамма-квантов. Поэтому можно оценить эффект резонансного поглощения, считая, что все гамма-кванты испускаются в строго вертикальном направлении. Рассмотрим горизонтально расположенную пластинку-источник толщиной d , в которой излучающие атомы распределены в соответствии с формулой (146) при условии, что ось z направлена вертикально вниз. В этом случае интенсивность гамма-лучей I_γ , регистрируемая при температуре жидкого гелия, выразится следующим образом:

$$I_\gamma \sim \int_0^d \left\{ C \left[e^{-bz^2} + e^{-b(d-z)^2} \right] e^{-\mu_e(d-z)} e^{-\int_z^d \sigma(z_{abs}) \nu_{res} dz_{abs}} \right\} dz. \quad (170)$$

В этой формуле зависимость I_γ от k заключена в выражении для $\sigma(z_{abs})$.

В соответствующих выражениях, относящихся к комнатной температуре и к температуре жидкого азота, последняя экспонента в (170) будет отсутствовать.

С помощью формул (169) и (170) были вычислены величины $\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma} = \frac{I_\gamma(77\text{ K}) - I_\gamma(4,2\text{ K})}{I_\gamma(77\text{ K})}$ в зависимости от фактора уширения мёссбауэровской гамма-линии k . Если, как было показано выше, можно пренебречь слабой зависимостью регистрируемой интенсивности гамма-лучей америция от температуры, то значения отношений $\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ можно непосредственно сравнивать с измеренными величинами $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(77\text{ K}) - R(4,2\text{ K})}{R(77\text{ K})}$, где R — отношение измеренных интенсивностей гамма-лучей ^{109m}Ag и ^{241}Am , и определять по результатам сравнения величину k .

На рис. 38 показаны результаты расчетов величин $\Delta R/R$ для горизонтального и вертикального гамма-пучков в зависимости от фактора уширения гамма-линии, k , и заштрихованной полосой изображено полученное в опыте [114] значение этого отношения для горизонтального пучка с его погрешностью. Слабая зависимость от k отношения $\Delta R/R$ для вертикального гамма-пучка объясняется тем, что уменьшение сече-

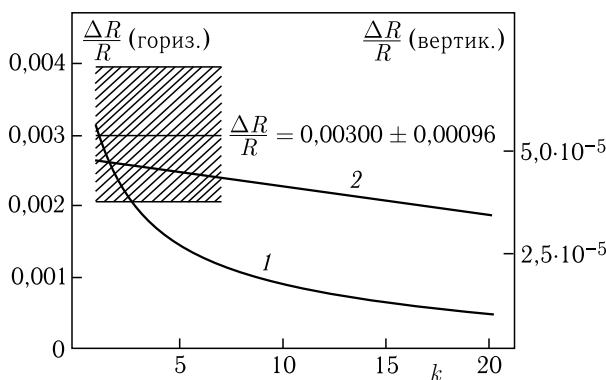


Рис. 38. Результаты эксперимента по наблюдению мёссбауэровского резонансного поглощения гамма-лучей изомера ^{109m}Ag , описанного в статье [112]. По левой оси ординат отложены значения отношения $\Delta R/R$, полученные (и рассчитанные) для горизонтального пучка гамма-квантов, по правой — для вертикального пучка. Сплошная кривая 1 представляет собой рассчитанную зависимость отношения $\Delta R/R$ от фактора уширения k для горизонтального пучка, а кривая 2 — для вертикального. Заштрихованной полосой показаны найденное в эксперименте значение $\Delta R/R$ для горизонтального пучка и его погрешность. Измерения проводились при постоянно включенных кольцах Гельмгольца

ния резонансного поглощения в k раз сопровождается одновременным увеличением в k раз длины пути гамма-кванта в веществе источника, на котором это поглощение возможно. Видно, что измеренная величина $\Delta R/R$ для горизонтального гамма-пучка соответствует фактору уширения мёссбауэровской гамма-линии, лежащему в пределах от 1 до 3.

Если бы опыт [114] был осуществлен в таких же условиях, как опыты немецкой и американской групп [106–109], т.е. без компенсации вертикальной составляющей магнитного поля Земли, и если при обработке этих результатов было бы использовано значение сечения резонансного поглощения гамма-лучей ^{109m}Ag для нерасщепленных магнитным полем линий испускания и поглощения, то, как указано в статье [114], полученное значение фактора уширения оказалось бы равным 35^{+19}_{-10} , т.е. не противоречило бы результатам зарубежных работ.

В дальнейшем было выполнено еще несколько опытов с вновь изготавливаемыми гамма-источниками, причем в этих опытах уже применялось периодическое изменение направления действующего на источники магнитного поля Земли. В эксперименте [118], выполненном при поддержке INTAS (проект № 97-31566), использовался монокристаллический гамма-источник толщиной 0,74 мм, для которого средняя глубина внедрения ^{109}Cd была, согласно измерениям, равна $0,160 \pm 0,012$ мм. Относительная величина эффекта резонансного поглощения гамма-лучей ^{109m}Ag , проявившаяся в горизонтальном пучке гамма-квантов при охлаждении источника от 77 К до 4,2 К, оказалась, после введения всех поправок, равной $0,00116 \pm 0,00080$. В то же время измеренное относительное изменение величины $\Delta R/R$ для горизонтального гамма-пучка, связанное с включением и выключением колец Гельмгольца, было равно $0,00113 \pm 0,00075$. Поскольку эта последняя величина составляет, согласно [100], 60 % полного относительного эффекта резонансного поглощения, то весь этот эффект равен $0,00188 \pm 0,00125$. Объединение обоих результатов дает относительную величину эффекта мёссбауэровского резонансного поглощения равную $0,00137 \pm 0,00067$.

Для вертикального гамма-пучка в этом эксперименте были получены следующие данные (напомним, что измерения на обоих пучках идут одновременно): значение $\Delta R/R$ при охлаждении источника от 77 К до 4,2 К составило $0,00062 \pm 0,00061$, а в опыте с изменением направления земного магнитного поля оно оказалось равным $0,00006 \pm 0,00068$. Таким образом, в этом эксперименте все три фактора (изменение температуры и направления магнитного поля и влияние гравитации) дали указания на то, что резонансное поглощение гамма-лучей серебра происходит в горизонтальном гамма-пучке и не наблюдается в пределах погрешностей в вертикальном. Фактор уширения k мёссбауэровской гамма-линии, соответствующий величине измеренного в этом опыте эффекта резонансного поглощения гамма-лучей серебра и определен-

ный по той же процедуре, что и величина k в работе [114], равен $3,4_{-1,4}^{+2,6}$.

В двух других опытах [119], один из которых был выполнен с источником из поликристаллического серебра высокой чистоты, а второй — с монокристаллическим источником, не удалось получить данных о величине эффекта резонансного поглощения гамма-квантов, соответствующих изменению интенсивности гамма-лучей при охлаждении источников от 77 до 4,2 К. Если бы действительно эффект резонансного поглощения по какой-то причине отсутствовал, то все-таки наблюдалось бы уменьшение интенсивности фотонов вследствие уплотнения серебра. Однако в данных случаях вместо этого был замечен небольшой рост интенсивности гамма-лучей при понижении температуры. При этом достаточных для такого роста деформационных перемещений источников по направлению к детектору не было замечено. По-видимому, аномальный ход температурной зависимости выхода гамма-квантов был связан с примененным в этих опытах методом крепления серебряных гамма-источников к стенке охлаждаемого жидким гелием объема криостата. Источники были припаяны сплавом кадмий-висмут к довольно тонкой медной стенке гелиевого объема и образовывали с ней биметаллическую пару. Коэффициенты линейного расширения серебра и меди заметно различаются. При комнатной температуре они равны (в единицах 10^{-6} K^{-1}), соответственно, 18,9 и 16,7, при 80 К — 10,64 и 6,52 и при 5 К — 0,0177 и 0,009 [120]. Вызванная биметаллизмом деформация источников не могла быть замечена с помощью нашей аппаратуры, поскольку не приводила к смещению гелиевого объема как целого. Заметим, однако, что при установившемся температурном режиме, когда нет причин для возникновения дальнейших деформаций криостата или самих гамма-источников, вполне допустимо получение данных о резонансном поглощении гамма-квантов в опытах с периодическим переключением направления внешнего магнитного поля. Влияние такого переключения должно проявиться при температуре жидкого гелия для гамма-лучей ^{109m}Ag в горизонтальном гамма-пучке. Его не должно быть для этих гамма-квантов при комнатной температуре гамма-источника и при 77 К. При всех температурах в вертикальном гамма-пучке это влияние должно быть пренебрежимо малым. Кроме того, это влияние не должно при всех условиях сказываться на измеряемой интенсивности гамма-лучей америция. Последние замечания справедливы, конечно, только в случае, если включение и выключение колец Гельмгольца не влияют на эффективность регистрации гамма-квантов детекторами. Соответствующие данные были получены при измерениях интенсивностей гамма-лучей с энергиями 88,03 кэВ (^{109m}Ag), 59,54 кэВ (^{241}Am) и рентгеновых лучей серебра с включенными и выключенными кольцами Гельмгольца при комнатной температуре и при 77 К, т.е. в условиях, когда не могло быть заметного резонансного

поглощения гамма-лучей серебра. Результаты этих измерений приведены в табл. 3.3. Во второй, третьей и четвертой строках таблицы указаны отношения интенсивностей гамма-лучей ^{109m}Ag , ^{241}Am и рентгеновых лучей серебра, измеренных при включенных и выключенных кольцах Гельмгольца. Звездочками помечены интенсивности, измеренные при включенном компенсационном магнитном поле.

Таблица 3.3.

Отношения интенсивностей излучений, измеряемых при включенных и выключенных кольцах Гельмгольца и соответствующие отношения величин R	Результаты измерений детектором горизонтального пучка излучений	Результаты, полученные с детектором вертикального пучка излучений
$I^*(\text{Ag})/I(\text{Ag})$	$1,00007 \pm 0,00011$	$0,99972 \pm 0,00013$
$I^*(\text{Am})/I(\text{Am})$	$0,99993 \pm 0,00008$	$0,99995 \pm 0,00007$
$I^*(\text{рент})/I(\text{рент})$	$1,00005 \pm 0,00014$	$1,00017 \pm 0,00015$
R^*/R	$1,00015 \pm 0,00015$	$0,99981 \pm 0,00014$

В последней строке даны отношения величин $R = I(\text{Ag})/I(\text{Am})$. Видно, что приведенные величины, относящиеся к детектору горизонтального гамма-пучка, параллельного плоскостям колец Гельмгольца, в пределах погрешностей не отличаются от единицы. Однако детектор вертикального гамма-пучка показал наличие явного влияния включения колец Гельмгольца на эффективность регистрации гамма-лучей с энергией 88,03 кэВ при отсутствии сравнимого влияния на числа отсчетов, относящихся к гамма-лучам америция (59,54 кэВ) и рентгеновым лучам серебра (22 и 25 кэВ). Одним из возможных объяснений этого эффекта может быть прямое воздействие изменения величины и направления внешнего магнитного поля на германиевый детектор гамма-квантов. В статье [121] описаны результаты исследований влияния больших магнитных полей на работу планарного Ge(Li)-детектора, направление электрического поля в котором было перпендикулярно направлению магнитного поля. Наблюдалось катастрофическое уменьшение пика полного поглощения гамма-квантов с ростом напряженности магнитного поля. Когда напряженность этого поля достигла 60000 Эрстед, амплитуда пика снизилась более, чем в 10 раз. Авторы статьи [121] объясняют этот эффект увеличением длины пути носителей в германии под действием магнитного поля и соответствующим ростом потерь носителей на их пути к собирающим электродам. Не исключено, что слабое снижение эффективности регистрации гамма-квантов с энергией 88,03 кэВ, наблюдавшееся в наших опытах для детектора вертикального гамма-пучка, связано с аналогичным

эффектом. Однако в данном случае включение катушек Гельмгольца не увеличивало, а уменьшало напряженность H магнитного поля на детекторе. Поэтому скорее всего эффект уменьшения эффективности детектора был связан не с изменением H , а с небольшим изменением направления магнитного поля. Тот факт, что это явление наблюдается для гамма-лучей серебра и отсутствует в пределах погрешностей для гамма-лучей америция и рентгеновского излучения, можно объяснить тем, что средний пробег в германии гамма-лучей с энергией 88,03 кэВ в 3,2 раза превышает пробег гамма-лучей 59,54 кэВ и в несколько десятков раз превосходит средний пробег фотонов рентгеновского излучения. Поэтому длины путей носителей, идущих в сторону переднего электрода планарного детектора, оказываются существенно больше при регистрации гамма-квантов с энергией 88,03 кэВ, чем для остальных излучений. Следовательно, именно те носители, которые собираются на переднем электроде, теряются на своем пути в большем количестве, чем носители с зарядом противоположного знака, движущиеся к заднему электроду. В данном детекторе на передний электрод подается отрицательный потенциал и, значит, дырки теряются в веществе детектора в большем количестве, чем электроны. Другое объяснение может быть связано с увеличением времени сбора носителей и снижением амплитуды сигнала из-за изменения соотношения этого времени и постоянных времени электронного тракта детектора. Отсутствие заметного влияния включения и выключения колец Гельмгольца на эффективность детектора горизонтального гамма-пучка связано с меньшей степенью изменения при этих переключениях существующего магнитного поля Земли в месте расположения детектора.

В опытах, проводимых при постоянной температуре, когда нет причин для возникновения деформационных сдвигов гамма-источников, можно, в принципе, выявлять эффект резонансного поглощения гамма-квантов не только по изменению величины R при переключении направления магнитного поля, но и непосредственно по изменению регистрируемой интенсивности гамма-лучей ^{109m}Ag . Правда, в этом случае останется не исключенным влияние возможного дрейфа электронной аппаратуры. Поэтому в описываемых экспериментах данные о влиянии переключения направления магнитного поля получены и для отношений R и для интенсивностей гамма-линий ^{109m}Ag и ^{241}Am в отдельности. На рис. 39 представлены результаты опыта с поликристаллическим гамма-источником, который имел толщину 0,5 мм, причем средняя глубина внедрения в него ^{109}Cd составляла 0,128 мм с каждой стороны. Видно, что изменение направления магнитного поля влияет на регистрируемую интенсивность гамма-лучей серебра в горизонтальном гамма-пучке при температуре жидкого гелия и не влияет на нее при повышенных температурах. На интенсивность гамма-лучей америция изменение направления поля не влияет при всех условиях. В случае вертикального гамма-пучка, как и ожидалось, никаких проявлений резонансного поглощения гамма-квантов не обнаружено.

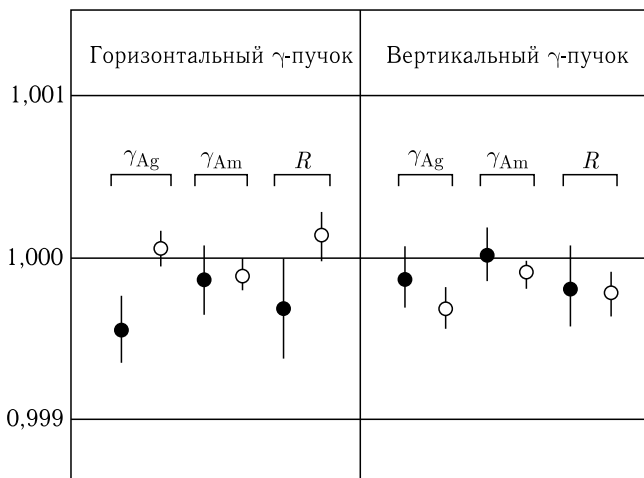


Рис. 39. Результаты опытов с поликристаллическим серебряным гамма-источником и контрольным источником из ^{241}Am , выполненных в работе [117]. По оси ординат отложены отношения интенсивностей гамма-лучей, измеренных при включенных и выключенных кольцах Гельмгольца, компенсирующих вертикальную составляющую магнитного поля Земли, в отдельности для гамма-линий Ag и Am. Под скобками, обозначенными буквой R , показаны отношения измеренных при включенных и выключенных кольцах Гельмгольца величин R , представляющих собой отношения интенсивностей гамма-лучей серебра и америция, измерявшихся одновременно одним и тем же детектором

На следующем рисунке (рис. 40) представлены аналогичные результаты, полученные с монокристаллическим серебряным источником. На первый взгляд может показаться, что эти данные менее убедительны, чем результаты опыта с поликристаллическим источником. Действительно, отношение интенсивностей гамма-лучей серебра, измеренное при температуре жидкого гелия, «цепляет» своей погрешностью линию, соответствующую единице. Заметим, однако, что отношение интенсивностей гамма-лучей америция, измеренных одновременно с интенсивностями гамма-лучей серебра тем же самым детектором ушло заметно вверх над единицей. Одновременные сдвиги в одну и ту же сторону отношений интенсивностей гамма-лучей основного и контрольного гамма-источников скорее всего связаны с дрейфовыми явлениями в электронной аппаратуре. А в отношениях величин R , измеренных при включенных и выключенных кольцах Гельмгольца, эффект резонансного поглощения гамма-лучей серебра проявляется вполне отчетливо. Это один из примеров того, что наблюдение резонансного поглощения в подобных опытах гораздо надежнее вести по величинам R , чем непосредственно по интенсивностям соответствующих гамма-линий, хотя при этом естественно возрастают погрешности измерений.

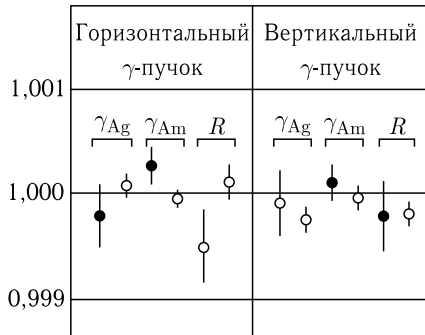


Рис. 40. Результаты опытов с монокристаллическим серебряным гамма-источником и контрольным источником из ^{241}Am . Все обозначения те же, что и на рис. 39

В нашей статье [119], посвященной описанию этих опытов, приведены следующие значения факторов уширения мёссбауэровских линий ^{109m}Ag :

Поликристаллический гамма-источник: $k = 22_{-8}^{+25}$.

Монокристаллический гамма-источник: $k = 21_{-6}^{+13}$.

В дальнейшем, однако, обнаружились ошибки в подсчете этих величин. Исправленные значения k таковы:

Поликристаллический источник: $k = 6,8 \pm 3,4$.

Монокристаллический источник: $k = 6,9 \pm 2,5$.

Таким образом, во всех описанных выше опытах (четыре зарубежных и пять наших) получены данные в той или иной степени указывающие на малое уширение мёссбауэровской гамма-линии ^{109m}Ag . Это обстоятельство является свидетельством того, что гамма-кванты излучаются и поглощаются ядрами не за столь короткое время, как λ/c (λ — деленная на 2π длина волны гамма-излучения, c — скорость света), о чем пишет в своей книге [85] А.Б. Мигдал, а за время, гораздо большее, чем характерное время локального изменения энергии диполь-дипольного взаимодействия, и скорее всего — за время, сравнимое со средним временем жизни ядер в возбужденном состоянии (см. об этом в [122–124]). При столь коротком времени испускания гамма-кванта как λ/c , предсказываемое теорией большое уширение было бы неизбежным, поскольку энергию диполь-дипольного взаимодействия можно считать постоянной в течение такого времени. В этом случае разные ядра испытывали бы зеемановское расщепление под действием магнитных полей различной величины, и энергии гамма-квантов были бы распределены по диапазону этих расщеплений. Если же гамма-квант испускается «долго», то возможно действует не изученный пока механизм усреднения до очень малого значения меняющейся по величине и знаку энергии диполь-дипольных взаимодействий за время излучения гамма-кванта, либо ядра не

чувствительны к этим быстро меняющимся возмущениям во время «продолжительных» процессов излучения и поглощения гамма-квантов. В принципе можно экспериментально определить, какая из этих гипотез верна. Если сделать несколько экспериментов по определению фактора уширения мёссбауэровской гамма-линии с одним и тем же гамма-источником, то в случае, если работает механизм усреднения диполь-дипольных взаимодействий, должны получиться разные значения этого фактора. Это связано с тем, что среднее значение случайным образом флуктуирующей величины само должно флуктуировать. Если же отсутствие большого уширения связано с нечувствительностью ядра к меняющимся во времени магнитным воздействиям пока длятся ядерные радиационные процессы, то все опыты с одним и тем же источником должны дать одинаковое значение фактора уширения.

Заметим, однако, что имеются серьезные теоретические возражения против гипотезы усреднения энергии диполь-дипольного взаимодействия [125]. Добавим к этому, что представление о длительном характере излучения гамма-кванта в сочетании с гипотезой о не взаимодействии системы ядро-излучаемая (поглощаемая) гамма-волна с окружающей средой до окончания процесса излучения (поглощения) приводит к выводу о невозможности зарегистрировать квант до окончания процесса излучения. Иными словами, до этого момента излучаемая волна не может проявить себя в материале детектора в качестве частицы. Если бы, однако, существовала возможность зарегистрировать гамма-квант до завершения процесса его излучения, то было бы невозможно экспериментально получить гамма-линию естественной ширины. Следует допустить, что в этом случае прерывание процесса излучения гамма-кванта актом его регистрации может произойти в любой момент после начала этого процесса, а в среднем — в момент, соответствующий прошедшему с начала испускания фотона времени, равного половине среднего времени жизни ядра в возбужденном состоянии. Это приводило бы к тому, что минимальной наблюдаемой шириной гамма-линии была бы двойная естественная ширина. Однако линии с шириной, близкой к естественной, наблюдаются в некоторых мёссбауэровских опытах. Кроме того, нельзя было бы корректно определять периоды полураспада ядерных возбужденных состояний в опытах с задержанными γ – γ -совпадениями.

Небольшие значения фактора уширения, полученные во всех выполненных по данной методике опытах, могут быть обусловлены неоднородным изомерным сдвигом, связанным с неравномерным распределением кадмия в серебре, а также высокочастотной частью шума от кипящего гелия.

Нельзя также исключить возможность того, что часть ядер серебра, возникших после распада ядер кадмия, оказалась в междоузлиях кристаллической решетки. В этом случае в спектре излучаемых ими гамма-квантов могло проявиться квадрупольное расщепление, из-за которого эффективное сечение резонансного поглощения могло уменьшиться в несколько раз. Заметим, что некоторое различие в величинах фактора уширения, полученных в опытах [114, 118] и [119], возможно связано с тем, что в первых двух опытах при обработке результатов учитывалось расхождение гамма-пучка, а в опыте [119] — нет, как и в описанных в следующей главе опытах.

Глава 4

ОСНОВЫ ГРАВИТАЦИОННОЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ

4.1. Конструкция гравитационного гамма-спектрометра на основе изомера ^{109m}Ag

Малая величина фактора уширения мёссбауэровской гамма-линии изомера ^{109m}Ag позволяет развить совершенно новое направление в гамма-спектроскопии — гравитационную гамма-спектрометрию, разрешающая способность которой может оказаться в $\sim 10^8$ – 10^{10} раз выше, чем у обычных мёссбауэровских спектрометров, использующих гамма-излучение нуклида ^{57}Fe . Гравитационный гамма-спектрометр был впервые спроектирован и создан нашей группой в ИТЭФ [126]. Его схема показана на рис. 41, а общий вид — на рис. 42. На плоской платформе, которая может поворачиваться вокруг горизонтальной оси на углы до 30° в обе стороны, расположена подставка с укрепленным на ней криостатом и парой колец Гельмгольца. С помощью последних можно скомпенсировать в области находящихся в криостате гамма-источников составляющую магнитного поля Земли, параллельную оси криостата (т. е. перпендикулярную плоскости платформы). В качестве гамма-источников в криостат помещены монокристаллическая пластинка серебра с введенным в нее с обеих сторон термодиффузией материнским нуклидом ^{109}Cd и два тонких контрольных источника из ^{241}Am , расположенных по обе стороны серебряной пластинки и плотно прижатых к ней. В рабочем состоянии источники непосредственно омываются жидким гелием. С двух противоположных сторон криостата расположены два планарных гамма-детектора из сверхчистого германия, измеряющие интенсивности параллельных плоскости платформы пучков гамма-излучений источников. Поскольку при наклоне платформы меняется величина составляющей магнитного поля Земли, параллельной оси криостата, требуется менять соответствующим образом и ток через кольца Гельмгольца, чтобы эту составляющую скомпенсировать. Значения токов для разных угловых позиций платформы определя-

лись в опытах с малогабаритным датчиком напряженности магнитного поля, позволяющего с достаточной точностью убедиться в том, что через кольца Гельмгольца протекает ток, при котором компенсируемая составляющая оказывается близкой к нулю (остаточные флуктуации этой составляющей не превосходят 0,1% ее не скомпенсированного значения).

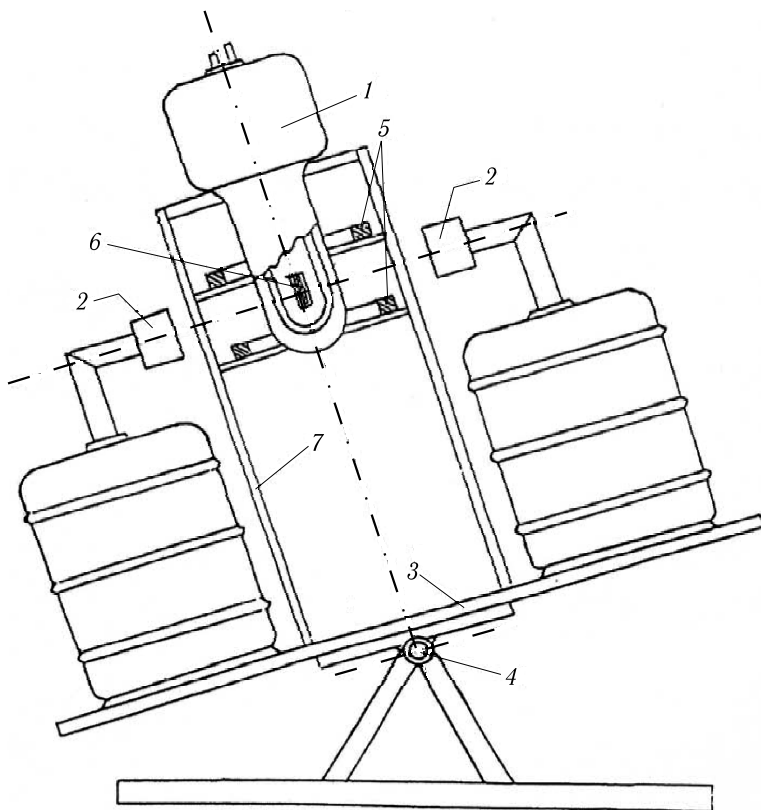


Рис. 41. Принципиальная схема гравитационного гамма-спектрометра: 1 — криостат, 2 — германиевые детекторы, 3 — поворачивающаяся платформа, 4 — ось вращения платформы, 5 — кольца Гельмгольца, 6 — гамма-источники, 7 — опора криостата и колец Гельмгольца

Принцип работы гравитационного гамма-спектрометра поясняется рис. 43, на котором показан поперечный разрез гамма-источника — серебряной пластинки в положении, когда направление регистрируемого гамма-пучка отклонено на некоторый угол от горизонтальной плоскости. Для гамма-кванта, испущенного в точке А, по мере его движения к детектору все более возрастает разница H вертикальных координат



Рис. 42. Общий вид гравитационного гамма-спектрометра

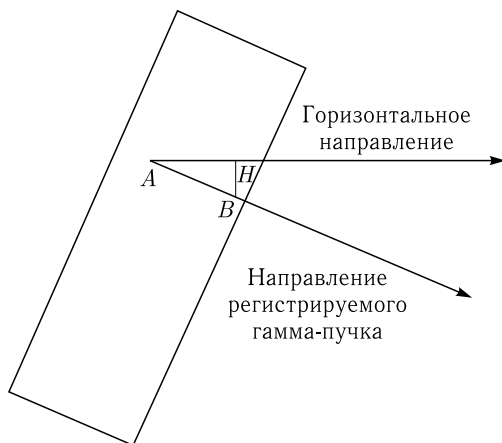


Рис. 43. Схема, поясняющая принцип работы гравитационного гамма-спектрометра. Изображено поперечное сечение серебряного гамма-источника в положении, когда регистрируемый гамма-пучок отклонен от горизонтального направления. А — точка испускания гамма-кванта, В — точка его возможного резонансного поглощения, H — разность вертикальных координат точек А и В, нарастающая по мере увеличения расстояния между ними

точки испускания и точки возможного резонансного поглощения (В). Это приводит к постепенному уменьшению сечения резонансного поглощения из-за растущего гравитационного сдвига энергии гамма-резонанса. Чем больше угол наклона гамма-пучка, тем сильнее проявляется этот эффект, и при достаточно большом угле наклона резонансное поглощение гамма-квантов оказывается возможным лишь на столь коротком отрезке их пути в веществе источника, что эффект резонансного поглощения становится практически ненаблюдаемым. Если измерять интенсивность гамма-лучей ^{109m}Ag , начав с сильно отклоненного от горизонтали положения гамма-пучка, и постепенно уменьшать угол отклонения до нуля, а потом продолжать поворот платформы в том же направлении, увеличивая угол наклона, то следует ожидать минимального числа отсчетов при горизонтальном положении гамма-пучка с плавным симметричным увеличением этого числа при увеличении наклона в обе стороны.

При наклоне платформы спектрометра на угол θ относительно горизонтальной плоскости величина разности вертикальных положений точек испускания, $A(x_1, y_1, z_1)$, и резонансного поглощения гамма-кванта, $B(x_{abs}, y_{abs}, z_{abs})$, следующим образом выражается через этот угол (см. рис. 44):

$$H = \frac{z_{abs} - z_1}{\cos \psi} \sin(\theta - \psi), \quad (171)$$

где $\psi = \arctg \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1}$. При этом число гамма-квантов, испущенных в элементе объема источника $dV_1 = dx_1 dy_1 dz_1$ с координатами x_1, y_1, z_1 и попавших в элемент площади окна детектора $dS_2 = dx_2 dy_2$ с координатами x_2, y_2 , пропорционально величине

$$dN \sim \left[e^{-bz_1^2} + e^{-b(b-z_1)^2} \right] \frac{dS_2 \cos^3 \gamma}{4\pi (z_0 - z_1)^2} e^{-\frac{\mu(d-z_1)}{\cos \gamma}} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{\sigma_0 \nu}{2k} \int_{z_1}^d \frac{dz_{abs}}{1 + 0,683758 \cdot 10^8 \left[\frac{(z_{abs} - z_1) \sin(\theta - \psi)}{k \cos \psi} \right]^2} dz_1 \right\}. \quad (172)$$

Входящие в формулу (172) величины — те же, что и в формуле (168), кроме введенных новых величин θ и ψ . Угол γ определяется по формуле (160).

После интегрирования в показателе последней экспоненты выражение (172) приобретает вид:

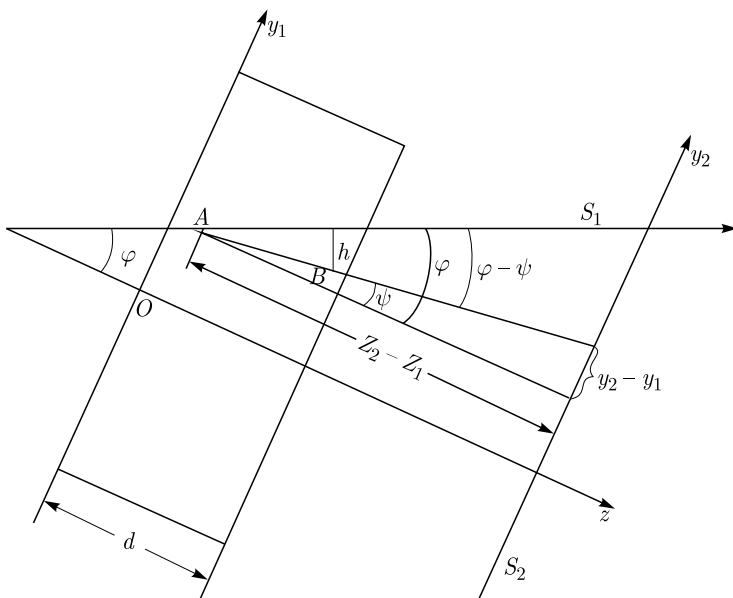


Рис. 44. Схема, поясняющая смысл геометрических величин, входящих в формулы (171)–(173). Изображены проекции на плоскость (y, z) гамма-источника (наклоненный прямоугольник шириной d), горизонтальной плоскости (S_1) и плоскости окна детектора (S_2). Масштаб не соблюден. $A(x_1, y_1, z_1)$ — точка, в которой произошло испускание гамма-кванта. $B(x_{abs}, y_{abs}, z_{abs})$ — точка возможного его резонансного поглощения. Ось z параллельна оси слабо расходящегося гамма-пучка, соединяющей центры (пересечения диагоналей) гамма-источника и окна детектора. Угол наклона оси пучка относительно горизонтальной плоскости обозначен символом ϕ , ψ — угол между проекциями на плоскость (y, z) прямой параллельной оси z и прямой, вдоль которой движется к окну детектора гамма-квант, испущенный в точке A и проходящий точку B

$$dN = \left[e^{-bz_1} + e^{-b(d-z_1)} \right] \frac{dS_2 \cos^3 \gamma}{4\pi(z_0 - z_1)^2} e^{-\frac{\mu(d-z_1)}{\cos \gamma}} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{\sigma_0 \nu \cos \psi}{1,653793 \cdot 10^4 \sin(\theta - \psi t)} \times \right. \\ \left. \times \operatorname{arctg} \left[\frac{0,826897 \cdot 10^4 (d - z_1) \sin(\theta - \psi)}{k \cos \psi} \right] dz_1 \right\}. \quad (173)$$

Интегрирование выражения (173) по объему источника (x_1, y_1, z_1) и по площади окна детектора (x_2, y_2) даст величину, пропорциональную полному числу зарегистрированных гамма-квантов для данного угла наклона платформы. При этом окажется учтенным расхождение гамма-пучка. Вычислив угловые зависимости чисел отсчетов для разных значений фактора уширения k , следует найти (по минимуму

критерия χ^2) то из них, которое оптимальным образом описывает экспериментальные данные. Эта процедура связана с варьированием двух параметров: самого фактора k и коэффициента пропорциональности между расчетными и экспериментальными численными данными. Если возникнет сомнение в том, что положение гамма-пучков при $\theta = 0$ на самом деле отличается от горизонтального, то нужно будет добавить в качестве третьего варьируемого параметра небольшой угол поворота платформы.

В случае, если расходимость гамма-пучка можно пренебречь, описание угловой зависимости чисел отсчетов окажется более простым:

$$N \sim \int_0^d \left[e^{-bz^2} + e^{-b(d-z)^2} \right] e^{-\mu(d-z)} e^{-Q} dz, \quad (174)$$

где

$$Q = \frac{5,963923 \cdot 10^{-5}}{\sin \theta} \operatorname{arctg} \left[\frac{0,826897 \cdot 10^4 (d-z) \sin \theta}{k} \right]. \quad (175)$$

В нашей статье [126] рассмотрен, в частности, случай, когда основной γ -источник гравитационного гамма-спектрометра представляет собой серебряную пластинку толщиной 1 мм, в которую с одной стороны внедрен материнский нуклид ^{109}Cd , причем средняя глубина его внедрения равна 0,15 мм. Для упрощения оценочных расчетов сделано допущение, что в тонком слое на этой глубине находятся все атомы кадмия и, кроме того, размеры источника и детектора малы по сравнению с расстоянием между ними, что позволяет пренебречь расходимостью гамма-пучка. В этом случае число гамма-квантов, регистрируемых детектором при угле наклона гамма-пучка, равном θ , будет пропорционально следующей величине (линейные размеры в см):

$$\begin{aligned} N &= N_0 \exp(-0,085\mu) \exp \left[\int_0^{0,085} \frac{\sigma_0 \nu}{2k} \frac{dx}{\left[1 + 0,683759 \cdot 10^8 \left(\frac{x \sin \theta}{k} \right)^2 \right]} \right] = \\ &= N_0 \exp(-0,085\mu) \frac{\sigma_0 \nu}{2} \operatorname{arctg} \left[702,826 \frac{\sin \theta}{k} \right]. \quad (176) \end{aligned}$$

Обозначения те же, что и в (175). С помощью этой формулы были рассчитаны угловые зависимости вероятности резонансного поглощения гамма-квантов с энергией 88 кэВ в гамма-источнике данного типа для нескольких значений фактора уширения k . Результаты представлены на рис. 45. Все кривые нормированы на одну и ту же величину при $\theta = 0$. Однако следует помнить, что сечение резонансного поглощения обратно пропорционально величине k . С помощью изображенных на рис. 45 кривых можно найти зависимость угла наклона гамма-пучка, при котором вероятность резонансного поглощения убывает вдвое по

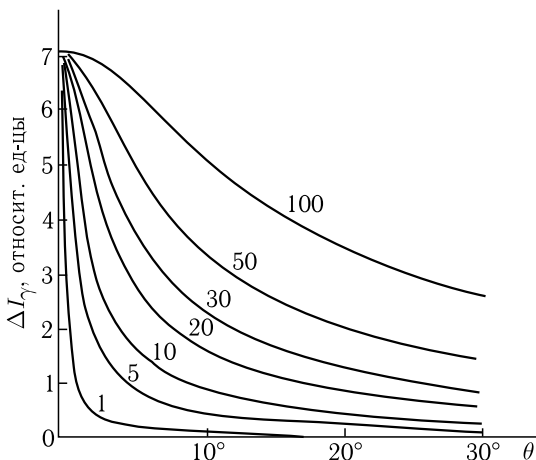


Рис. 45. Зависимости величины убывания интенсивности гамма-квантов изотопа ^{109m}Ag , ΔI_γ , вызываемого резонансным самопоглощением в серебре, от угла θ между направлением, в котором регистрируются гамма-кванты, и горизонтальной плоскостью для нескольких значений фактора уширения мёссбауэровской гамма-линии, указанных цифрами около соответствующих кривых. Толщина проходимого гамма-квантами слоя серебра равна 0,85 мм. Кривые нормированы на одну и ту же величину при $\theta = 0$, однако следует иметь в виду, что реальные величины ΔI_γ обратно пропорциональны фактору уширения

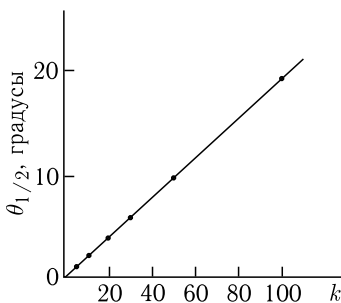


Рис. 46. Зависимость угла наклона гамма-пучка $\theta_{1/2}$, при котором резонансное поглощение убывает вдвое, от фактора уширения k

сравнению с максимальной величиной, $\theta_{1/2}$, от фактора уширения гамма-линии k . Эта зависимость, показанная на рис. 46, оказывается в данном случае очень простой:

$$\theta_{1/2} = 0,197k.$$

Здесь $\theta_{1/2}$ — в градусах.

4.2. Эксперименты, сделанные в ИТЭФ с помощью гравитационного гамма-спектрометра

В первом выполненном нами опыте на гравитационном гамма-спектрометре измерения велись при углах наклона гамма-пучков равных $+7^\circ$, $+3^\circ$, $+1^\circ$, 0° , -1° , -3° и -7° . Знак «+» соответствует подъему над горизонтальной плоскостью детектора, которому мы припишем номер 1. Результаты данного опыта, полученные с этим детектором, показаны на рис. 47, где в верхней части (а) показаны данные (отношения R^+ чисел отсчетов для гамма-линий Ag и Am), полученные при температуре 4,2 К и при включенных компенсационных кольцах Гельмгольца, т. е. в оптимальных условиях для наблюдения резонансного самопоглощения гамма-квантов в серебре источника. На среднем рисунке (б) приведены результаты измерений при той же температуре, но с выключенными компенсационными катушками (R^-). В этом случае, поскольку магнитное поле Земли имело естественное направление (в Москве — вниз под углом 70° к горизонту), сечение резонансного поглощения гамма-лучей серебра должно быть в 2,5 раза меньше, чем в предыдущем случае. На третьем рисунке (в) представлены результаты измерений, выполненных при комнатной температуре гамма-источников и при включенных кольцах Гельмгольца. В этом случае эффект резонансного поглощения должен отсутствовать. И действительно, никакого понижения числа отсчетов при горизонтальном положении гамма-пучков не наблюдается. Заштрихованной полосой на рис. 47, в показано среднее значение числа отсчетов по всем угловым позициям и его погрешность. Критерий χ^2 , по величине которого можно судить о том, насколько хорошо это среднее значение соответствует гипотезе об одинаковой для всех углов интенсивности регистрируемого гамма-излучения, равен в данном случае 0,85 на 1 степень свободы из шести. Плавная кривая 1 на рис. 47, а рассчитана по формуле (174) и оптимальным образом описывает экспериментальные данные (величина критерия χ^2 , приходящаяся на 1 степень свободы при 6 этих степеней, равна 0,655), соответствуя фактору уширения мёссбауэровской гамма-линии серебра равному $11_{-5,0}^{-22,5}$. Плавная кривая 2 представляет собой результат расчета по формуле (174) для случая, когда $\chi^2 = 1$. Фактор уширения при этом равен 7,7. На взгляд кривая 2 описывает данные опыта лучше кривой 1, однако это ошибочное впечатление. Впрочем, обе кривые дают вполне приемлемые описания экспериментальных данных. Пунктирная горизонтальная прямая на рис. 47, а соответствует величине R^+ для случая, когда резонансное поглощение гамма-лучей серебра отсутствует. В наших публикациях [127, 128], относящихся к данному опыту, приведены результаты, полученные по другой, упрощенной, методике определения фактора уширения. Вычислялась разность между отношением R^+ чисел отсчетов для гамма-линий Ag и Am, соответствующим так называемой базовой линии, представ-

ляющей собой среднее значение R^+ для углов наклона $\pm 7^\circ$ и $\pm 3^\circ$, и величиной R^+ для горизонтального положения гамма-пучка. По этой разнице определялось эффективное сечение резонансного поглощения гамма-лучей серебра и сравнивалось с расчетным значением сечения для не уширенной гамма-линии. Фактор уширения определялся как отношение сечения (рассчитанного) в отсутствие уширения к экспериментально найденному сечению.

Указанный способ определения базовой линии в сущности соответствует предположению об отсутствии проявлений резонансного поглощения гамма-лучей серебра при углах наклона гамма-пучка, равных $\pm 7^\circ$ и $\pm 3^\circ$, что на самом деле не так. Однако при уровне точности данного опыта оказалось, что величина фактора уширения, указанная в вышеупомянутых публикациях ($6,3^{+5.2}_{-1.9}$), и более корректно вычисленное его значение, приведенное выше, в пределах погрешностей согласуются между собой. На рис. 48 показана угловая зависимость чисел отсчетов для гамма-линии контрольного источника из ^{241}Am , измеренная при температуре 4,2 К. Видно, что никакого понижения числа отсчетов при горизонтальном положении гамма-пучка не наблюдается.

К сожалению, результаты измерений угловой зависимости R^+ вторым детектором спектрометра оказались менее информативными. Судя по всему, ось гамма-пучка, падающего на этот детектор, оказалась отклоненной от направления, параллельного плоскости платформы на угол, несколько больший одного градуса, т. е. направленной в область углов наклона, где измерения не выполнялись. Резонансное поглощение в этом гамма-пучке проявилось лишь в слабом снижении величины R^+ при угле наклона $+1^\circ$.

Второй эксперимент на гравитационном гамма-спектрометре [129] был проделан без каких-либо изменений в устройстве и геометрии установки по сравнению с первым опытом. Использовались те же гамма-источники, к которым в промежутке между двумя опытами никто не прикасался. Слегка изменилась лишь процедура измерений: были добавлены угловые позиции при $\pm 0,67^\circ$ и при $\pm 0,33^\circ$. Таким образом, второй эксперимент можно рассматривать как продолжение первого. В ходе измерений обнаружились неполадки с регистрацией гамма-лучей америция. Судя по всему, произошло частичное повреждение америциевых гамма-источников, изготовленных за два с половиной года до этого пропиткой хроматографической бумаги раствором азотнокислого америция. Под химическим воздействием и под влиянием интенсивного облучения альфа-частицами америция бумага частично истлела и начала сыпаться. Образовавшиеся частицы содержащей америций бумаги стали хаотически перемещаться внутри алюминиевой оболочки при изменениях углов наклона платформы спектрометра и при неизбежных толчках, связанных с включением и выключением ее привода. При этом число отсчетов для гамма-линии америция менялось непредсказуемым образом в пределах, превосходящих в несколько раз

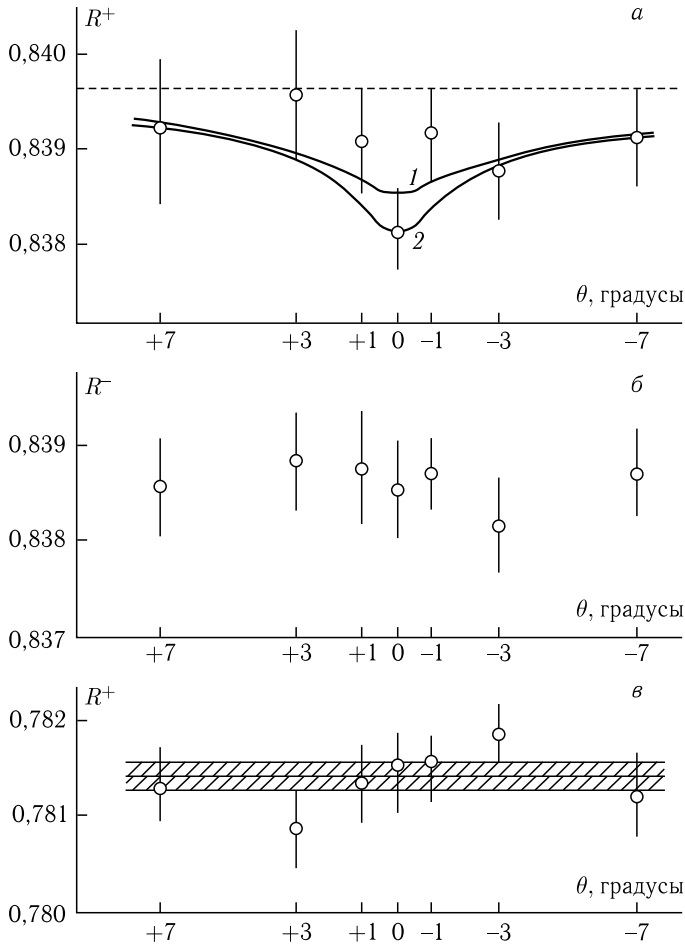


Рис. 47. Результаты первого опыта, сделанного на гравитационном гамма-спектрометре. *a* — зависимость отношения R^+ чисел отсчетов детектора № 1 для гамма-линий серебра и америция от угла наклона гама-пучка при включенных кольцах Гельмгольца. Сплошная линия *1* оптимальным образом описывает эту зависимость. Она рассчитана по формуле (163) и соответствует $k = 11$ и значению критерия χ^2 , равному 0,655 в расчете на одну степень свободы. Кривая *2* вычислена для значения $\chi^2 = 1$. Ей соответствует величина $k = 7,7$. Пунктирная прямая показывает расчетный уровень отношения R для случая, когда резонансное поглощение отсутствует; *б* — аналогичная зависимость отношения R^- , измеренная при выключенных кольцах Гельмгольца; *в* — результаты измерения угловой зависимости R^+ при комнатной температуре гамма-источников. Заштрихованной полосой показано среднее число отсчетов по всем угловым позициям и его погрешность

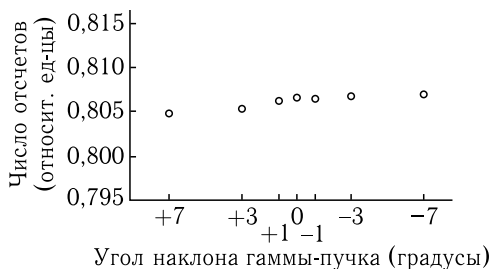


Рис. 48. Результаты измерений детектором №1 зависимости интенсивности гамма-лучей ^{241}Am от угла наклона гамма-пучка при температуре жидкого гелия, полученные в первом эксперименте с гравитационным гамма-спектрометром. Статистические стандартные отклонения равны радиусам кружков

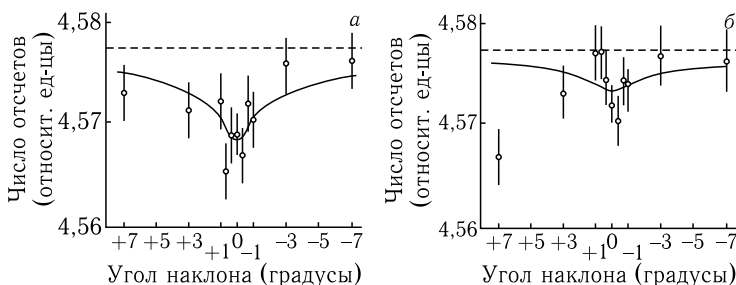


Рис. 49. Результаты измерений зависимостей интенсивности гамма-лучей изомера ^{109m}Ag от угла наклона гамма-пучка, выполненных во втором эксперименте с гравитационным гамма-спектрометром с помощью детектора №1 при температуре жидкого гелия. а — кольца Гельмгольца включены, б — кольца выключены

статистическую погрешность измерений. По этой причине мы будем обсуждать ниже лишь результаты, относящиеся к гамма-лучам серебра. Заметим, кстати, что подобное повреждение изготовленного примерно в то же время и по той же технологии америциевого калибровочного источника было установлено совершенно очевидным образом. На рис. 49 показаны результаты измерений детектором №1 зависимостей чисел отсчетов для гамма-линии ^{109m}Ag , выполненных при температуре гамма-источника, равной 4,2 К. Рис. 49, а соответствует условиям, когда были включены кольца Гельмгольца, компенсирующие составляющую земного магнитного поля перпендикулярную гамма-пучку, т.е. наиболее благоприятным для наблюдения резонансного поглощения условиям. Данные, представленные на рис. 49, б, получены при естественном направлении магнитного поля Земли. Измерения направления этого поля непосредственно перед началом эксперимента показали, что в нашей лаборатории в этот период времени вектор напряженности земного магнитного поля был направлен вниз под углом 83° по отношению

к горизонтальной плоскости. В этих условиях сечение резонансного поглощения гамма-лучей серебра оказывается в 2,06 раз меньше величины, соответствующей оптимальным условиям. Влияние изменения направления магнитного поля отчетливо видно, и это является одним из наиболее убедительных доказательств того, что мы действительно наблюдаем резонансное поглощение гамма-лучей серебра. Плавные кривые на рис. 49, *а, б* рассчитаны по формуле (174) и оптимальным образом описывают экспериментальные результаты (при расчете кривой, показанной на рис. 49, *б*, не учитывалась сильно отклонившаяся экспериментальная точка при угле наклона $+7^\circ$). Эти кривые соответствуют следующим величинам фактора уширения k и критерия χ^2 : рис. 49, *а*: $k = 7,0^{+7,3}_{-2,5}$ при $\chi^2 = 0,62$ на одну степень свободы из 10. Для кривой, представленной на рис. 49, *б*, $k = 8$ с возросшими погрешностями при $\chi^2 = 0,64$.

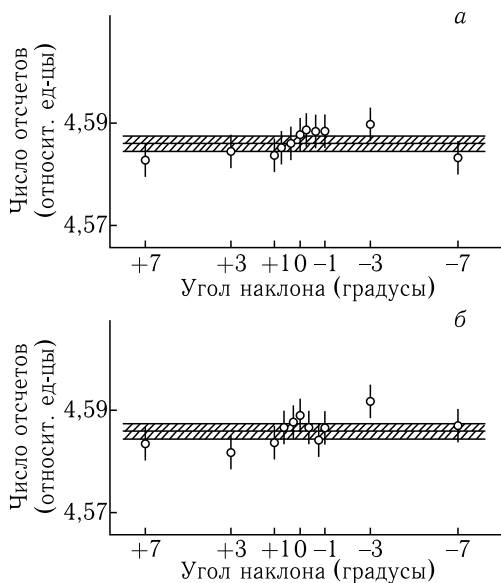


Рис. 50. Результаты измерений зависимостей интенсивности гамма-лучей изомера ^{109m}Ag от угла наклона гамма-пучка, выполненных во втором эксперименте с гравитационным гамма-спектрометром с помощью детектора № 1 при комнатной температуре: *а* — кольца Гельмгольца включены; *б* — кольца выключены

На рис. 50 показаны данные, полученные при комнатной температуре гамма-источников. Рис. 50, *а* соответствует измерениям при включенных кольцах Гельмгольца, рис. 50, *б* — при выключенных. Заштрихованными полосами показаны средние значения чисел отсчетов по всем угловым позициям и их погрешности. Значения критерия χ^2 ,

по которым можно судить о том, насколько достоверно описание этими средними значениями измеренных угловых зависимостей в предположении, что регистрируемые интенсивности гамма-лучей одинаковы для всех углов наклона, таковы: 1,04 для рис. 50, *а* и 1,57 для рис. 50, *б* в расчете на одну степень свободы из 10. Детектор № 2, как и в предыдущем опыте, показал при температуре гамма-источников $4,2^\circ$ лишь слабое понижение числа отсчетов при угле наклона $+1^\circ$. Это обстоятельство вполне понятно, так как детектор № 2 не сдвигался со своего места после первого опыта. Таким образом, совокупность всех данных, полученных в двух опытах на гравитационном гамма-спектрометре, позволяет утверждать, что мы действительно наблюдали резонансное поглощение гамма-лучей изомера ^{109m}Ag и определили, хотя и с небольшой точностью, ширину гамма-резонанса. Найденная величина этой ширины означает, что достигнута разрешающая способность гамма-спектрометра, превосходящая в $\sim 10^8$ раз величину, характерную для мёссбауэровских спектрометров, работающих с нуклидом ^{57}Fe . Это позволяет думать о проведении предлагавшихся в свое время, но либо не осуществленных, либо не давших ожидаемого результата опытов из-за недостаточной разрешающей способности доступных приборов. Имеются в виду такие опыты, как поиски анизотропии инерции [130] и регистрация гравитационных волн [131]. Опыты, проведенные нами на гравитационном гамма-спектрометре, вновь подтвердили выводы предшествующих работ о том, что отсутствует предсказываемое современной теорией большое уширение мёссбауэровской гамма-линии изомера ^{109m}Ag , обусловленное диполь-дипольным взаимодействием. Убедительного объяснения отсутствия этого уширения пока нет. Можно лишь рассматривать некоторые гипотетические причины этого. Следует еще раз напомнить, что наблюдение практически неуширенного гамма-резонанса несовместимо с утверждением о том, что гамма-квант испускается ядром за время $\sim \lambda/c$ (см. выше).

В заключение этой главы рассмотрим некоторые возможности повышения эффективности гравитационного гамма-спектрометра. Переход к изготовлению гамма-источника из чистого или почти чистого изотопа ^{109}Ag позволит удвоить наблюдаемый эффект резонансного поглощения. Не исключено, что применение окисей серебра вместо металла даст существенный рост вероятности излучения (поглощения) гамма-лучей без отдачи, как это имеет место с гамма-лучами ^{119}Sn . В этом случае, однако, потребуются дополнительные исследования способов внедрения кадмия в матрицу окиси серебра таким образом, чтобы кадмий содержался там в виде окиси кадмия, так как не исключено, что атомы серебра, образующиеся при распаде ядер кадмия, внедренного в решетку окиси серебра в атомарном виде, будут излучать гамма-кванты с бóльшим изомерным сдвигом относительно поглощающих ядер атомов, входящих в молекулы окиси серебра. Наиболее радикальным, но и весьма сложным способом увеличения эффекта резонансного поглощения гамма-лучей было бы создание

условий, при которых магнитное поле Земли в месте расположения серебряного гамма-источника оказалось уменьшенным в $\sim 10^7$ раз. При этом гамма-линии испускания и поглощения не были бы расщеплены, и сечение резонансного поглощения возросло бы в 64/17 раз [100]. Возможна конструкция гравитационного гамма-спектрометра, в которой автоматически непрерывно меняется угол наклона гамма-пучка при синхронном изменении каналов анализатора, в которых регистрируются интенсивности гамма-линий источников так, как это делается в мёссбауэровских спектрометрах, работающих в режиме непрерывно меняющейся скорости движения источника относительно поглотителя. Чрезвычайно интересным было бы исследовать возможность создания гравитационного гамма-спектрометра на основе изомера ^{103m}Rh .

Энергия изомерного состояния этого нуклида равна 39,75 кэВ, а период полураспада для этого состояния равен 56,12 мин [132], что соответствует среднему времени жизни ядра в возбужденном состоянии равному 80,964 мин. Это значит, что естественная ширина гамма-линии изомера ^{103m}Rh в 85 раз меньше соответствующей величины для гамма-линии ^{109m}Ag . Дебаевская температура для металлического родия равна 480 К [133], что в сочетании с достаточно низкой энергией гамма-квантов дает для вероятности излучения (поглощения) гамма-кванта без отдачи при комнатной температуре величину 0,465. Возможность работать при комнатной температуре является, конечно, большим преимуществом по сравнению с условиями опытов с изомером ^{109m}Ag . К сожалению, родий парамагнитен, и пока не ясно, будет ли этот парамагнетизм сказываться на факторе уширения его мёссбауэровской гамма-линии. Другим недостатком родия является очень большой коэффициент внутренней конверсии гамма-лучей с энергией 39,75 кэВ, достигающий ~ 1430 . Тем не менее, можно надеяться на создание условий, при которых эффект резонансного поглощения будет по крайней мере на порядок превышать величину, характерную для опытов с ^{109m}Ag . Заметим, что в 2005 г. была опубликована статья китайских физиков [134], авторы которой утверждают, что им удалось наблюдать проявление эффекта Мёссбауэра в образце металлического родия, изомерные состояния ядер которого были возбуждены тормозным излучением. Однако, насколько известно автору, этот результат пока не подтвержден.

Глава 5

**ЯДЕРНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ
АННИГИЛЯЦИОННЫХ КВАНТОВ**

5.1. Введение

Существует несколько ядер (см. табл. 5.1), имеющих возбужденные состояния с энергией около 511 кэВ. Это обстоятельство позволяет проводить эксперименты по наблюдению резонансного рассеяния этими ядрами аннигиляционных квантов, возникающих при аннигиляции позитронов в веществе. Экспериментальные исследования форм энергетических спектров аннигиляционных квантов [135–142] показывают, что ширины соответствующих гамма-линий достигают 3–3,5 кэВ, и поэтому перекрытие уровней спектром аннигиляционного излучения вполне возможно. Приведенные в табл. 5.1 величины τ вычислены по указанным в соответствующих статьях периодам полураспада.

Таблица 5.1.

Ядро	Содержание в естеств. смеси изотопов	Энергия возбужденного состояния, кэВ	Среднее время жизни ядра в возбужденном состоянии, с
⁷¹ Ga	39,8 [143]	511,5 ± 0,1 [143]	1,98 · 10 ⁻¹² [89] 0,19 · 10 ⁻⁹ [143]
¹⁰⁶ Pd	27,33 [144]	511,76 ± 0,08 (усреднение данных [145–153])	(16,31 ± 0,87) · 10 ⁻¹² [151]
¹⁶⁵ Ho	100 [144]	515,472 [154]	(24,5 ± 4,3) · 10 ⁻¹² [154]
¹⁷⁷ Hf	18,5 [144]	508,1 ± 0,1 [155]	
¹⁸⁷ Re	62,93 [144]	511,65 ± 0,05 [156]	(23,1 ± 8,7) · 10 ⁻¹² [156]
²³⁹ Pu		511,8 [157] 511,84 [89]	

Нами были проделаны опыты по наблюдению резонансного расщепления ядрами ^{106}Pd аннигиляционных квантов, образующихся при аннигиляции позитронов в меди.

5.2. Ожидаемое поперечное сечение

Оценку поперечного сечения такого процесса проще всего сделать, воспользовавшись элементарной моделью явления аннигиляции позитронов в металле. Будем предполагать, что в подавляющем большинстве случаев попавший в металл позитрон аннигилирует в нем с электроном проводимости. Действительно, среднее время термализации позитронов составляет $\sim 10^{-12}$ с [158], в то время как среднее время жизни позитронов в металле по отношению к двухквантовой аннигиляции намного превышает эту величину и лежит в пределах 10^{-10} – 10^{-9} с. Это означает, что непосредственно перед аннигиляцией большая часть позитронов имеет тепловую энергию и не может вследствие отталкивания положительно заряженными ионами кристаллической решетки приблизиться к связанным электронам остова этих ионов и аннигилировать с ними. В отличие от электронов проводимости, позитроны, благодаря своей малой концентрации в металле, имеют максвелловское, а не фермиевское распределение по энергии, чему в случае электронов препятствует принцип Паули. Поэтому вид энергетического спектра аннигиляционных квантов в основном определяется характером движения электронов проводимости в металле, поскольку скорости этих электронов в среднем намного превышают скорости термализовавшихся позитронов. Таким образом, скорость движения центра масс пары электрон–позитрон перед ее аннигиляцией можно считать обусловленной исключительно наличием скорости у электрона.

Чтобы вывести формулу для энергетического спектра аннигиляционных квантов, предположим, что позитроны с пренебрежимо малой энергией аннигилируют только с электронами проводимости, имеющими фермиевское распределение по энергии. Мы не будем для упрощения выкладок учитывать влияние кристаллической решетки на форму поверхности Ферми, предполагая пока, что она является сферической.

Очевидно, если регистрируется аннигиляционный гамма-квант, вылетевший в направлении z , то энергия этого кванта, E , связана с проекцией на ось z скорости центра масс пары аннигилирующих частиц, v_z , формулой

$$E \cong E_{\gamma_0} + E_{\gamma_0} \frac{v_z}{c}, \quad (177)$$

где E_{γ_0} — энергия кванта, испускаемого при аннигиляции покоящейся пары. Поэтому необходимо найти распределение аннигилирующих пар по проекциям скоростей их центра масс на ось z . Применим законы

сохранения энергии и импульса к процессу аннигиляции электрона и позитрона (см. рис. 51):

$$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 2mc^2 + \frac{p^2}{2m}, \quad (178)$$

$$\frac{E_{\gamma_1}}{c} - \left| \sqrt{\left(\frac{E_{\gamma_2}}{c}\right)^2 - (p^2 - p_z^2)} \right| = p_z. \quad (179)$$

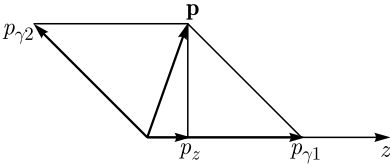


Рис. 51. Сложение импульсов в акте аннигиляции электронно-позитронной пары в случае, когда импульс позитрона пренебрежимо мал по сравнению с импульсом электрона. $\mathbf{p}$ — импульс электрона, p_z — проекция этого импульса на ось z , совпадающую с направлением вылета одного из аннигиляционных квантов с импульсом $p_{\gamma 1}$ ($p_{\gamma 1} = E_{\gamma 1}/c$). Импульс второго аннигиляционного кванта равен $p_{\gamma 2} = E_{\gamma 2}/c$

нию с $2mc^2$ в первом из них и разностью $(p^2 - p_z^2)$ по сравнению с $(E_{\gamma_2}/c)^2$ во втором. После этого будем иметь:

$$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \cong 2mc^2, \quad (180)$$

$$\frac{E_{\gamma_1}}{c} - \frac{E_{\gamma_2}}{c} \cong p_z. \quad (181)$$

Отсюда следует:

$$E_{\gamma_1} \cong mc^2 + \frac{cp_z}{2}. \quad (182)$$

Видно, что спектр аннигиляционного излучения в нашей модели простирается на величину $cp_{z_{\text{макс}}}/2 = cp_F/2$ в обе стороны от среднего значения $E_{\gamma_{\text{сред}}} = mc^2$. Таким образом, полная ширина спектра составляет $\Delta = cp_F = \sqrt{2mc^2 E_F}$. Отсюда следует, что для большинства металлов Δ оказывается порядка 2,2–3,2 кэВ.

Перейдем теперь к выводу выражения для функции распределения электронов проводимости по проекциям их импульсов на выделенное

Здесь E_{γ_1} и E_{γ_2} — энергии двух аннигиляционных квантов, первый из которых испускается вдоль оси z в положительном направлении; $\mathbf{p}$ — импульс электрона, p_z — его проекция на ось z , m — масса электрона, c — скорость света. Очевидно, что и $\mathbf{p}$, и p_z не должны превосходить по величине p_F — значение импульса электрона, соответствующее границе фермиевского распределения. Так как энергия Ферми, $E_F = p_F^2/2m$, для всех металлов лежит в пределах 5–10 эВ, то $p^2/2m \ll 2mc^2$ и $(p^2 - p_z^2) \ll E_{\gamma_1}^2/c^2$. Поэтому уравнения (178) и (179) можно существенно упростить, если пренебречь величиной $p^2/2m$ по сравнению с $2mc^2$ в первом из них и разностью $(p^2 - p_z^2)$ по сравнению с $(E_{\gamma_2}/c)^2$ во втором.

направление z . Если мы имеем дело с образцом металла объемом V , содержащим общее число электронов проводимости N , энергия Ферми которых равна $E_F = p_F^2/2m$ (считаем эффективную массу электрона проводимости равной m), то фазовый объем для этих электронов равен

$$V_{phase} = \frac{4}{3}\pi p_F^3 V. \quad (183)$$

Объем элементарной ячейки в фазовом пространстве равен h^3 [159]. В такой ячейке вследствие принципа Паули могут находиться лишь 2 электрона, отличающиеся ориентацией спинов. Значит, можно написать следующее выражение для общего числа электронов ферми-газа в данном образце металла:

$$N = 2 \frac{4}{3}\pi p_F^3 \frac{V}{h^3} = \frac{8\pi (2m)^{3/2} E_F^{3/2} V}{3h^3}. \quad (184)$$

Число электронов $N(E)dE$ с энергией от E до $E + dE$ равно произведению плотности состояний $\rho(E)$ на dE и на вероятность того, что данное состояние занято. Эта вероятность определяется распределением Ферми, выражение для которого, согласно [160], имеет вид

$$w(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}. \quad (185)$$

При $T = 0$ К функция $w(E) = 1$, если $E < E_F$ и $w(E) = 0$, если $E > E_F$. При температурах до нескольких сотен К эти соотношения практически сохраняются (отклонения должны наблюдаться лишь в энергетической области порядка нескольких kT вблизи E_F). Поэтому в нашем случае

$$N(E)dE = \rho(E)dE. \quad (186)$$

Согласно [161]

$$\rho(E)dE = 4\pi V \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} dE. \quad (187)$$

Поскольку должно выполняться условие

$$N(E)dE = N(p)dp,$$

то число электронов с величинами импульсов, лежащими в пределах от p до $p + dp$, выражается следующим образом:

$$N(p)dp = N(E) \frac{dE}{dp} dp = 4\pi V \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} \frac{p}{\sqrt{2m}} \frac{p}{m} dp = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp. \quad (188)$$

Пусть $f(p, p_z)dp_z$ есть вероятность того, что электрон с импульсом p имеет проекцию этого импульса на ось z , лежащую в пре-

делах от p_z до $p_z + dp_z$. Тогда, очевидно, общее число электронов с проекциями импульсов, попадающими в этот интервал, определится соотношением

$$N(p_z) dp_z = \left[\int_{p_z}^{p_F} N(p) f(p, p_z) dp \right] dp_z. \quad (189)$$

Функцию $f(p, p_z)$ можно определить следующим образом. Число электронов с импульсами от p до $p + dp$ пропорционально объему шарового слоя с внутренним радиусом p и толщиной dp в импульсном пространстве (см. рис. 52). Число же электронов, принадлежащих этому слою и имеющих проекцию импульса на ось z в пределах от p_z до $p_z + dp_z$, $N(p, p_z)$, пропорционально объему кольца, полученного сечением шарового слоя двумя перпендикулярными оси z плоскостями, расстояние между которыми равно dp_z . Ближайшая из этих плоскостей к центру шара находится на расстоянии p_z от него. На рис. 52 штриховкой показано сечение этого кольца плоскостью рисунка. Объем кольца равен

$$\begin{aligned} & \left[\pi (ac)^2 - \pi (bc)^2 \right] dp_z = \\ & = \left\{ \pi \left[(p + dp)^2 - p_z^2 \right] - \pi (p^2 - p_z^2) \right\} dp_z \cong 2\pi p dp dp_z. \end{aligned} \quad (190)$$

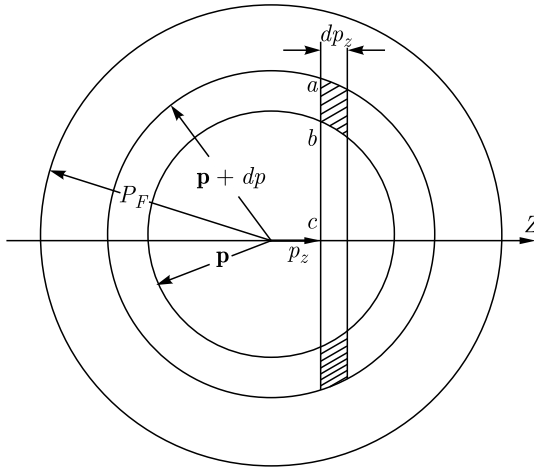


Рис. 52. Схема, поясняющая определение доли электронов проводимости, проекции импульсов которых на некоторую выделенную ось z лежат в пределах от p_z до $p_z + dp_z$ (в металле со сферической поверхностью Ферми)

Следовательно,

$$f(p, p_z) dp_z = \frac{N(p, p_z) dp_z}{N(p) dp} = \frac{2\pi p dp dp_z}{4\pi p^2 dp} = \frac{dp_z}{2p}. \quad (191)$$

Подставляя (188) и (191) в (189), получаем

$$N(p_z) dp_z = \frac{4\pi V}{h^3} dp_z \int_{p_z}^{p_F} p dp = \frac{2\pi V dp_z}{h^3} (p_F^2 - p_z^2). \quad (192)$$

Из (184) следует, что

$$\frac{2\pi V}{h^3} = \frac{3N}{4p_F^3}. \quad (193)$$

Значит

$$N(p_z) dp_z = \frac{3}{4} N \left(\frac{1}{p_F} - \frac{p_z^2}{p_F^3} \right) dp_z. \quad (194)$$

Вероятность же $w(p_z) dp_z$ того, что электрон имеет проекцию импульса на ось z в интервале от p_z до $p_z + dp_z$, есть

$$w(p_z) dp_z = \frac{N(p_z) dp_z}{N} = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{p_F} - \frac{p_z^2}{p_F^3} \right) dp_z. \quad (195)$$

Проверим нормировку этой вероятности:

$$2 \int_0^{p_F} \frac{3}{4} \left(\frac{1}{p_F} - \frac{p_z^2}{p_F^3} \right) dp_z = \frac{3}{2} \left[\frac{1}{p_F} \int_0^{p_F} dp_z - \frac{1}{p_F^3} \int_0^{p_F} p_z^2 dp_z \right] = \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{3} \right) = 1. \quad (196)$$

Двойка перед интегралом учитывает то обстоятельство, что p_z может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Поскольку энергия аннигиляционного кванта, испущенного в направлении z , однозначно связана с p_z соотношением (182), то из формулы (195) можно получить выражение для вероятности того, что этот квант будет иметь энергию в пределах от E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$. Поскольку должно выполняться соотношение

$$w(p_z) dp_z = w(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (197)$$

то, учитывая, что $p_z = \frac{2E_\gamma}{c} - 2mc$ и $dp_z = \frac{2dE_\gamma}{c}$, имеем

$$w(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{3}{2\Delta} \left[1 - 4 \left(\frac{E_\gamma - mc^2}{\Delta} \right)^2 \right] dE_\gamma. \quad (198)$$

Здесь $\Delta = cp_F$.

На рис. 53 показан спектр аннигиляционных квантов, рассчитанный для случая, когда $\Delta = 3$ кэВ (это соответствует $E_F = 8,8$ эВ).

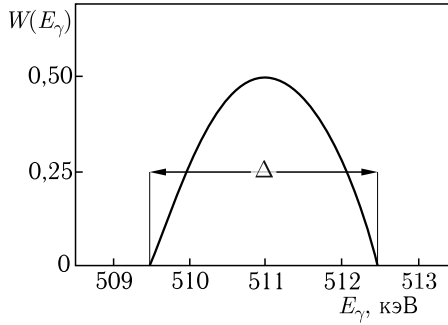


Рис. 53. Спектр аннигиляционных квантов, рассчитанный по формуле (198) для случая, когда $\Delta = 3$ кэВ ($E_F = 8,8$ эВ)

Перейдем теперь к выводу формулы для поперечного сечения процесса резонансного рассеяния аннигиляционных квантов ядрами, имеющими уровень с энергией E_0 , близкой к mc^2 . Если этот уровень после возбуждения высвечивается главным образом переходами в основное состояние и к тому же коэффициент внутренней конверсии для этих переходов мал, то сечение резонансного рассеяния квантов с энергией E_γ определяется формулой

$$\sigma_{\text{рез}}(E_\gamma) = 2\pi\lambda^2 \frac{(2J_e + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{1}{\left[\frac{2(E_\gamma - E_r)}{\Gamma}\right]^2 + 1}. \quad (199)$$

Здесь λ — деленная на 2π длина волны рассеивающегося излучения, J_e и J_0 — спины, соответственно, возбужденного и основного состояний ядра, E_r — резонансная энергия, отличающаяся от E_0 на величину энергии отдачи ядра при поглощении кванта:

$$E_r \cong E_0 + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (200)$$

(M — масса ядра).

Если резонансный рассеиватель облучается потоком гамма-лучей, спектральное распределение которых дается некоторой функцией $N(E_\gamma)$, нормированной на 1, то среднее по этому распределению сечение резонансного рассеяния выражается следующей формулой:

$$\sigma_{\text{рез}}^{\text{сред}} = \int_0^\infty \sigma_{\text{рез}}(E_\gamma) N(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (201)$$

При условии малого изменения величины $N(E_\gamma)$ с энергией в той области, где $\sigma_{\text{рез}}(E_\gamma)$ заметно отличается от нуля, можно вынести $N(E_\gamma)$ в (201) за знак интеграла и, воспользовавшись выражением (199), привести (201) к виду:

$$\sigma_{\text{рез}}^{\text{сред}} = \frac{\chi^2}{4} g \Gamma N(E_r). \quad (202)$$

Здесь $g = \frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1}$.

Поскольку ширина аннигиляционного гамма-спектра, $\Delta = cp_F = \sqrt{2mc^2 E_F}$, для большинства металлов лежит в пределах 2,5–3 кэВ, а различие между E_0 и E_r даже для самого легкого из перечисленных в табл. 5.1 ядер, ^{71}Ga , составляет ~ 2 эВ, то, подставляя в (202) значение $N(E_r)$, получаемое из выражения (198), можно пренебречь различием между E_0 и E_r и представить окончательно формулу (202) в виде:

$$\sigma_{\text{рез}}^{\text{сред}} = \frac{3}{8} \chi^2 g \frac{\Gamma}{\Delta} \left[1 - 4 \left(\frac{E_0 - mc^2}{\Delta} \right)^2 \right]. \quad (203)$$

Из перечисленных в табл. 5.1 нуклидов нами был выбран для проведения экспериментов ^{106}Pd . Для этого ядра лучше, чем для других были известны положение представляющего интерес уровня и его ширина. Кроме того, важное значение имело то обстоятельство, что спины основного и возбужденного состояний равны, соответственно, 0 и 2. Поэтому статистический фактор g , входящий в формулу (203) для поперечного сечения данного процесса, равен 5 — практически наибольшему значению, на которое можно рассчитывать в этих опытах.

В табл. 5.2 приведены данные об энергии интересующего нас уровня ядра ^{106}Pd , которые были известны автору при опытах с этим нуклидом. Данные с номерами 10–13 были опубликованы после завершения наших экспериментов. Следует отметить, что величина, измеренная авторами работы [162], расходится за пределами указанных погрешностей как с наиболее точно измеренным до них значением энергии данного уровня [150], так и с более поздним результатом [164]. Отметим также, что в работе [163] авторы приводят одновременно два значения энергии данного уровня ^{106}Pd : 511,52 кэВ и 511,8 кэВ, никак не комментируя этого и не указывая погрешностей. Поэтому мы использовали в нашей работе величину энергии уровня, полученную усреднением приведенных в табл. 5.2 значений с номерами от 1 до 9 и оказавшуюся равной $511,76 \pm 0,08$ кэВ. Среднее время жизни ядра ^{106}Pd в этом состоянии равно, согласно [151], $(16,31 \pm 0,87) \cdot 10^{-12}$ с, откуда для естественной ширины уровня получается величина $\Gamma = (4,04 \pm 0,22) \times 10^{-5}$ эВ. Используя эти данные и положив $\Delta = 3$ кэВ, получаем по формуле (203) следующую оценку усредненного по спектру аннигиляционных квантов сечения их резонансного рассеяния:

$$\sigma_{\text{рез}}^{\text{ав}} = (1,08 \pm 0,24) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (204)$$

Таблица 5.2.

№ п/п	Энергия первого 2^+ -состояния (кэВ)	Литературный источник
1	$511,6 \pm 0,3$	[145, 146]
2	$511,77 \pm 0,20$	[147]
3	$510,8 \pm 0,9$	[148]
4	$511,6 \pm 0,5$	[149]
5	$511,8 \pm 0,1$	[150]
6	$511,7 \pm 0,3$	[151]
7	$511,8 \pm 0,8$	[152]
8	$511,0 \pm 1,0$	[153]
9	$512,0 \pm 1,0$	[153]
10	$511,52 \pm 0,03$	[162]
11	511,52	[163]
	погрешность не указана	
12	511,8	[163]
	погрешность не указана	
13	$511,81 \pm 0,08$	[164]

5.3. Схема опытов

Экспериментальное определение сечения ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов удобнее всего выполнить, измерив спектры рассеянного излучения двух источников, один из которых излучает аннигиляционные кванты, а второй — гамма-лучи с близкой к 511 кэВ энергией, и используя два близких по атомному номеру Z рассеивателя, из которых один является резонансным для аннигиляционного излучения. Всего, таким образом, надо измерить 4 спектра. Из этих данных, как будет показано ниже, можно извлечь сечение резонансного рассеяния аннигиляционных квантов, если известно сечение релеевского рассеяния гамма-лучей с близкой энергией и его зависимость от энергии и от атомного номера рассеивателя.

На рис. 54 показана схема геометрии наших опытов. Аннигиляционные кванты или гамма-лучи от источника 1, пройдя коллиматор 2, попадают на рассеиватель 3, расположенный так, что нормаль к нему образует углы α и β с направлениями падающего и рассеянного пучков излучения соответственно. Рассеянные на угол θ фотоны попадают в детектор 5, пройдя фильтр 4.

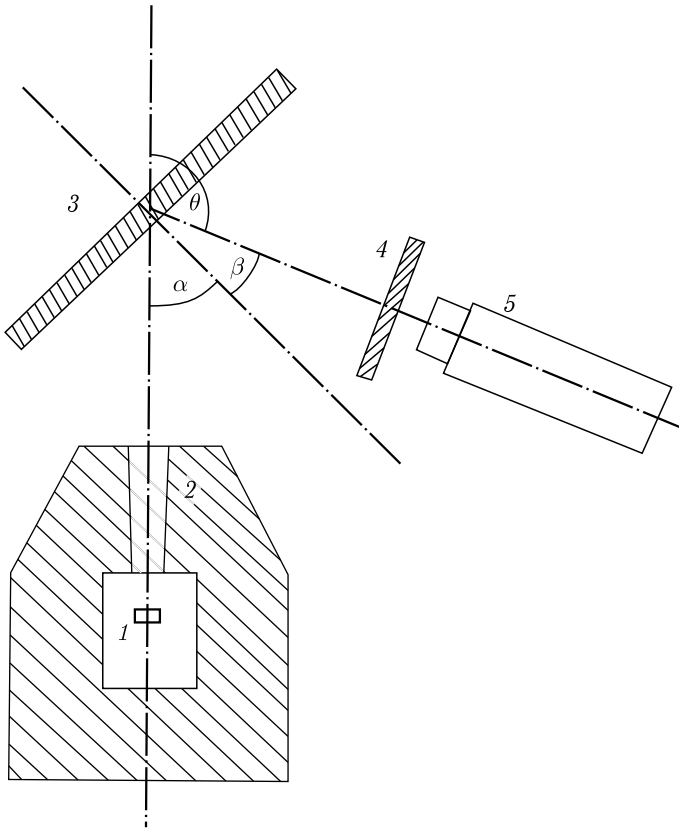


Рис. 54. Схема геометрии опыта по наблюдению ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов. Пояснения к рисунку даны в тексте книги

Введем обозначения:

N_1 — число отсчетов детектора в единицу времени для случая, когда используется резонансный рассеиватель и нерезонансные гамма-кванты.

N_2 — аналогичная величина для нерезонансного рассеивателя и нерезонансного излучения.

N_3 — то же для нерезонансного рассеивателя и источника аннигиляционных квантов.

N_4 — то же для резонансного рассеивателя и аннигиляционного излучения.

μ_1 — обычный (электронный) линейный коэффициент поглощения нерезонансных гамма-квантов в резонансном рассеивателе.

μ_2 — аналогичная величина для поглощения тех же гамма-лучей в нерезонансном рассеивателе.

μ_3 — коэффициент поглощения аннигиляционных квантов в нерезонансном рассеивателе.

μ_4 — аналогичная величина для аннигиляционных квантов и резонансного рассеивателя.

d_1 — толщина резонансного рассеивателя.

d_2 — толщина нерезонансного рассеивателя.

ε_1 — эффективность детектора для нерезонансных гамма-лучей.

ε_2 — эффективность детектора для аннигиляционных квантов.

ν_1 — число атомов в 1 см^3 резонансного рассеивателя.

ν_2 — число атомов в 1 см^3 нерезонансного рассеивателя.

S — площадь поверхности детектора, на которую падают рассеянные кванты.

N_{01} — число гамма-квантов, испускаемых нерезонансным источником в единицу времени.

N_{02} — то же для источника аннигиляционных квантов.

$d\sigma_1/d\Omega$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния нерезонансных гамма-лучей атомами резонансного рассеивателя (в нашем случае всеми видами упругого нерезонансного рассеяния, кроме релеевского, можно пренебречь).

$d\sigma_2/d\Omega$ — то же для атомов нерезонансного рассеивателя.

$d\sigma_3/d\Omega$ — то же для аннигиляционных квантов и атомов нерезонансного рассеивателя.

$d\sigma_4/d\Omega$ — дифференциальное сечение неядерного упругого рассеяния аннигиляционных квантов атомами резонансного рассеивателя (т. е. сечение релеевского рассеяния).

$d\sigma_{\text{рез}}/d\Omega$ — дифференциальное сечение резонансного рассеяния аннигиляционных квантов ядрами атомов резонансного рассеивателя.

a — относительное содержание имеющего резонансный уровень изотопа в естественной смеси изотопов резонансного рассеивателя.

Отметим, что величины N_1 , N_2 , N_3 и N_4 определяются как площади наблюдаемых в спектрах рассеянного излучения пиков, соответствующих процессам упругого рассеяния. Эти пики проявляются в амплитудных спектрах импульсов детектора в том месте, где должен находиться пик полного поглощения первичного гамма- или аннигиляционного излучения.

Можно написать:

$$\begin{aligned}
 N_1 &= \frac{N_{01} \frac{d\sigma_1}{d\Omega} S \varepsilon_1 \nu_1}{4\pi R_1^2 R_2^2 \cos \alpha} \int_0^{d_1} e^{-\mu_1 x \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} dx = \\
 &= \left(1 - e^{\mu_1 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} \right) \frac{N_{01} \frac{d\sigma_1}{d\Omega} S \varepsilon_1 \nu_1}{8\pi \mu_1 R_1^2 R_2^2 \cos \alpha \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)}. \quad (205)
 \end{aligned}$$

Здесь R_1 и R_2 — расстояния от источника до рассеивателя и от рассеивателя до детектора соответственно, ось x направлена перпендикулярно плоскости рассеивателя.

Аналогичным образом

$$N_2 = \left(1 - e^{-\mu_2 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right) \frac{N_{01} \frac{d\sigma_2}{d\Omega} s \varepsilon_1 \nu_2}{8\pi \mu_2 R_1^2 R_2^2 \cos \alpha \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}, \quad (206)$$

$$N_3 = \left(1 - e^{-\mu_3 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right) \frac{N_{02} \frac{d\sigma_3}{d\Omega} s \varepsilon_2 \nu_2}{8\pi \mu_3 R_1^2 R_2^2 \cos \alpha \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}, \quad (207)$$

$$N_4 = \left(1 - e^{-\mu_4 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right) \frac{N_{02} \left(\frac{d\sigma_4}{d\Omega} + a \frac{d\sigma_{res}}{d\Omega}\right) s \varepsilon_2 \nu_1}{8\pi \mu_4 R_1^2 R_2^2 \cos \alpha \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}. \quad (208)$$

Отсюда

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\frac{d\sigma_2}{d\Omega} \nu_2 \mu_1 \left(1 - e^{-\mu_2 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}{\frac{d\sigma_1}{d\Omega} \nu_1 \mu_2 \left(1 - e^{-\mu_1 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)} \quad (209)$$

и

$$\frac{N_3}{N_4} = \frac{\frac{d\sigma_3}{d\Omega} \nu_2 \mu_4 \left(1 - e^{-\mu_3 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}{\frac{d\sigma_4}{d\Omega} \left(1 + a \frac{d\sigma_{res}}{d\Omega}\right) \nu_1 \mu_3 \left(1 - e^{-\mu_4 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}. \quad (210)$$

Дифференциальное сечение релеевского рассеяния на угол θ гамма-лучей с энергией E атомами с атомным номером z можно представить, как будет показано ниже, следующей эмпирической формулой:

$$\frac{d\sigma(\theta, E, z)}{d\Omega} = A \cdot B(E, \theta) \cdot C(z, \theta) \quad (211)$$

При фиксированном угле рассеяния θ функции $B(E)$ и $C(z)$ в сравнительно широких диапазонах могут быть представлены простыми зависимостями вида E^m и z^n (см. ниже).

Подставляя (211) в (209) и (210), получим

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{C(z_2) \nu_2 \mu_1 \left(1 - e^{-\mu_2 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}{C(z_1) \nu_1 \mu_2 \left(1 - e^{-\mu_1 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}, \quad (212)$$

$$\frac{N_3}{N_4} = \frac{C(z_2) \nu_2 \mu_4 \left(1 - e^{-\mu_3 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}{C(z_1) \left(1 + a \frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\Omega}\right) \nu_1 \mu_3 \left(1 - e^{-\mu_4 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}. \quad (213)$$

Энергетические зависимости релеевских сечений при этом исключаются.

Из (212) и (213) следует

$$\frac{N_2 N_4}{N_1 N_3} = D \left(1 + a \frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\Omega}\right), \quad (214)$$

где

$$D = \frac{\mu_1 \mu_3 \left(1 - e^{-\mu_2 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right) \left(1 - e^{-\mu_4 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}{\mu_2 \mu_4 \left(1 - e^{-\mu_1 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right) \left(1 - e^{-\mu_3 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta}\right)}\right)}. \quad (215)$$

Отсюда

$$\frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\Omega} = d\sigma \left[\frac{1}{D} \frac{N_2 N_4}{N_1 N_3} - 1 \right] \frac{1}{a}. \quad (216)$$

При хорошем подборе толщин рассеивателей и углов α и β величину D можно сделать очень близкой к единице. Формула (216) справедлива лишь в случае, когда в спектре излучения источника аннигиляционных квантов отсутствуют гамма-лучи с энергией более 1,022 МэВ. Если же такие гамма-лучи имеются, то появляется дополнительный механизм генерации гамма-квантов с энергией 511 кэВ, заключающийся в том, что под действием этих гамма-лучей в рассеивателях происходит образование пар с последующей аннигиляцией позитронов. (Автор благодарен Ю.К. Шубному, указавшему на необходимость учета этого эффекта.) Анализ этого процесса приводит к следующей формуле для дифференциального сечения резонансного рассеяния аннигиляционных квантов, выведенной для случая, когда в спектре источника присутствует одна гамма-линия с энергией большей 1,022 МэВ, интенсивность которой по отношению к интенсивности позитронного распада равна k^* :

$$\frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\Omega} = \frac{1}{a} \frac{d\sigma_4}{d\Omega} \left(\frac{N_2 N_4}{N_1 N_3} A - B \right). \quad (217)$$

Здесь

$$A = \left\{ \frac{1 - e^{-\mu_3 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right) d_2}}{\mu_3 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} + k \frac{d\sigma'_3/d\Omega \left[1 - e^{-\left(\frac{\mu'_3}{\cos \alpha} + \frac{\mu_3}{\cos \beta} \right) d_2} \right]}{d\sigma_3/d\Omega \left(\frac{\mu'_3}{\cos \alpha} + \frac{\mu_3}{\cos \beta} \right)} \right\} \times$$

$$\times \frac{\left[1 - e^{-\mu_1 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} \right] \mu_2 \mu_4 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)}{\left[1 - e^{-\mu_2 d_2 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} \right] \left[1 - e^{-\mu_4 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} \right]}, \quad (218)$$

$$B = k \frac{d\sigma'_4/d\Omega \left[1 - e^{-\left(\frac{\mu'_4}{\cos \alpha} + \frac{\mu_4}{\cos \beta} \right) d_1} \right] \mu_4 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)}{d\sigma_4/d\Omega \left(\frac{\mu'_4}{\cos \alpha} + \frac{\mu_4}{\cos \beta} \right) \left[1 - e^{-\mu_4 d_1 \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right)} \right]} + 1. \quad (219)$$

Кроме величин, обозначения которых разъяснены выше, в эти формулы входят следующие величины:

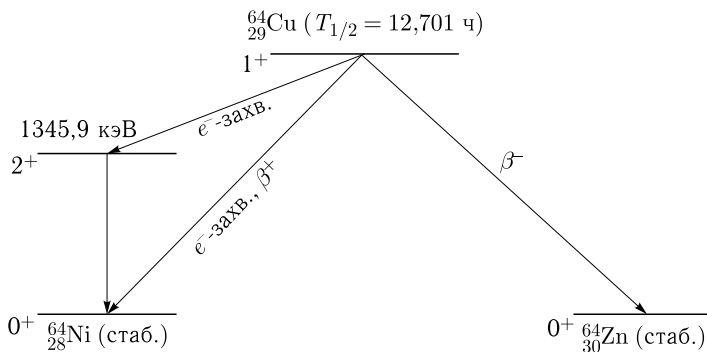
$d\sigma'_3/d\Omega$ — дифференциальное сечение выхода аннигиляционных квантов от процесса образования пар в нерезонансном рассеивателе.

$d\sigma'_4/d\Omega$ — аналогичная величина для резонансного рассеивателя.

μ'_3 — линейный коэффициент поглощения в веществе нерезонансного рассеивателя гамма-лучей, способных образовывать пары в этом рассеивателе.

μ'_4 — аналогичная величина для вещества резонансного рассеивателя.

Как уже говорилось, в наших опытах резонансным рассеивателем служил металлический палладий естественного изотопного состава. Этот рассеиватель был в виде квадратной пластины толщиной 4 мм со стороной 160 мм. Нерезонансным рассеивателем служила серебряная пластина такой же площади и толщиной 4,5 мм. Источниками аннигиляционных квантов служили квадратные пластинки из медной фольги толщиной 0,1 мм массой 0,5 г, облучавшиеся в тяжеловодном реакторе ИТЭФ в потоке тепловых нейтронов плотностью $\sim 3 \cdot 10^{13}$ 1/см²·с в течение 23 часов. Радиоактивным веществом второго гамма-источника служил нуклид ^{181}Hf , получаемый при облучении нейтронами в реакторе двуокиси гафния естественного изотопного состава. Порошок двуокиси гафния прессовался в виде круглой таблетки диаметром 15 мм. Таблетка заворачивалась в алюминиевую фольгу и в таком виде облучалась нейтронами. После облучения таблетка, извлеченная из фольги, запаивалась в латунный контейнер с толщиной стенок 0,1 мм. В гамма-спектре ^{181}Ta , образующегося после β -распада ^{181}Hf , имеется интенсивная гамма-линия с энергией 482 кэВ, которая и использовалась в наших опытах. На рис. 55 изображена схема распада

Рис. 55. Схема распада ядра ^{65}Cu согласно [165]

изотопа ^{64}Cu . Видно, что в спектре его гамма-излучения присутствует гамма-линия с энергией $1345,9$ кэВ. Интенсивность этой линии составляет $0,0311$ от интенсивности позитронного распада ^{64}Cu [165, 166]. Хотя при каждом акте образования пары в рассеивателе под действием этих гамма-лучей и последующей аннигиляции позитрона образуются два аннигиляционных кванта, эту двойку не надо принимать во внимание, так как и при аннигиляции позитрона в источнике тоже образуются два кванта, а в формулу (217) входит фактически отношение интенсивностей аннигиляционного излучения для этих двух процессов.

5.4. Данные о поперечных сечениях релеевского рассеяния гамма-лучей

Как видно из формул (216) и (217), для определения $d\sigma_{\text{res}}/d\Omega$ надо знать дифференциальное сечение релеевского рассеяния на данный угол по крайней мере для одной из четырех комбинаций источник–рассеиватель (в данном случае для аннигиляционных квантов и палладия). Наиболее подробные данные о дифференциальных сечениях релеевского рассеяния в интересующей нас области энергий, которые были известны ко времени выполнения описываемых опытов, получены в работах [167] и [168]. В первой из них измерены дифференциальные сечения в интервале углов $(45\text{--}135)^\circ$ при энергиях гамма-лучей 662 и 279 кэВ для следующих рассеивателей: цинк, молибден, олово, неодим, тантал и свинец. Авторы этой работы представили полуэмпирический метод расчета этих сечений, который практически во всех случаях дает совпадение с экспериментальными данными с точностью не хуже 6% . Лишь при энергии 279 кэВ и $Z > 70$ получается отличие от результатов опыта $\sim 12\%$ для углов больше 90° . В работе [168] те же авторы приводят результаты расчетов сечений уже для восьми различных энергий гамма-квантов в диапазоне от 145 до 750 кэВ. Из этих данных можно путем интерполяции получить сравнительно

надежные данные о величинах сечений релеевского рассеяния гамма-лучей с энергией ~ 500 кэВ атомами серебра и палладия. На рис. 56 показаны результаты интерполяционного представления зависимостей от энергии дифференциальных сечений релеевского рассеяния гамма-лучей для углов рассеяния 105° и 120° и рассеивателей с атомными номерами Z , равными 42 и 50. Эти зависимости в интересующем нас интервале энергий гамма-лучей E_γ хорошо описываются функциями вида

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \approx E_\gamma^{-k}, \quad (220)$$

причем, если выражать E_γ в кэВ, то для $Z = 42$ $k = 5,39$, а для $Z = 50$ $k = 5,38$. Отсюда следует, что и для атомов Ag и Pd ($Z = 47$ и 46) можно принять энергетическую зависимость сечения вида (220) с показателем степени $k = 5,385$.

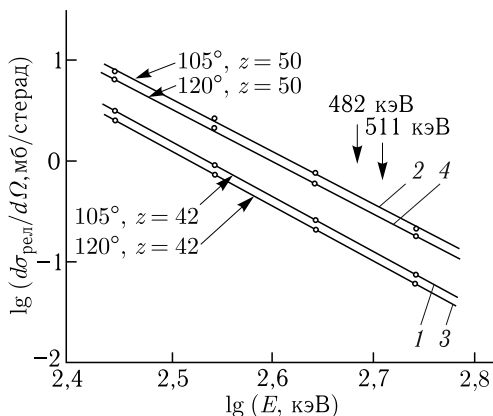


Рис. 56. Дифференциальные сечения релеевского рассеяния гамма-лучей в зависимости от их энергии E для рассеивателей с атомными номерами $Z = 42$ (1, 3) и 50 (2, 4)

На рис. 57 изображены зависимости $d\sigma_R/d\Omega$ от Z рассеивателя для гамма-лучей с энергиями 482 и 511 кэВ и углов рассеяния 110° и 120° , полученные также интерполяцией данных работы [168]. В интересующем нас диапазоне Z эти зависимости близки к линейным, если по осям координат откладывать $\lg(d\sigma_R/d\Omega)$ и $\lg Z$. Это значит, что их можно описывать функциями вида

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \approx Z^p. \quad (221)$$

Показатель степени p оказывается весьма большим и для $E_\gamma = 511$ кэВ и $\theta = 120^\circ$ составляет 6,22 и очень слабо зависит от энергии гамма-лучей.

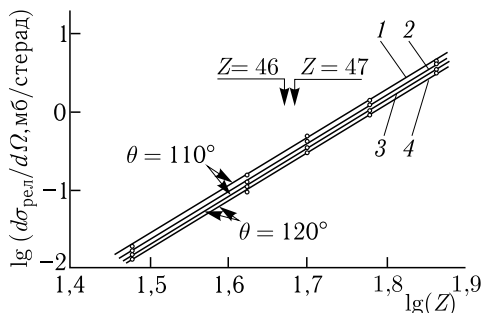


Рис. 57. Дифференциальные сечения релеевского рассеяния в зависимости от атомного номера рассеивателя Z для энергий гамма-лучей 482 кэВ (1, 2) и 511 кэВ (3, 4)

Таким образом, реальный вид зависимости $d\sigma_R/d\Omega$ от E_γ и от Z сильно отличается от того, который дается формулой Франца [169]. Абсолютные величины сечений тоже в несколько раз отличаются от тех, что дает формула Франца в области интересующих нас энергий гамма-лучей и атомных номеров рассеивателей.

В результате примененной нами интерполяционной процедуры получают дифференциальные сечения релеевского рассеяния, погрешность которых оценивается нами в 10 % (6 % — точность расчетов, сделанных авторами работы [168], остальное дает интерполяция). В табл. 5.3 приведены значения интересующих нас сечений для углов рассеяния 110° и 120° .

Таблица 5.3.

Угол рассеяния	Энергия гамма-лучей (кэВ)	Рассеиватель	Дифференциальное сечение релеевского рассеяния (мб/стерад)
110°	511	Pd	$0,219 \pm 0,022$
110°	511	Ag	$0,250 \pm 0,025$
120°	511	Pd	$0,190 \pm 0,019$
120°	511	Ag	$0,217 \pm 0,022$

5.5. Первый эксперимент по наблюдению ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов

Этот опыт проводился на той же установке, что и опыты по измерению невозмущенных угловых распределений гамма-лучей, резонансно рассеянных ядрами ^{182}W и ^{191}Ir . К началу этого эксперимента мы еще не располагали германиевыми детекторами достаточно большого объема для эффективной регистрации рассеянных гамма-лучей с энергией

$\sim 0,5$ МэВ и поэтому использовали для этой цели сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI(Tl) диаметром и высотой 40 мм. Импульсы от ФЭУ усиливались и поступали на интегральный дискриминатор, отсекающий низкоэнергетическую часть их амплитудного спектра. После этого оставшаяся часть спектра регистрировалась амплитудным анализатором АИ-100. Для дополнительного уменьшения загрузки сцинтилляционного счетчика и электронного тракта импульсами от гамма-лучей низкой энергии передний торец счетчика закрывался слоем свинца толщиной 6 мм.

Измерения проводились поочередно с рассеивателями из Pd и Ag, которые менялись в опытах с источниками из ^{64}Cu каждые 5–10 мин. Поскольку период полураспада у ^{181}Hf значительно больше, чем у ^{64}Cu , то смена рассеивателей в опытах с ^{181}Hf происходила реже (каждые 20 мин). Угол рассеяния в обоих случаях составлял 120° .

Полный спектр импульсов от рассеянного излучения для практически моноэнергетического первичного гамма-пучка представляет собой интенсивный пик комптоновского рассеяния гамма-лучей на свободных и квазисвободных электронах с длинным спадающим «хвостом», простирающимся в сторону больших энергий. В конце этого «хвоста» имеется небольшой пик упругих процессов, к которым относятся релеевское и ядерное резонансное рассеяния гамма-лучей. На рис. 58 показана часть этого спектра, регистрируемая многоканальным анализатором после обрезания низкоэнергетической части интегральным дискриминатором. Плавная спадающая часть спектра обусловлена главным образом некогерентным рассеянием гамма-лучей связанными электронами [170] и, отчасти, тормозным излучением быстрых электронов, возникающих в рассеивателе под действием первичного пучка гамма-лучей.

На рис. 59 представлены поканальные отношения измеренных спектров рассеянного излучения для рассеивателей из Pd и Ag, вычисленные для случаев, когда источниками служили ^{181}Hf (1) и ^{64}Cu (2). Видно, что на кривой 2 имеется пик в области 511 кэВ, в то время, как на кривой 1 пик при 482 кэВ отсутствует. Мы интерпретировали этот результат как указание на наличие у палладия в случае облучения его аннигиляционными квантами (источник ^{64}Cu) дополнительного механизма упругого рассеяния гамма-лучей, который мы отождествляли

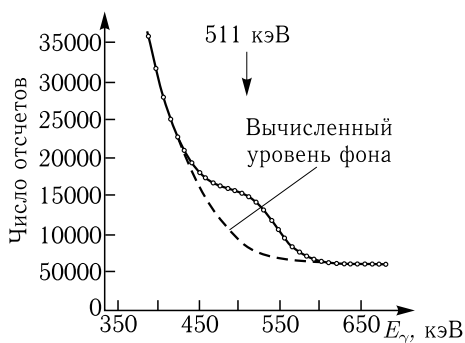


Рис. 58. Часть амплитудного спектра импульсов от регистрируемого сцинтилляционным детектором аннигиляционного излучения ^{64}Cu , рассеянного палладием

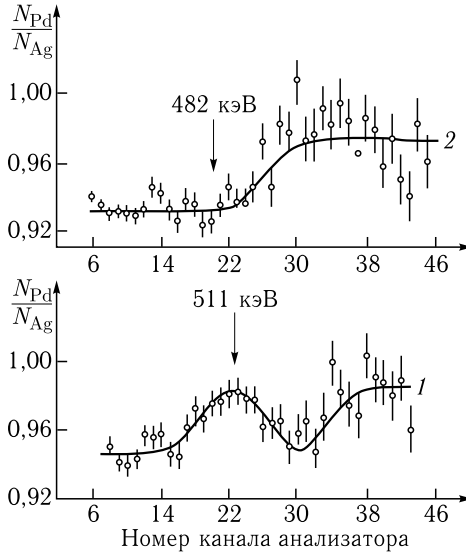


Рис. 59. Поканальные отношения измеренных спектров импульсов от рассеянного излучения для рассеивателей из Pd и Ag. 1 — источник ^{64}Si (аннигиляционные кванты), 2 — источник ^{181}Hf (гамма-лучи)

с ядерным резонансным рассеянием. Следует отметить, однако, что ход кривых поканальных отношений спектров, представленных на рис. 59, несколько отличается от того, что можно было ожидать *a priori* (на это отличие обратил внимание М.Г. Гаврилов). Действительно, дифференциальные поперечные сечения релеевского рассеяния гораздо сильнее зависят от Z рассеивателя, чем сечения некогерентного рассеяния связанными электронами, дающего основной вклад в формирование плавно спадающего с энергией сплошного спектра, лежащего между пиками комптоновского и упругого рассеяний:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \sim Z^p, \quad p > 6 \quad (\text{см. выше}),$$

$$\sigma_{\text{неког}} \sim Z \quad [170].$$

Поскольку $Z_{Ag} > Z_{Pd}$, то в области пика упругих процессов на кривой N_{Pd}/N_{Ag} для источника ^{181}Hf должен проявиться провал, так как в эту энергетическую область кроме некогерентного рассеяния дает вклад и релеевское рассеяние гамма-лучей, более интенсивное в случае серебряного рассеивателя. На кривой же для источника ^{64}Si должно наблюдаться в зависимости от величины сечения резонансного рассеяния аннигиляционных квантов либо уменьшение этого провала, либо отсутствие его, либо, наконец, появле-

ние максимума, аналогичного изображенному на рис. 59, 1. На кривой рис. 59, 2, казалось бы, просматривается некоторое понижение величин $N_{\text{Pd}}/N_{\text{Ag}}$ вблизи 482 кэВ, однако погрешности опыта слишком велики, чтобы с уверенностью говорить о наличии этого понижения. Это обстоятельство послужило в дальнейшем одной из причин, по которой эти измерения были повторены на существенно улучшенной установке.

Площади пиков, соответствующих процессам упругого рассеяния, определялись путем аппроксимации измеренных спектров функциями вида

$$y = a_1 + a_2x + a_3(x - a_4)^2 e^{-(x-a_4)^2 a_5} + a_6 e^{-(x-a_7)^2 a_8}. \quad (222)$$

Первые три слагаемые в правой части этой формулы описывают плавно спадающий фон, а последний член — пик упругих процессов, который в опытах со сцинтилляционным детектором достаточно хорошо можно представить гауссовым распределением. Экспериментальные данные сопоставлялись с функцией (222) по методу наименьших квадратов на ЭВМ, причем коэффициенты a_7 и a_8 определялись заранее в опытах с калибровочными источниками ^{64}Cu и ^{181}Hf . Зная параметры a_6 , a_7 и a_8 , можно определить площадь под соответствующей гауссовой кривой.

Расчеты дали следующие значения величин, входящих в формулы (216) и (217):

$$N_2/N_1 = 1,130 \pm 0,012,$$

$$N_4/N_3 = 0,970 \pm 0,012.$$

При опубликовании результатов нашего первого эксперимента [171] мы не располагали достаточными данными о величинах дифференциальных сечений релеевского рассеяния и были вынуждены воспользоваться упомянутой выше формулой Франца для их определения. Кроме того, при обработке данных не были учтены вклады регистрируемых аннигиляционных квантов, возникающих в рассеивателях под действием гамма-лучей с энергией 1345,9 кэВ от медного источника. Оба эти обстоятельства привели к тому, что была получена слишком завышенная величина $d\sigma_{\text{res}}/d\Omega(120^\circ)$, равная $0,27 \pm 0,05$ мб/стерад. При проведении второго эксперимента по наблюдению резонансного рассеяния аннигиляционных квантов влияние гамма-линии 1345,9 кэВ было учтено.

Ниже будет показано, что результаты обоих экспериментов не противоречат друг другу, и будет приведена средняя по данным двух опытов величина сечения резонансного рассеяния аннигиляционных квантов ядрами ^{106}Pd .

5.6. Второй эксперимент, в котором наблюдалось ядерное резонансное рассеяние аннигиляционных квантов

Этот опыт проводился на установке, существенно улучшенной благодаря замене сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI(Tl) коаксиальным Ge(Li)-детектором с рабочим объемом $\sim 25 \text{ см}^3$. Это позволило резко улучшить условия выделения в спектре рассеянного излучения пика упругих процессов, хотя вследствие неизбежной высокой счетной загрузки детектора его разрешающая способность была невелика — ширина пика 511 кэВ на половине высоты составляла около 8 кэВ. Установка была перенесена в другое помещение, где практически отсутствовал не связанный с используемыми источниками фон аннигиляционного излучения. Примененные источники и рассеиватели имели те же размеры и форму, что и в первом опыте, процедура измерений была та же, но с целью улучшения защиты детектора угол рассеяния был изменен и составлял $\sim 110^\circ$ (в первом опыте он был равен 120°).

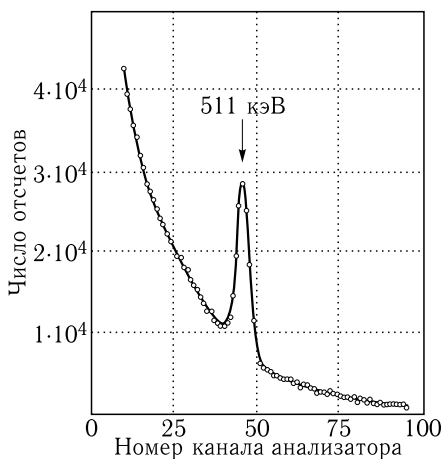


Рис. 60. Участок амплитудного спектра импульсов от рассеянного излучения, регистрируемого Ge(Li)-детектором. Источник — ^{64}Cu (аннигиляционные кванты), рассеиватель — палладий

На рис. 60 изображен участок спектра импульсов от регистрируемого Ge(Li)-детектором излучения, рассеянного палладием, в случае, когда источником была радиоактивная медь. Сравнение с рис. 58 отчетливо показывает преимущество новой установки. На рис. 61 приведены поканальные отношения спектров, полученных с рассеивателями из палладия и серебра, для обоих источников ^{64}Cu и ^{181}Hf . На графике, соответствующем рассеянию гамма-лучей гафния, как и ожидалось, имеется провал в области, соответствующей энергии данной гамма-линии (482 кэВ). На графике для аннигиляционных квантов такой провал при 511 кэВ практически отсутствует, что свиде-

тельствует о вкладе резонансного рассеяния этих квантов. Для отделения пика упругих процессов от спадающей части спектра последняя аппроксимировалась аналитической кривой с несколькими параметрами, причем пиковая часть в аппроксимации не участвовала. Парамет-

ры кривых определялись на ЭВМ путем минимизации критерия χ^2 . Определить площади пиков путем одновременной аппроксимации всего спектра многопараметрической аналитической кривой было менее удобно, так как пики упругих процессов сильно отличались по форме от гауссовых распределений и требовали для своего описания введения слишком большого числа параметров.

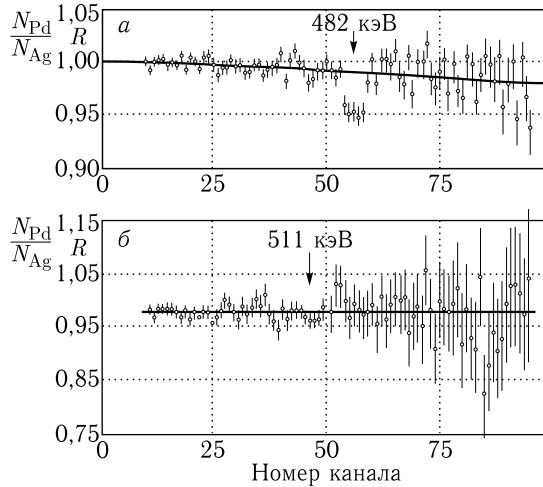


Рис. 61. Поканальные отношения амплитудных спектров импульсов от рассеянного палладием и серебром излучения, регистрируемого Ge(Li)-детектором. *a* — источник ^{181}Hf , *б* — источник ^{64}Cu (аннигиляционные кванты). Энергетические масштабы различны в этих двух случаях. Прямые линии проведены по методу наименьших квадратов, причем области пиков упругих процессов, составляющие в каждом случае 15 каналов, в аппроксимации не участвовали

Интересно отметить, что работа по подбору оптимального вида кривых, описывающих спадающие части спектров, привела к обнаружению ранее не наблюдавшейся своеобразной структуры спектров некогерентно рассеянных гамма-лучей. Ниже об этом будет рассказано подробнее.

В конечном счете спадающие части спектров были удовлетворительным образом описаны суммами плавно спадающих функций и небольших осциллирующих членов. Получение площадей пиков упругих процессов путем простого вычитания рассчитанных спадающих распределений из соответствующих участков измеренных спектров приводит к излишне большой погрешности входящего в формулу (217) выражения $\frac{N_2 N_4}{N_1 N_3}$. Для уменьшения погрешности можно действовать, исходя из предположения, что пики, соответствующие процессам упругого рассеяния, одинаковы по форме для каждой пары спектров, относящейся к одному и тому же источнику. Это предположение оправдывается

тем, что аппаратурная ширина линии нашего детектора значительно больше ширины спектра аннигиляционного излучения, который воспроизводится в результате релеевского рассеяния, и, тем более, существенно превосходит доплеровскую ширину спектра резонансно рассеянного излучения. Вследствие этого линии в измеренных спектрах, относящиеся к разным процессам рассеяния, практически подобны друг другу. Поэтому отношения N_2/N_1 и N_4/N_3 можно найти, усредняя с должными весами соответствующие отношения ординат пиков, полученные для каждого канала спектра. Эти расчеты привели к следующим величинам:

$$\frac{N_2}{N_1} = 1,129 \pm 0,013,$$

$$\frac{N_3}{N_4} = 1,057 \pm 0,010.$$

5.7. Сечение резонансного рассеяния аннигиляционных квантов ядрами ^{106}Pd

Для определения дифференциального сечения резонансного рассеяния по формуле (217), кроме приведенных в табл. 5.3 значений дифференциальных сечений релеевского рассеяния, требуются величины сечений образования пар гамма-лучами с энергией 1345,9 кэВ в серебре и в паллади. Точнее, требуется знание дифференциальных сечений выхода аннигиляционного излучения, возникающего в рассеивателях под действием указанных гамма-лучей. Поскольку образующиеся в результате данного процесса аннигиляционные кванты имеют изотропное угловое распределение, то входящие в (218), (219) дифференциальные сечения $d\sigma'_3/d\Omega$ и $d\sigma'_4/d\Omega$ представляют собой деленные на 4π полные сечения образования пар в соответствующих рассеивателях.

К сожалению, существовавшие ко времени выполнения этих опытов данные о сечениях процесса образования пар (например, [117]) не позволяли с требуемой точностью определить эти сечения для гамма-квантов с энергией 1345,9 кэВ. Не было для этой области энергий и достаточно простых и надежных методов расчета сечений образования пар. Известные формулы для этих сечений [172] выведены либо для релятивистских энергий компонент образующихся пар, либо для их околопорогового рождения. Поэтому вклад аннигиляционного излучения, связанного с гамма-лучами с энергией 1345,9 кэВ пришлось определять с помощью отдельного эксперимента. Этот простой опыт состоял в измерении выхода аннигиляционного излучения из рассеивателя под действием излучений медного источника в зависимости от наличия или отсутствия свинцового поглотителя на пути первичного пучка этих излучений.

(Автор благодарен А.Г. Беде, рекомендовавшему применить эту несложную методику).

Вследствие большой разницы коэффициентов поглощения первичных аннигиляционных квантов и гамма-лучей с энергией 1345,9 кэВ удалось выделить вклады того и другого излучения в формирование линии 511 кэВ в спектре рассеянных квантов. Для серебряного рассеивателя толщиной 0,475 см, расположенного в той же геометрии, что и рассеиватели во втором эксперименте, получено, что доля аннигиляционных квантов, возникших вследствие образования пар гамма-лучами, составляет по отношению к общему выходу аннигиляционного излучения $0,197 \pm 0,027$. Отсюда, опираясь на приведенное в табл. 5.3 значение дифференциального сечения релеевского рассеяния аннигиляционных квантов атомами серебра, получаем следующую величину искомого сечения образования пар в серебре:

$$\sigma'_3 = 20 \pm 4 \text{ мб.}$$

Аналогичная величина для палладия получается уменьшением этого значения в соответствии с фактором z^2 :

$$\sigma'_4 = 19,2 \pm 3,8 \text{ мб.}$$

Эти величины существенно меньше тех, которые можно ожидать при плавной экстраполяции расчетных значений, приведенных в [117]. Расчеты по формуле (217) с использованием данных о сечениях релеевского рассеяния (табл. 5.3) и о сечениях образования пар гамма-лучами с энергией 1345,9 кэВ дают следующие величины дифференциальных сечений резонансного рассеяния аннигиляционных квантов ядрами ^{106}Pd :

$$\text{Первый эксперимент: } \frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\Omega}(\theta = 120^\circ) = 0,067 \pm 0,017 \text{ мб/стерад.}$$

$$\text{Второй эксперимент: } \frac{d\sigma_{\text{res}}}{d\Omega}(\theta = 110^\circ) = 0,050 \pm 0,016 \text{ мб/стерад.}$$

Для получения отсюда значений полных сечений резонансного рассеяния, на основании которых можно определить ширину, а следовательно, и среднее время жизни ядра ^{106}Pd в возбужденном состоянии с энергией 511,76 кэВ, надо воспользоваться данными об угловом распределении гамма-лучей, резонансно рассеиваемых ядрами со спинами основного и возбужденного состояний, равными, соответственно, 0 и 2 [172]. Такое распределение уже рассматривалось нами выше в связи с измерением его в опыте с ^{182}W . Оно имеет вид:

$$W(\theta) = 1 + 0,3571P_2(\cos\theta) + 1,1429P_4(\cos\theta). \quad (223)$$

Здесь P_k — k -й полином Лежандра.

В более простой форме (223) выглядит так:

$$W(\theta) = 1 - 3\cos^2\theta + 4\cos^4\theta. \quad (224)$$

Дифференциальное сечение связано с функцией углового распределения $W(\theta)$ соотношением

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = A \cdot W(\theta). \quad (225)$$

Полное же сечение по определению есть

$$\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (226)$$

Следовательно,

$$\sigma_{\text{tot}} = A \int W(\theta) d\Omega = 2\pi A \int_0^\pi W(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (227)$$

Используя (224), получаем в нашем случае

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{16\pi}{5} A. \quad (228)$$

Коэффициент A определяем по формуле (225) на основании измеренных величин $d\sigma_{\text{res}}/d\Omega$ и вычисленных для тех же углов значений функции углового распределения. Окончательно получаем:

Первый эксперимент: $\sigma_{\text{tot}} = 1,35 \pm 0,34$ мб,

Второй эксперимент: $\sigma_{\text{tot}} = 0,72 \pm 0,23$ мб.

Средняя по результатам двух экспериментов величина полного сечения резонансного рассеяния равна

$$\sigma_{\text{tot}} = 0,92 \pm 0,19 \text{ мб.}$$

Как показывает проверка по критерию χ^2 , вероятность получения в двух независимых опытах значений полных сечений резонансного рассеяния, указанных выше, составляет 12 %.

Следовательно, можно считать, что полученные в двух опытах величины сечений не противоречат друг другу. Результаты второго опыта опубликованы в статье [173].

Применение формулы (227) для определения σ_{tot} по $d\sigma_{\text{res}}/d\Omega$ с использованием выражения (224) для $W(\theta)$ допустимо лишь в случае отсутствия сверхтонких взаимодействий, возмущающих $W(\theta)$. Хотя металлический палладий имеет кубическую гранецентрированную решетку, в которой должно отсутствовать электрическое квадрупольное взаимодействие с возбужденными ядрами ^{106}Pd , тем не менее такое взаимодействие в принципе возможно для ядер, испытавших отдачу в акте резонансного поглощения гамма-кванта и оказавшихся вследствие этого вне узла кристаллической решетки. Расчет полного сечения резонансного рассеяния по измеренному дифференциальному сечению дает в случае, если предположить, что имеет место наибольшее

возможное возмущение углового распределения электрическим квадрупольным взаимодействием (случай «жесткого остова»), следующие результаты:

$$\theta = 110^\circ, \quad \frac{\sigma_{\text{полн. возмущ}}}{\sigma_{\text{полн. невозм}}} = 0,891,$$

$$\theta = 120^\circ, \quad \frac{\sigma_{\text{полн. возмущ}}}{\sigma_{\text{полн. невозм}}} = 0,654.$$

Таким образом, не учитывая возмущение углового распределения, можно, в принципе, ошибиться в величине полного сечения резонансного рассеяния до 11 % в опыте с $\theta = 110^\circ$ и до 35 % с $\theta = 120^\circ$. Однако малая величина среднего времени жизни ядра ^{106}Pd в возбужденном состоянии ($\tau \sim 10^{-11}$ с) приводит к тому, что возмущение оказывается по оценке гораздо меньше того, при котором угловое распределение описывается функцией «жесткого остова». Так, если положить электрический квадрупольный момент ядра ^{106}Pd в возбужденном состоянии равным $0,56 \cdot 10^{-24}$ см² [104, с. 406] и принять эффективный градиент электрического поля равным $\sim 10^{18}$ В/см², окажется, что коэффициент ослабления анизотропии углового распределения резонансно рассеянных квантов, G_{kk} [3], не отличается от единицы в пределах имеющей для нас значения точности. Следовательно, имеются достаточные основания считать это угловое распределение невозмущенным.

Форма энергетического спектра аннигиляционного излучения исследовалась, в частности, в работе [174], авторы которой с помощью бета-спектрометра с высокой разрешающей способностью измерили спектр фотоэлектронов, выбиваемых аннигиляционными квантами из тонкого золотого радиатора. Ими показано, что спектральное распределение аннигиляционных квантов, испускаемых при аннигиляции позитронов в меди и латуни, сильно отличается от предсказаний элементарной модели аннигиляционного процесса, согласно которым позитроны аннигилируют с электронами проводимости, обладающими фермиевским распределением по импульсам. Измеренный спектр оказался существенно шире спектра, ожидаемого в соответствии с этой моделью, что говорит о заметной роли процессов аннигиляции позитронов с электронами атомного остова. Форма измеренного в [174] спектра с достаточной для наших целей точностью описывается выражением

$$N(E_\gamma^*) = 0,375 \exp(0,01573|E_\gamma^*| - 0,49405E_\gamma^{*2} + 0,06144|E_\gamma^*|^3) \text{ 1/кэВ}, \quad (229)$$

где энергия аннигиляционных квантов выражена в кэВ и отсчитывается от 511 кэВ. Функция $N(E_\gamma^*)$, выражаемая формулой (229), нормирована на единицу в предположении, что $N(E_\gamma^*)$ отличается от нуля в области $-4,65 \text{ кэВ} \leq E_\gamma^* \leq 4,65 \text{ кэВ}$ ($E_\gamma^* = E_\gamma - 511 \text{ кэВ}$).

На рис. 62 изображен вид этого спектра. Там же показано положение резонансного уровня ядра ^{106}Pd .

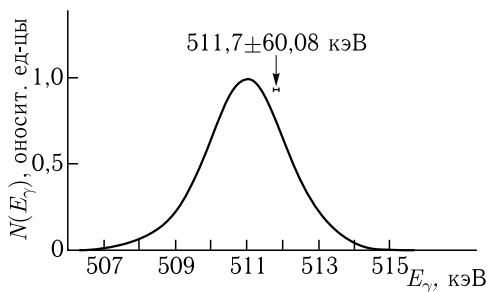


Рис. 62. Спектр аннигиляционного излучения, возникающего при аннигиляции электронно-позитронных пар в меди, измеренный в работе [174]

Воспользовавшись формулой (202), выражением (229) для получения величины $N(E_r)$ и найденным нами значением полного сечения резонансного рассеяния аннигиляционных квантов, можно определить естественную ширину возбуждаемого уровня ядра ^{106}Pd . Она равна

$$\Gamma = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\frac{\lambda^2}{4} \frac{(2J_1 + 1)}{(2J_0 + 1)} N(E_r)} = (4,26 \pm 0,91) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}.$$

Отсюда получается следующее значение среднего времени жизни ядра ^{106}Pd в данном возбужденном состоянии:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = (15,5 \pm 3,3) \cdot 10^{-12} \text{ с}.$$

Напомним, что это значение τ рассчитано по средней для двух экспериментов величине Γ . Оно хорошо согласуется с величиной $\tau = (16,31 \pm 0,87) \cdot 10^{-12} \text{ с}$, измеренной в работе [151] с помощью кулоновского возбуждения ядер ^{106}Pd . Согласованность двух значений τ , полученных совершенно различными методами, говорит о том, что наши эксперименты и обработка их результатов проделаны вполне корректно.

5.8. Дальнейшие пути усовершенствования методики наблюдения данного процесса

Главной помехой четкому выделению эффекта ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов является наличие более интенсивного релеевского рассеяния этих квантов. На первый взгляд кажется, что принципиально невозможно разделить в спектре регистрируемого излучения пики полного поглощения фотонов, относящиеся к релеевскому и резонансному рассеяниям. Однако существуют

некоторые различия в характеристиках двух этих процессов рассеяния и в свойствах рассеянных излучений, по крайней мере часть которых можно использовать для увеличения доли интересующего нас эффекта. Перечислим некоторые из них.

1. Поляризации релеевски и резонансно рассеянных излучений должны быть, в принципе, разными.

2. Процесс резонансного рассеяния происходит в среднем за время порядка τ — среднего времени жизни рассеивающего ядра в возбужденном состоянии. Для ^{106}Pd это время $\sim 10^{-11}$ с. Релеевское рассеяние должно происходить за гораздо более короткое время ($\sim 10^{-18}$ с).

3. Угловые распределения рассеянных излучений двух видов сильно различаются между собой.

При увеличении угла рассеяния в задней полусфере интенсивность релеевского рассеяния падает [168], а резонансного растет (формула (224)).

4. В резонансном рассеянии участвует только один изотоп, а в релеевском рассеянии все изотопы.

5. Энергетические микроспектры фотонов, испытавших релеевское и резонансное рассеяние, различны. В то время как спектр релеевски рассеянных квантов практически в точности воспроизводит первичный спектр аннигиляционного излучения и, следовательно, имеет ширину ~ 3 кэВ, микроспектр резонансно рассеянных квантов представляет собой узкую линию с шириной, равной доплеровской ширине $\Delta_D = E_\gamma \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}}$ (k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура рассеивателя, M — масса рассеивающего ядра).

Для ^{106}Pd при комнатной температуре доплеровская ширина составляет 0,39 эВ. Поэтому форма спектра регистрируемого резонансно рассеянного излучения целиком определяется формой аппаратурной линии детектора.

Первые два пункта в этом перечне в настоящее время вряд ли возможно по техническим причинам использовать для разделения релеевского и резонансного рассеяний. Три же остальных различия в свойствах двух видов рассеяния можно применить уже сейчас. При улучшении защиты детектора от прямого излучения источника станет возможным переход к углам рассеяния $\sim 150^\circ$. Это должно, вследствие различия угловых распределений релеевски и резонансно рассеянных квантов, увеличить долю последних на $\sim 35\%$. Применение рассеивателя из палладия, максимально обогащенного изотопом ^{106}Pd , повысит в 3,5 раза вклад резонансного рассеяния в пик полного поглощения, относящийся к процессам упругого рассеяния. Должным образом подобрав геометрию установки, можно обойтись при этом количеством палладия в несколько десятков грамм. В настоящее время доступны германиевые гамма-спектрометры с разрешающей способностью ~ 1 кэВ при хорошей эффективности для гамма-лучей с энергией ~ 500 кэВ.

В гамма-спектрах, измеренных таким детектором, пик, относящийся к резонансному рассеянию гамма-квантов, можно путем несложной математической обработки отделить от более широкого энергетического распределения гамма-лучей, испытавших релеевское рассеяние.

Явление ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов может найти применение в исследованиях формы поверхностей Ферми металлов и сплавов. Об этом более подробно будет рассказано в следующей главе.

Глава 6

НЕБОЛЬШОЕ ДОПОЛНЕНИЕ

В этой главе будет рассказано о нескольких выполненных экспериментах и о некоторых предложениях пока еще не осуществленных опытов, представляющих определенный интерес с точки зрения автора.

6.1. Проявления энергий связи электронов рассеивающих атомов в спектрах рассеянного гамма-излучения

В наших опытах по наблюдению резонансного рассеяния аннигиляционных квантов ядрами ^{106}Pd серьезной проблемой было математическое описание фона в спектре импульсов детектора (в особенности сцинтилляционного) под пиком, обусловленным релеевским и резонансным рассеянием этих квантов (и, конечно, рассеянных гамма-лучей контрольного гамма-источника). Для получения кривой, описывающей этот фон, приходилось использовать достаточно большие участки спектра, лежащие до и после пиков полного поглощения, экстраполируя и сшивая их ход под этим пиком. При этом в части спектра, расположенной по энергии ниже пика, в каждом измерении наблюдалась нерегулярность в виде размытой ступени, которую нельзя было приписать статистическим флуктуациям. По приблизительным оценкам положение этой нерегулярности соответствовало энергии, равной разности энергии первичного рассеиваемого гамма-кванта и энергии связи K -электронов в атоме палладия (и, конечно, серебра). В связи с этим мы предприняли серию опытов по измерению спектров гамма-лучей трех разных нуклидов, рассеянных образцами трех разных элементов. Использовались гамма-лучи ^{198}Au (412 кэВ), ^{181}Hf (482 кэВ) и ^{137}Cs (661,6 кэВ). Источники активностью от 0,3 до 1 Кюри помещались в свинцовый «домик» с коллиматором, который давал на выходе пучок гамма-лучей, полностью перекрываемый пластинами рассеивателей. Угловая расходимость пучка в плоскости рассеяния составляла $\sim 15^\circ$. В качестве рассеивателей использовались пластины из пал-

ладия, вольфрама и свинца естественного изотопного состава. Рассеянные гамма-лучи регистрировались коаксиальным $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором объемом $\sim 25 \text{ см}^3$ в случаях первых двух гамма-источников и $\sim 50 \text{ см}^3$ в случае третьего, причем средний угол рассеяния составлял 90° . Для снижения загрузки детектора мягкими гамма-квантами и рентгеновским излучением перед входным окном защитного свинцового экрана детектора устанавливался фильтр из слоя свинца толщиной 3–5 мм и кадмиевой и медной фольги толщиной по $\sim 0,3$ мм. Результаты измерений представлены на рис. 63. Видно, что во всех случаях в ходе числа отсчетов с энергией проявляется нерегулярность в виде размытой ступени, отстоящей от энергии первичных гамма-квантов на энергию связи K -электронов, Q_K , в атомах рассеивателей. В случае свинцового рассеивателя, по-видимому, можно говорить и о наличии аналогичных ступеней и при энергии рассеянных гамма-квантов, равных $E_\gamma - Q_L$, где Q_L — средняя энергия связи электронов в L -оболочке. Энергетические области, в которых наблюдаются отмеченные нерегулярности, недоступны для гамма-квантов, испытавших рассеяние свободными электронами; они соответствуют взаимодействию, в котором первичный гамма-квант теряет гораздо меньшую энергию, чем при эффекте Комптона. Одним из процессов, приводящих к появлению излучения в данной области энергий, является некогерентное рассеяние связанными электронами, сопровождаемое вылетом освобожденного электрона из атома. Минимальная потеря энергии гамма-квантом в акте такого рассеяния должна быть весьма близка к энергии связи рассеивающего электрона (в условиях нашего опыта неотличима от нее); очевидно, что невозможно передать K -электрону энергию, которая была бы меньше Q_K . Отсюда следует простая интерпретация спектров, показанных на рис. 63. В интервал энергий от $E_\gamma - Q_K$ до E_γ не могут попасть гамма-кванты, испытавшие рассеяние K -электронами. Эта область спектра соответствует гамма-лучам, некогерентно рассеянными электронами более высоких оболочек. Скачкообразное же изменение интенсивности рассеянного гамма-излучения у нижней границы указанного интервала соответствует включению K -оболочки в процесс рассеяния. Аналогичным образом можно объяснить и происхождение слабее выраженных нерегулярностей при энергии $(E_\gamma - Q_L)$ в спектрах, относящихся к свинцовому рассеивателю.

Следует отметить, что фотоэлектроны, возникающие в рассеивателях под действием падающих на них гамма-лучей, создают тормозное излучение, неотличимое в условиях нашего опыта от рассеянных гамма-квантов той же энергии. Это излучение, казалось бы, может внести в измеряемые спектры вклады, напоминающие наблюдаемые нами ступени. Последнее связано с тем, что граничная энергия тормозного излучения тоже равна $E_\gamma - Q_i$, где Q_i — энергия связи электрона в i -й оболочке. Данные о выходе тормозного излучения [176], о сечении фотоэффекта в интересующей нас области энергий [177] и об удельной потере энергии фотоэлектронами в веществе [178] позволили оценить

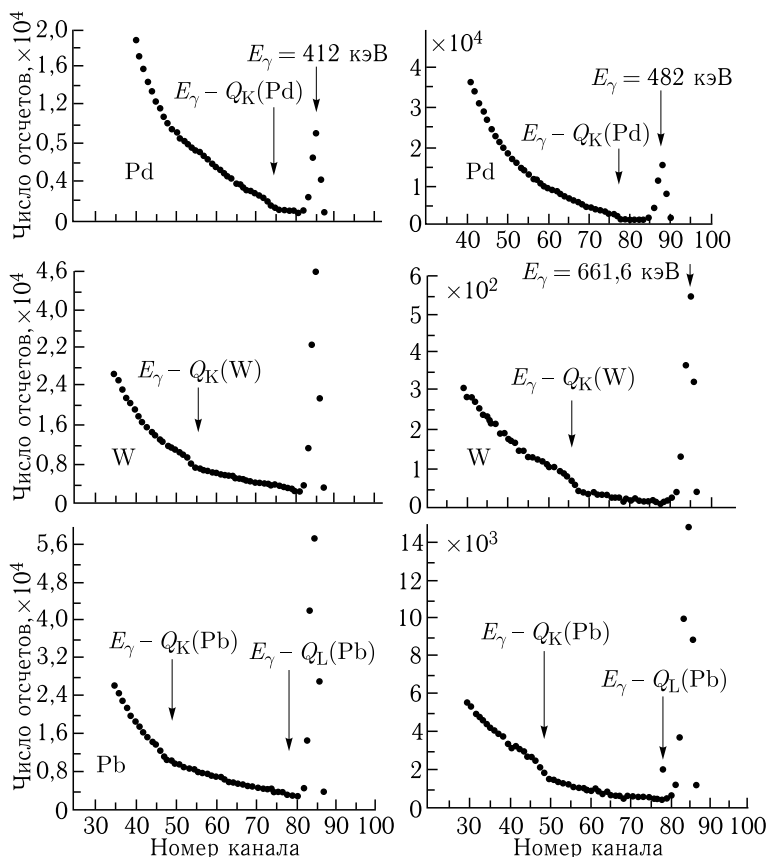


Рис. 63. Спектры рассеянного гамма-излучения ^{198}Au (412 кэВ), ^{181}Hf (482 кэВ) и ^{137}Cs (661,6 кэВ). Рассеиватели — металлические палладий, вольфрам и свинец (указаны на рисунках). $Q_K(\text{Pd})$, $Q_K(\text{W})$ и $Q_K(\text{Pb})$ — энергии связи K -электронов в атомах указанных элементов. $Q_L(\text{Pb})$ — средняя энергия связи L -электронов свинца. Стрелками показаны положения энергий первичных гамма-квантов и энергий, отличающихся от первичных на энергии связи соответствующих электронов

вклад тормозного излучения в образование наблюдавшихся нерегулярностей в спектрах. Для свинцового рассеивателя и $E_\gamma = 482$ кэВ было рассчитано отношение выхода тормозного излучения в интервале 10 кэВ от верхней границы его спектра и выхода релеевского рассеяния, данные о котором получены интерполяцией результатов работ [167, 168]. Оказалось, что эта величина составляет не более 0,1 от наблюдаемой в опыте (при подсчете соответствующего отношения из экспериментальных данных считалось, что пик упругого рассеяния

целиком обусловлен релеевским рассеянием гамма-лучей, что в наших условиях вполне оправдано). Несмотря на невысокую точность приведенной оценки ($\sim 40\%$), можно с достаточной уверенностью утверждать, что тормозное излучение фотоэлектронов играет лишь малую роль в формировании обнаруженных нерегулярностей.

6.2. Применение резонансного рассеяния гамма-квантов к определению магнитного момента ядра ^{65}Cu в возбужденном состоянии с энергией 1115,5 кэВ

Этот опыт интересен по ряду причин. Во-первых, в нем применен нетривиальный метод достижения резонансных условий в немёссбауэровском случае, основанный на впервые использованном для этой цели Ф.Р. Метцгером [179, 180] явлении кулоновской фрагментации молекул. Во-вторых, рассматриваемое возбужденное состояние с энергией 1115,5 кэВ имеет очень малое среднее время жизни: усреднение результатов трех работ [180–182], в которых наблюдалось резонансное рассеяние гамма-лучей, приводит к величине τ , равной $(4,28 \pm 0,17) \times 10^{-13}$ с, а с учетом результата работы [183] ($\tau = 6,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-13}$ с) величина τ оказывается равной $(4,30 \pm 0,17) \cdot 10^{-13}$ с, и лишь šťastливое стечение обстоятельств позволяет при столь малом времени жизни

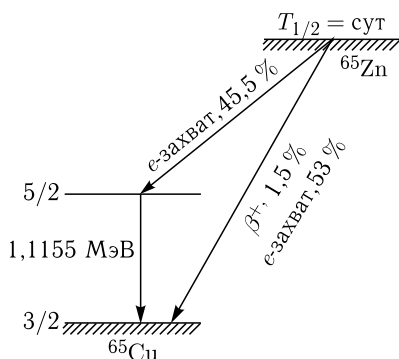


Рис. 64. Схема распада нуклида ^{65}Zn

ядра в возбужденном состоянии измерить его магнитный момент путем возмущения постоянным магнитным полем углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей. В-третьих, как будет показано ниже, в ходе выполнения этого опыта, возникла оригинальная идея создания простых условий для наблюдения резонансного рассеяния гамма-квантов с использованием кулоновской фрагментации молекул гамма-источника. Схема распада нуклида ^{65}Zn показана на рис. 64.

Явление кулоновской фрагментации молекул заключается в следующем. Радиоактивный распад атомного ядра путем захвата им электрона приводит, как правило, к множественным оже-процессам [184], в результате которых атом оказывается в сильно ионизированном состоянии. Если этот атом входит в состав молекулы, то часть его зарядов переходит на другие атомы молекулы. Одноименно заряженные атомы испытывают кулоновское отталкивание, приводящее к развалу молекулы. Образующиеся фраг-

менты разлетаются, приобретая значительные скорости. Если среднее время жизни ядра атома-фрагмента в возбужденном состоянии, образующемся после захвата электрона материнским атомом, достаточно мало, чтобы оно успело испустить гамма-квант до соударения с другим атомом, то испущенный гамма-квант, летящий в направлении резонансного поглотителя, может получить вследствие эффекта Доплера добавку к своей энергии, достаточную для компенсации потерь на отдачу ядер в актах испускания и поглощения. Это делает возможным наблюдение резонансного рассеяния гамма-квантов. Как было показано Ф.Р. Метцгером, в случае ядер ^{65}Cu применение газообразных гамма-источников из молекул ZnCl_2 и ZnI_2 с материнским нуклидом ^{65}Zn , получаемых высокотемпературным нагревом соответствующих солей, приводит к получению исключительно высокого эффекта резонансного рассеяния гамма-квантов, во много раз превосходящего уровень счета при холодном гамма-источнике, когда его вещество находится в твердом состоянии, в связи с чем сильно сокращается среднее время между образованием фрагмента и его соударением с соседним атомом. Интересно, что с повышением массы атома галогена резонансные условия улучшаются. Это связано с ростом доли кинетической энергии образующихся атомов меди и с соответствующим расширением диапазона скоростей атомов-фрагментов меди.

Примененный в данном случае метод аналогичен способу, использованному нами при измерении магнитного момента ядра ^{182}W , и заключается в возмущении углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей магнитным полем. Согласно данным работ [180–182] спины основного и возбужденного состояний равны, соответственно, $3/2$ и $5/2$, а параметр смешивания $E2$ - и $M1$ -мультиполей δ равен, согласно [180], $-0,437 \pm 0,015$. Функция углового распределения резонансно рассеянных гамма-лучей, имеющая в случае смеси $E2$ - и $M1$ -мультиполей общий вид: $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$, где θ — угол рассеяния, отсчитываемый от направления первичного гамма-кванта против часовой стрелки, а P_2 и P_4 — соответствующие полиномы Лежандра, приобретает при указанных значениях спинов и параметра смешивания следующее выражение:

$$W(\theta) = 1 + (0,98 \pm 0,02)P_2 + (0,0139 \pm 0,0137)P_4. \quad (230)$$

Когда на ядро, рассеивающее гамма-квант, действует магнитное поле, оно возмущает угловое распределение рассеянных гамма-лучей. В полуклассическом представлении в течение времени t пребывания ядра в возбужденном состоянии происходит прецессия спина ядра вокруг направления магнитного поля с ларморовой частотой $\omega_L = -\mu H / I \hbar$. Если величина μH мала по сравнению с естественной шириной Γ возбужденного состояния ядра, то результатом возмущения будет поворот розетки углового распределения на угол $\Delta\theta = \omega_L t$

относительно ее невозмущенного положения, и функция углового распределения приобретет вид:

$$W(\theta, H, t) = W(\theta - \omega_L t). \quad (231)$$

Если измерения углового распределения рассеянных гамма-лучей длятся при каждой угловой позиции во много раз дольше среднего времени жизни ядра в возбужденном состоянии, то угол поворота розетки углового распределения оказывается равным $\omega_L \tau$, и выражение (231) преобразуется в

$$W(\theta, H, t \gg \tau) = W(\theta - \omega_L \tau). \quad (232)$$

Если детектор регистрирует гамма-лучи, рассеянные на угол θ в плоскости, перпендикулярной направлению приложенного магнитного поля, при двух противоположных знаках этого поля, то удобно сравнивать найденную в опыте величину отношения

$$R = \frac{W(\theta, H^-) - W(\theta, H^+)}{W(\theta, H^-) + W(\theta, H^+)} = \frac{W(\theta - \omega_L \tau) - W(\theta + \omega_L \tau)}{W(\theta - \omega_L \tau) + W(\theta + \omega_L \tau)} \quad (233)$$

с теоретическим результатом, полученным с помощью выражения (230), в который войдет искомая величина $\omega_L \tau$.

Благоприятными обстоятельствами для проведения данного опыта являются возможность использования кулоновской фрагментации молекул гамма-источника для наблюдения резонансного рассеяния гамма-квантов и наличие удобного вещества для изготовления резонансного рассеивателя, а именно ферромагнитного сплава Гейслера CuMnAl (65,4 ат. % Cu, 16,5 % Mn и 18,1 % Al), в котором на ядра атомов меди действует внутреннее магнитное поле напряженностью $212,5 \pm 0,5$ кЭ [185]. На рис. 65 представлены полученные в нашей работе [186] спектры гамма-лучей, рассеянных образцом такого сплава, когда веществом гамма-источника была соль $^{65}\text{ZnI}_2$, находящаяся в откачанной кварцевой ампуле. Последняя находилась внутри электронагревателя, с помощью которого можно было нагреть ампулу до 800°C , когда соль внутри ампулы испарялась. Виден очень большой эффект резонансного рассеяния гамма-лучей ^{65}Cu с энергией 1115,5 кэВ, появляющийся при переходе соли в газообразное состояние и отсутствующий при температуре ампулы ниже 100°C .

В экспериментальной установке использовались четыре сцинтилляционных детектора с кристаллами NaI(Tl) диаметром 70 мм и толщиной 100 мм, регистрирующие гамма-лучи, рассеянные на углы $\pm 135^\circ$, $+77^\circ$ и -67° . В табл. 6.1 приведены экспериментальные результаты. Их усреднение дало величину магнитного момента ядра ^{65}Cu в возбужденном состоянии с энергией 1115,5 кэВ, равную $4,45 \pm 0,92$ ядерных магнетонов.

Основная роль в выполнении этой работы принадлежит П.И. Ромашевой. Она же предложила оригинальную идею использования для наблюдения резонансного рассеяния гамма-лучей кулоновскую

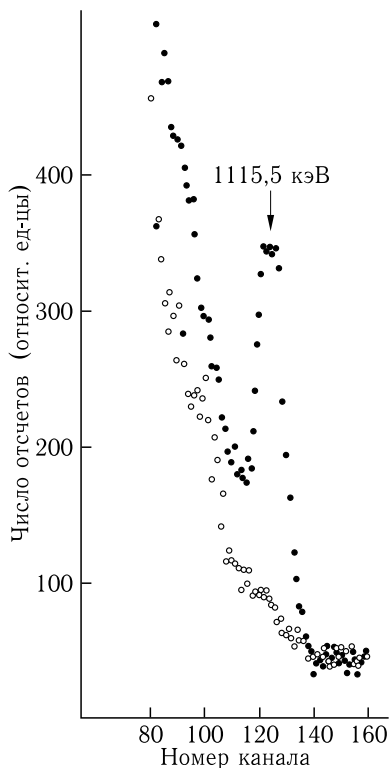


Рис. 65. Спектры гамма-лучей, рассеянных сплавом Гейслера во внешнем магнитном поле при двух агрегатных состояниях гамма-источника из соли $^{65}\text{ZnI}_2$. Черные точки — газообразное состояние соли. Светлые кружки относятся к затвердевшему веществу источника

Таблица 6.1.

№ детектора	θ , градусы	$R_{\text{эксп}} \pm \Delta R_{\text{эксп}}$	$M \pm \Delta\mu$, яд. магн.
1	+135	$-1,05 \pm 0,35$	$4,96 \pm 1,70$
2	-135	$+1,00 \pm 0,36$	$4,80 \pm 1,80$
3	-67	$-0,88 \pm 0,44$	$3,96 \pm 2,00$
4	+77	$+0,68 \pm 0,38$	$3,62 \pm 2,05$

фрагментацию молекул, растворенных в таких жидкостях, где не все эти молекулы подвергаются электролитической диссоциации. Она совместно с В.М.Новиковым выполнила эксперименты с гамма-источниками, изготовленными из радиоактивной соли $^{65}\text{ZnI}_2$, растворенной в этиловом спирте и в глицерине [187]. В обоих случаях наблюдался эффект резонансного рассеяния гамма-лучей с энергией 1115,5 кэВ на бронзовом рассеивателе при отсутствии эффекта, когда рассеива-

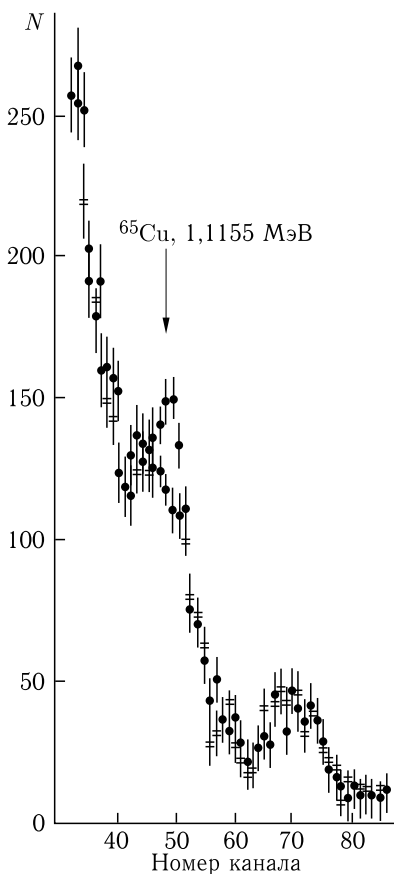


Рис. 66. Спектры гамма-лучей, рассеянных бронзовым рассеивателем. Черные точки получены с гамма-источником в виде раствора соли $^{65}\text{ZnI}_2$ в этиловом спирте. Крестиками показаны результаты измерений с источником из твердой соли $^{65}\text{ZnI}_2$

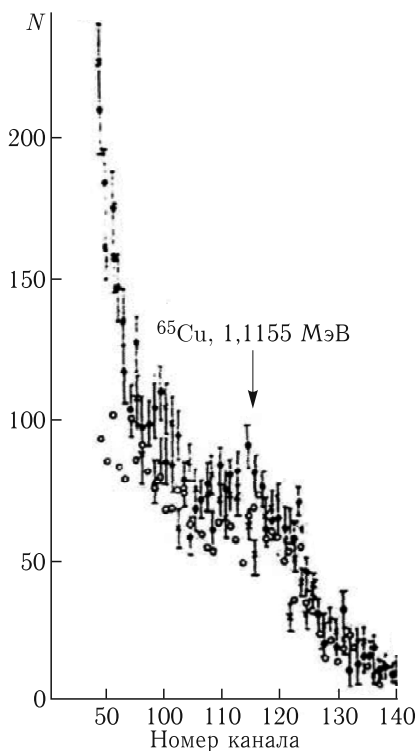


Рис. 67. Спектры рассеянного бронзовым рассеивателем гамма-излучения. Черные точки получены с гамма-источником из соли $^{65}\text{ZnI}_2$, растворенной в глицерине. Крестиками обозначены результаты измерений с источником из твердой соли. Светлые кружки — фон

телем служил цинк. Данные этих опытов приведены на рис. 66 и 67. Для сравнения на рис. 68 приведен спектр гамма-лучей, рассеянных цинком. В этом случае резонансное рассеяние должно отсутствовать. И действительно, спектры, полученные с источниками из твердой соли $^{65}\text{ZnI}_2$ и из соли, растворенной в спирте, практически неразличимы. Хотя наблюдаемый в этих опытах эффект резонансного рассеяния на два порядка величины меньше, чем при использовании газообразного

гамма-источника. Достигнутое упрощение методики имеет большое значение и при своем дальнейшем развитии может привести к важным прикладным результатам.

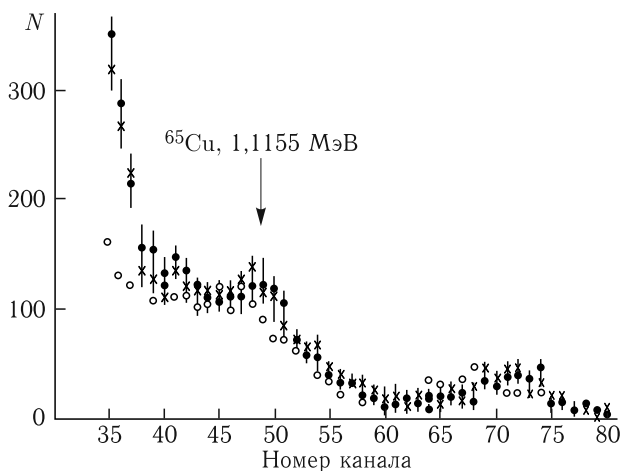


Рис. 68. Спектры гамма-лучей, рассеянных цинковым рассеивателем. Обозначения точек те же, что и на рис. 67

6.3. О возможности применения ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов к изучению формы поверхности Ферми металлов

Если источник аннигиляционных квантов, т. е. вещество, в котором происходит аннигиляция позитронов, представляет собой монокристалл исследуемого металла, то вероятность того, что квант, вылетающий в данном направлении, имеет энергию, позволяющую ему резонансно поглотиться ядром подходящего рассеивателя, зависит от ориентации кристалла по отношению к этому направлению при условии, что поверхность Ферми материала источника отличается от сферической. Поясним это на примере монокристалла меди. На рис. 69 показана поверхность Ферми меди в соответствии с [188]. Видно, что она имеет форму, довольно близкую к сферической, от которой ее отличает наличие характерных «щеek». Если монокристалл меди, являющийся источником аннигиляционного излучения, расположен так, что на рассеиватель падают кванты, испускаемые в направлении [110] (см. рис. 69, а), то в общем числе этих квантов доля тех, что имеют энергию, требуемую для резонансного поглощения ядрами рассеивателя, будет пропорциональна объему плоского слоя толщиной dP_z , перпендикулярного направлению [110] и находящегося на расстоянии

$P_z \approx 2E_0/c - 2mc$ от центра поверхности Ферми (см. формулу (182)). Толщина этого слоя, dP_z , зависит только от доплеровской ширины линии резонансного поглощения рассеивателя Δ_D , а именно,

$$dP_z \approx \frac{2\Delta_D}{c} \ll P_z.$$

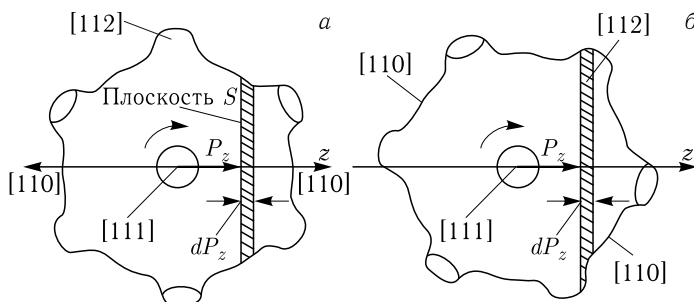


Рис. 69. Схема, поясняющая на примере формы поверхности Ферми меди, почему число аннигиляционных квантов, способных испытать ядерное резонансное рассеяние, может зависеть от поворота кристалла-источника вокруг оси, перпендикулярной направлению вылета фотонов

Поскольку при выбранном веществе рассеивателя величина dP_z остается постоянной независимо от ориентации кристалла-источника, можно считать, что интересующее нас число аннигиляционных квантов, имеющих возможность резонансно рассеяться ядрами рассеивателя, пропорционально площади сечения тела, ограниченного

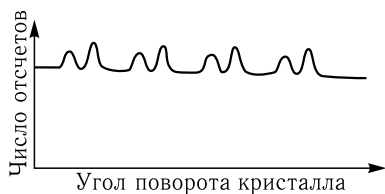


Рис. 70. Примерный вид зависимости чисел отсчетов для рассеянных аннигиляционных квантов от угла поворота кристалла, в котором происходит аннигиляция

поверхностью Ферми, плоскостью S , перпендикулярной направлению вылета квантов и расположенной на расстоянии P_z от центра этого тела. При вращении кристалла вокруг перпендикулярной плоскости рисунка оси $[111]$ неизбежно наступит момент, когда плоскость S будет пересекать одну или несколько «шеек» (см. рис. 69, б). Площадь сечения ограниченного поверхностью Ферми тела плоскостью S при этом увеличится и, соответственно,

возрастет и число отсчетов детектора, регистрирующего рассеянные кванты. Если измерять скорость счета детектора в зависимости от угла поворота монокристаллического источника вокруг оси $[111]$, то должна получиться картина типа изображенной на рис. 70. Естественно, что аналогичные (но не всегда такие же) кривые получатся и при

вращении кристалла вокруг любой другой оси. Меняя оси вращения, можно, в принципе, получить полное представление о форме поверхности Ферми данного образца. В случае меди дело несколько упрощается тем, что медный монокристалл, облученный нейтронами, сам же становится источником позитронов. При исследовании других веществ может оказаться необходимым использовать отдельные источники позитронов. В этом случае исследуемый образец вырезается из монокристалла в виде трубки с известным кристаллическим направлением оси и с толщиной стенок, достаточной для полного поглощения позитронов, испускаемых источником, находящимся внутри трубки. На рис. 71 изображена принципиальная схема экспериментальной установки для работы с такими образцами. Недостатком веществ, которые не могут стать источниками позитронов в результате облучения нейтронами или в реакциях с заряженными частицами, является необходимость изготовления нового образца для каждой новой оси вращения. Математически данная проблема сводится к определению формы поверхности тела по сколь угодно большому множеству площадей его сечения плоскостями, отстоящими от некоторой точки («центра» тела) на одном и том же расстоянии. Таким центром для поверхности Ферми любой формы является точка, от которой отсчитываются величины импульсов электронов.

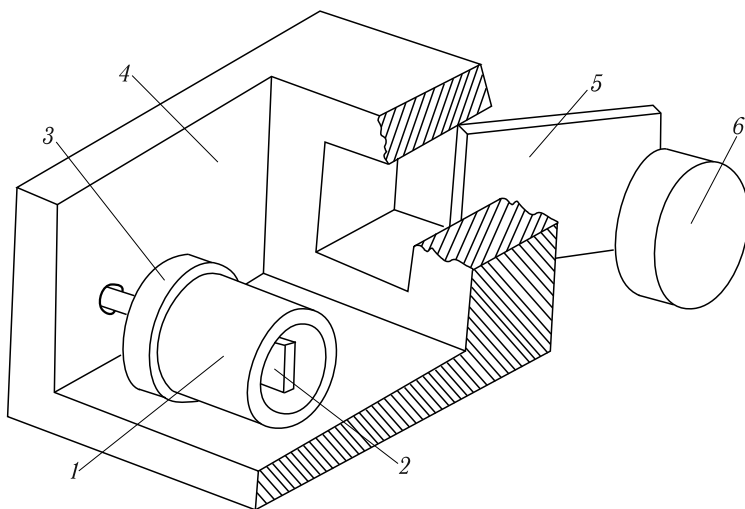


Рис. 71. Принципиальная схема устройства для исследования формы поверхности Ферми металла с помощью ядерного резонансного рассеяния аннигиляционных квантов. 1 — монокристалл, вырезанный в виде трубки, 2 — источник позитронов, 3 — держатель кристалла, 4 — радиационная защита, 5 — рассеиватель, 6 — детектор рассеянного излучения (условно)

6.4. Ядерное резонансное рассеяние аннигиляционных квантов и проблема Тунгусского метеорита

Этот не слишком серьезный текст приведен здесь скорее для развлечения утомленного читателя, чем для руководства к действию. Слишком много неясных обстоятельств, требующих дополнительных непростых исследований, связано с этой проблемой. Речь идет об экспериментальной проверке гипотезы о том, не представлял ли собой Тунгусский метеорит кусок антивещества. Если в районе падения этого метеорита имеются руды, содержащие палладий, галлий или рений, то в этих породах вследствие облучения их интенсивным потоком аннигиляционного излучения могли бы, при некоторых условиях, произойти структурные изменения. В частности, если атомы палладия, галлия или рения достаточно слабо связаны в своих химических соединениях, то резонансное рассеяние аннигиляционных квантов могло бы приводить к селективному вылету атомов ^{71}Ga , ^{106}Pd и ^{187}Re из молекул, в состав которых они входят, пополняя собой соответствующие металлические фракции. Заметим, что релеевское рассеяние аннигиляционных квантов в более сильной степени могло бы приводить к такому процессу, чем резонансное рассеяние, поскольку в первом случае атому передается больший импульс, так как квант рассеивается без образования возбужденного ядерного состояния. Кроме того, сечение релеевского рассеяния аннигиляционных квантов превосходит сечение резонансного рассеяния (см. разд. 5.4 и 5.7). При этом, однако, вследствие релеевского рассеяния все изотопы должны выбиваться из молекул в одинаковой степени (слабое влияние на вероятность этого процесса окажет зависимость энергии связи атомов от их массы. Но эта зависимость не имеет резонансного характера).

Таким образом, искомый эффект заключается в избыточном содержании в металлических фракциях указанных выше изотопов. Возможность проведения такого исследования зависит от ряда обстоятельств. Во-первых, необходимо, чтобы в районе падения метеорита были обнаружены требуемые руды. Во-вторых, требуется, чтобы энергии связи атомов Ga, Pd или Re в соответствующих молекулах были достаточно малы, чтобы оказалось возможным выбивание нужных изотопов из молекул при резонансном рассеянии фотонов с энергией 511 кэВ. Даже для самого легкого изотопа, ^{71}Ga , энергия отдачи при поглощении ядром аннигиляционного кванта равна всего лишь 1,975 эВ. Решение этих задач требует больших усилий и расходов. Организация геологической экспедиции специально для данной цели вряд ли осуществима. Надеяться можно только на подключение к экспедиции, работающей в данном районе по совсем другому поводу, что, конечно, проблематично. Экспериментальная проверка возможности процесса вылета атомов указанных элементов из соответствующих молекул требует создания источников гамма-квантов, не излучающих фотонов с более высоки-

ми энергиями, чем 511 кэВ. Поэтому обычно применяемые в работе с аннигиляционным излучением источники, изготовленные из ^{22}Na или из ^{64}Si , использовать нельзя, поскольку в спектрах обоих этих источников имеются гамма-линии с энергиями более 1 МэВ (некоторые возможности открывает методика применения фильтров с разными коэффициентами поглощения для двух видов гамма-излучений этих источников). Работать с тормозным излучением электронов тоже затруднительно, поскольку форма его спектра не позволяет получить в достаточном количестве фотоны с энергией 511 кэВ без того, чтобы в спектре оказались фотоны с более высокими энергиями. Желательно иметь источник низкоэнергичных позитронов, что, однако, совсем не просто осуществить. Полагаю поэтому, что серьезных надежд на проведение работ в этом направлении пока нет.

Заключение

В этой небольшой книге описаны результаты многолетних трудов коллектива научных сотрудников, лаборантов и механиков, в лучшие свои годы насчитывающего 15 человек, а теперь уменьшившегося как по естественным причинам, так и из-за недостаточного финансирования, до пяти научных сотрудников при полном отсутствии вспомогательного персонала. Тем не менее нам удалось даже в последние особенно трудные годы создать своими силами экспериментальные установки, на которых были получены уникальные результаты. Я позволю себе вкратце напомнить здесь о том главном, что нами было сделано и что нашло свое место в предлагаемой книге. Во-первых, это, конечно, цикл работ, посвященных исследованиям возмущенных магнитными полями угловых распределений резонансно рассеянных гамма-лучей. Нам удалось экспериментально показать, что теоретические предсказания зависимости результата такого возмущения от вида спектра рассеиваемых гамма-лучей справедливы и связаны с тем, что среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии зависит от этого вида. Подробный анализ этой ситуации привел к выводу о длительном характере процессов поглощения и излучения гамма-квантов ядрами. Хотя подобная точка зрения, может быть не в такой явной форме, существовала и раньше (см. приведенные в книге рассуждения д-ра Е.Б. Богомольного, объясняющего суть различия процессов возбуждения ядер гамма-лучами узкого и широкого спектров), она оказалась совершенно неожиданной для подавляющего большинства физиков (и не только экспериментаторов), с которыми автор обсуждал эту проблему. Еще более важными оказались результаты опытов по гамма-резонансному возбуждению долгоживущих изомерных состояний ядер. Ведь до сих пор считалось (и пока еще считается многими), что минимальная ширина гамма-линии, доступная измерению, должна составлять 10^{-13} – 10^{-12} эВ. До таких величин более узкие естественные ширины должны были бы увеличиваться даже в диамагнитных веществах из-за так называемых диполь-дипольных взаимодействий ядерных магнитных моментов с магнитными моментами соседних ядер и электронов проводимости. И вдруг эксперименты с изомером ^{109m}Ag показывают, что такого уширения нет. Поскольку трудно поверить, что такая в высшей степени достоверная теория как квантовая электродинамика в данном случае приводит к неверному результату, следует думать, что дело в некоторых до сих пор неизвестных особенностях ядерных радиационных процессов. Попытка объяснить эту ситуацию возможным усреднением до малого значения меняющейся по величине и знаку энергии диполь-дипольного взаимодействия за время жизни ядра в возбужденном состоянии встретила серьезные возражения теоретиков. Вторая предложенная нами гипотеза заключается в предположении, что ни излучающее ядро, ни излучаемая гамма-волна не чув-

ствительны к внешним воздействиям, пока длится процесс излучения (поглощения) фотона. В поддержку этой гипотезы мы привели довод, заключающийся в том, что если бы дело обстояло не так, то нельзя было бы наблюдать гамма-линии естественной ширины, что, однако, случается. Конечно, для исчерпывающего объяснения обнаруженной аномалии требуется гораздо более глубокий анализ.

Надо упомянуть здесь и о созданном нами приборе совершенно нового типа — о гравитационном гамма-спектрометре. Этот простой по своей идее и конструкции прибор, изготовленный сотрудниками нашей группы из подручных материалов, дал возможность измерить форму гамма-резонанса долгоживущего изомера ^{109m}Ag и тем самым повысить в $\sim 10^8$ раз разрешающую способность гамма-спектрометров по сравнению с мёссбауэровскими спектрометрами, работающими с гамма-лучами нуклида ^{57}Fe , и полностью подтвердить результаты предыдущих экспериментов, указывающие на отсутствие большого уширения мёссбауэровской гамма-линии изомера ^{109m}Ag , связанного с диполь-дипольным взаимодействием. Что же касается остального содержания книги, то наиболее важное в ней связано с наблюдением резонансного рассеяния ядрами аннигиляционных квантов, процесса, который позволяет развить новый метод исследования формы поверхностей Ферми металлов, и обнаружением проявления энергий связи атомных электронов в спектрах рассеянного гамма-излучения.

С благодарностью отмечаю, что основные эксперименты с изомером ^{109m}Ag были выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и фонда INTAS.

Список литературы

1. Wood R.W. Physical Optics. — New York: The MacMillan Company, 1934.
2. Войтовецкий В.К., Корсунский И.И., Пажин Ю.Ф. и др. // Ядерная Физика. 1983. Т. 38. С. 662.
3. Frauenfelder G., Steffen R. Angular Correlations. Alfa-, Beta- and Gamma-Ray spectroscopy / Ed. by K. Siegbahn — Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1965.
4. Metzger R.F. // Nucl. Phys. 1961. V. 27. P. 612.
5. Результаты эксперимента А.В. Давыдова и О.Н. Сорокина, приведенные в лекции А.В. Давыдова «Резонансное рассеяние гамма-лучей» // Труды 5-й зимней школы по ядерной физике и физике высоких энергий ЛФТИ им. Ф.Ф. Иоффе. Ч. II — Ленинград, 1970. С. 263.
6. Chow Y.W., Grodzins L., Barrett P. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 369.
7. Goebel K.C.J., McVoy W. // Phys. Rev. 1966. V. 148. P. 1021.
8. Eicher H. // Z. Phys. 1968. V. 212. P. 176.
9. Вишневский И.Н., Давыдов А.И., Лобов Г.А., Повзун В.И. Препринт ИТЭФ-70. — Москва, 1974.
10. Давыдов А.В., Лобов Г.А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1981. Т. 45. С. 2025.
11. Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.Л. Кинематика ядерных реакций. — М.: Физматгиз, 1960.
12. Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. — М.: Физматгиз, 1960.
13. Корн Г.А., Корн Т.М. Справочник по математике. — М.: Наука, 1984.
14. Давыдов А.В., Селютин В.П. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1963. Т. 27. С. 875.
15. Lee L.L., Meyer-Schutzmeister L., Schiffer J.P., Vincent D. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 223.
16. Bussiere de Nercy A., Langevin M., Spiegel M. // Comp. Rend. 1960. V. 250. P. 1031.
17. Kankeleit E. // Z. Physik. 1961. Bd. 164. S. 442.
18. Сумбаев О.И., Смирнов А.И. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 115.
19. Рекомендации МКРЗ. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. Ч. II, кн. I. 182Та. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
20. Воинова Н.А., Джелепов Б.С. Изобарные ядра с массовым числом $A = 182$. — Л.: Наука, 1968.
21. Schmorak M.R. // Nucl. Data Sheets. 1975. V. 14. P. 559.
22. Phillips E.A., Grodzins L. // Perturbed Angular Correlations / Eds.: E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn. — Amsterdam: North-Holland Publishing Comp., 1964. P. 294.
23. Agresti D.A., Kankeleit E., Persson B. // Phys. Rev. 1967. V. 155. P. 1342.
24. Sikasono N., Takekoshi H., Shoji T. // J. Phys. Soc. Japan. 1965. V. 20. P. 271.
25. Cohen S.G., Blum N.A., Chow Y.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 322.
26. Frankel R.B., Chow Y.W., Grodzins L., Wulff J. // Phys. Rev. 1969. V. 186. P. 381.

27. Kegel G.H.R. Thesis MIT. Quoted in [28].
28. Korner H., Radeloff J., Bodenstedt E. // Z. Physik. 1963. Bd. 172. S. 279.
29. Goldring G. // Z. Vager. Phys. Rev. 1962. Bd. 127. S. 929.
30. Ключарев В.А., Вальтер А.К., Залюбовский И.И., Афанасьев В.Д. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 1136.
31. Scharenberg R.P., Kurfess J.D., Schilling G. et al. // Nucl. Phys. 1964. V. 58. P. 658.
32. Ebert W., Klepper O., Spehl H. // Nucl. Phys. 1965. V. 73. P. 217.
33. Persson B., Blumberg H., Agresti D. // Phys. Rev. 1968. V. 170. P. 1066.
34. Ben Zvi I., Gilad P., Goldberg M.B. et al. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 151. P. 401.
35. Garber D.A., Behar M., King Wm.C. et al. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 2399.
36. Муминов А.М. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. — Ташкент, 1972.
37. Cameron J.A., Keszthelyi L., Mezei G. et al. // Can. J. Phys. 1972. V. 50. P. 736.
38. Grodzins L. // Annual Review of Nuclear Science. 1968. V. 18. P. 291.
39. Goldring G., Kalish R., Spehl H. // Nucl. Phys. 1966. V. 80. P. 35.
40. Myssbauer R.L. // Z. Physik. 1958. Bd. 151. S. 124.
41. Mössbauer R.L. // Z. Naturforsch. 1959. Bd. 14a. S. 211.
42. Wittmann F. // Z. Naturforsch. 1964. Bd. 19a. S. 1409.
43. Долгунов А.З. // Гамма-лучи. — Изд-во Академии наук СССР, 1961. С. 523.
44. Давыдов А.В., Карташов Г.Р., Хрудев Ю.В. // Ядерная Физика. 1968. Т. 7. С. 735.
45. Krane K.S. // At. Data and Nucl. Data Tables. 1976. No. 2. P. 137.
46. Narasimha Rao B.V., Jnanananda S. // Proc. Phys. Soc. 1966. V. 87, part 2. P. 455.
47. Берлович Е.Е., Гусев Ю.К., Ильин В.В., Никитин М.К. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 1625.
48. Lindskog J., Sundström T., Sparrman P. // Z. Physik. 1962. Bd. 170. S. 347.
49. Malmskog S.G., Bücklin A. // Ark. f. Fysik. 1969. Bd. 39. S. 411.
50. Craig P.P., Dash J.C., McGuire A.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 221.
51. Steiner P., Gerdau E., Hautsch W., Steenken D. // Z. Physik. 1969. Bd. 221. S. 281.
52. Balko B., Hoy G.R. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. P. 36.
53. Weisel W., Kesthelyi L. // Hyperfine Interactions. 1979. V. 3. P. 413.
54. Lewis M.B. // Nucl. Data Sheets. 1973. V. 9. P. 479.
55. Wagner F., Kaindl G., Kienle P. et al. // Z. Physik. 1967. Bd. 207. S. 500.
56. Gustafsson S., Johansson K., Karlsson E. et al. // Ark. f. Fysik. 1967. V. 34. P. 169.
57. Wagner F., Potzel W. // Hyperfine Interactions in Excited Nuclei // Eds.: G. Goldring, R. Kalish. V. II. — New York–London–Paris: Gordon and Breach Science Publishers, 1971. P. 681.

58. Mössbauer R.L., Lengsfeld M., Von Lieres W. et al. // Z. Naturforsch. 1971. Bd. 26a. S. 343.
59. Cameron J.A., Campbell J.A., Compton J.F. et al. // Nucl. Phys. 1964. V. 59. P. 475.
60. Atzmoni U., Bauminger E.R., Lebenbaum D. et al. // Phys. Rev. 1967. V. 163. P. 314.
61. Kontani M., Itoh J. // J. Phys. Soc. Japan. 1967. V. 22. P. 345.
62. Коган В., Кульков В.Д., Никитин Л.П. и др. // ЖЭТФ. 1967. Т. 45. С. 1.
63. Riedli P.C. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. P. 5243.
64. Johansson K., Karlsson E., Norlin L.O. // Intern Conf. on Hyperfine Interactions Studied in Nuclear Reactions and Decay. Uppsala, Sweden, 1974. Contributed papers. Upplands Grafiska AB. — Uppsala, 1974. P. 164.
65. Vincze I. // State Commun. 1972. V. 10. P. 341.
66. Narath A. // Phys. Rev. 1968. V. 165. P. 506.
67. Wagner F., Klöckner J., Körner N.J. et al. // Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 253.
68. Avida R., Ben Zvi I., Gilad P. et al. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 147. P. 200.
69. Owens W.R., Robinson B.I., Jha S. // Phys. Rev. 1969. V. 185. P. 1555.
70. Ильхамджанов Н.Ф., Раджапов П.С., Салимбаев К.Т. // Изв. Академии наук УзССР, сер. физ.-мат. 1973. № 4. С. 79.
71. Давыдов А.В., Коротков М.М., Ромашева П.И. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 560.
72. Давыдов А.В., Коротков М.М., Ромашева П.И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. Т. 44. С. 1778.
73. Wagner F.E. // Hyperfine Interactions. 1983. V. 13. P. 149.
74. Ekehalt R., Nolte E., Wagner F.E., Körner H.J. To be published.
75. Vanin V.R., Maidana N.L., Castro R.M. et al. // Nucl. Data Sheets. 2007. V. 108. P. 2393.
76. Смирнов Г.В., Швидько Ю.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 68. С. 444.
77. Krane K.S., Steyert W.A. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 2063.
78. Krane K.S., Murdoch B.T., Steyert W.A. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 321.
79. Aharoni A. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. P. 3794.
80. Raghavan P. // At. Data & Nucl. Data Tables. 1989. V. 42. P. 189.
81. Kölbl W.R., Billowes J., Burde J. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 456. P. 349.
82. Stuchbery A.E., Anderssen S.S., Bezakova E. // Hyperfine Interactions. 1996. V. 97/98. P. 479.
83. Bezakova E., Stuchbery A.E., Bolotin H.H. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 669. P. 241.
84. Степанов А.В., Ципенюк Ю.М. // УФН. 2000. Т. 170. С. 83.
85. Мигдал А.Б. Качественные методы в квантовой теории. — М.: Наука, 1975. С. 92.
86. Крылов Н.С., Фок В.А. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. С. 93.
87. Давыдов А.В., Ромашева П.И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1981. Т. 45. С. 1874.

88. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. — М.—Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1948.
89. Table of Isotopes / Eds.: C.M. Lederer, V.S. Shirley. 7th edition. — New York—Chichester—Brishana—Toronto: John Wiley and Sons Inc., 1978.
90. Sogo P.B., Jeffries C.D. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 174.
91. Казан Ю.М. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 366.
92. Wegener H.H.F. // Z. Physik. A. 1977. Bd. 281. S. 183.
93. Гольданский В.И., Макаров Е.Ф. // Химические применения мёссбауэровской спектроскопии / Ред. В.И. Гольданский, Р. Гербер. — М.: Мир, 1970.
94. Roberts L.D., Becker R.L., Obenshain F.E., Thomson J.O. // Phys. Rev. A. 1965. V. 137. P. 895.
95. Shirley A. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36, part II. P. 339.
96. Wertheim G.K. Mössbauer Effect. — Academic Press, 1964.
97. Pound R.V., Rebka G.A. Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 274.
98. Keesom W., Pearlman N. In Kaltephysik. Handbuch der Physik, B. XIV—XV. — Springer-Verlag, 1956.
99. Бизина Г.Е., Беда А.Г., Бургов Н.А., Давыдов А.В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1408.
100. Давыдов А.В., Исаев Ю.Н., Самойлов В.М. // Изв. РАН, сер. физ. 1997. Т. 61. С. 2221.
101. Беда А.Г., Бизина Г.Е., Давыдов А.В. // Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц. — М.: Наука, 1975. С. 209.
102. Алпатов В.Г., Беда А.Г., Бизина Г.Е. и др. // Pros. Intern. Conf. on Mössbauer Spectroscopy. Romania, 1977. V. 1. Contributed papers. P. 43.
103. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. — М.: Физматгиз, 1958. С. 405.
104. Левон А.Т., Немец О.Ф. Электромагнитные моменты возбужденных и радиоактивных ядер. — Киев: Наукова думка, 1989. С. 213.
105. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. — М.: Гостехтеориздат, 1953. С. 66.
106. Wildner W., Gonser U. // J. de Phys. Coll. Suppl. 1979. V. 40. P. C2–47.
107. Hoy G.R., Taylor R.D. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1988. V. 40. P. 763.
108. Taylor R.D., Hoy G.R. // SPIE. 1988. V. 875. P. 126.
109. Rezaie-Serej S., Hoy G.R., Taylor R.D. // Laser Physics. 1995. V. 5. P. 240.
110. Алпатов В.Г., Бизина Г.Е., Давыдов А.В. и др. // Сб. Вопросы точности в ядерной спектроскопии. — Вильнюс: Институт физики АН ЛитССР, 1984. С. 15.
111. Alpatov V.G., Bizina G.E., Davydov A.V. et al. Preprint ITP No. 130. — Moscow, 1984 (in Russian).
112. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. — М.: Наука, 1974.
113. Алпатов В.Г., Давыдов А.В., Карташов Г.Р. и др. // Измерительная техника. 1995. No 3. С. 52.
114. Алпатов В.Г., Баюков Ю.Д., Гелис В.М. и др. // Laser Physics. 2000. V. 10. P. 952.
115. Алпатов В.Г., Бизина Г.Е., Давыдов А.В. и др. // Измерит. техника. 1994. No 1. С. 58.

116. Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н. Сборник задач по математической физике. — М.: Физматгиз, 2004. С. 289.
117. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М.: Атомиздат, 1973.
118. Алпатов В.Г., Баюков Ю.Д., Давыдов А.В. и др. Заключительный отчет по проекту INTAS №97-31566.
119. Алпатов В.Г., Баюков Ю.Д., Давыдов А.В. и др. // Laser Physics. 2005. V. 15. P. 1680.
120. Справочник «Физические величины». — М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 223.
121. Ganner P., Rauch H. // Nucl. Instr. Meth. 1969. V. 76. P. 295.
122. Давыдов А.В. // Ядерная Физика. 2003. Т. 66. С. 2163.
123. Давыдов А.В. // Ядерная Физика. 2007. Т. 70. С. 1221.
124. Давыдов А.В. // Ядерная Физика. 2011. Т. 74. С. 13.
125. Джепаров Ф.С., Львов Д.В., Сильвачева Е.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. № 3. С. 47.
126. Алпатов В.Г., Баюков Ю.Д., Давыдов А.В. и др. // Измерительная техника. 2005. № 2. С. 61.
127. Алпатов В.Г., Баюков Ю.Д., Давыдов А.В. и др. // Laser Physics. 2007. V. 17. P. 1067.
128. Алпатов В.Г., Баюков Ю.Д., Давыдов А.В. и др. // Ядерная Физика. 2008. Т. 71. С. 1184.
129. Баюков Ю.Д., Давыдов А.В., Исаев Ю.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 547.
130. Sherwin C.W., Frauenfelder H., Garwin E.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 399.
131. Kaufmann W. // Nature. 1970. V. 227. P. 157.
132. Рекомендации МКРЗ. Схемы распада радионуклидов, энергия и интенсивность излучения. Ч. I, кн. 2. С. 18. М.: Энергоатомиздат, 1987.
133. Boolchand P. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1988. V. 40. P. 777.
134. Cheng Yau, Xia Bing, Liu Yi-Nong, Jin Qing-Xiu // Chin. Phys. Lett. 2005. V. 22. P. 2530.
135. Murrey G. // Phys. Lett. B. 1967. V. 24. P. 268.
136. Rama Reddy K., Carrigan R.A., Jr., De-Benedetti S., Sutton R.B. // Bull. Am. Phys. Soc. 1967. V. 12. P. 74.
137. Hotz H.P., Mathiesen J.M., Hurley J.P. // Phys. Rev. 1968. V. 170. P. 351.
138. Van den Berg H., Ramaswami M.K. // Nuovo Cim. B. 1968. V. 57. P. 521.
139. Charalambous S., Charaladas M., Dedoussi Sp. // Phys. Lett. A. 1976. V. 59. P. 235.
140. Georgieva M.K., Misheva M.A., Tumbev G.Kh. // Bulg. J. Phys. 1978. V. 5. P. 574.
141. Alatalo M., Kauppinen H., Saarinen K. et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 4176.
142. Asoka-Kumar P., Alatalo M., Ghosh V.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2097.
143. Alvar K.R. // Nucl. Data Sheets. 1973. V. 10. P. 205.

144. Дзелепов Б.С., Пекер Л.К., Сергеев В.О. Схемы распада радиоактивных ядер. — $A > 100$. — М.–Л.: Изд-во Академии наук СССР, 1963.
145. Smith W.G. // Phys. Rev. 1961. V. 122. P. 1600.
146. Smith W.G. // Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 351.
147. Scheuer W., Suter T., Reyes-Suter P., Aasa E. // Nucl. Phys. 1964. V. 54. P. 221.
148. Temperlay J.K., Temperlay A.A. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 101. P. 641.
149. Venugopala P., Fink R.W. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 103. P. 385.
150. Taylor H.W., Neff N., King J.D. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 106. P. 49.
151. Robinson R.L., McCowan F.K., Stelson P.H. et al. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 124. P. 553.
152. Marsol C., Ardisson G. // Rev. Roum. Phys. 1973. V. 18. P. 1101.
153. Strutz K.D. // Z. Phys. 1967. Bd. 201. S. 20.
154. Buyn A. // Nucl. Data Sheets. 1974. V. 11. P. 189.
155. Ellis Y.A., Harmatz B. // Nucl. Data Sheets. 1975. V. 16. P. 135.
156. Ellis Y.A. // Nucl. Data Sheets. 1975. V. 14. P. 347.
157. Artna-Cohen A. // Nucl. Data Sheets. 1971. V. 6. P. 577.
158. Седов В.Л. // УФН. 1968. Т. 94. С. 417.
159. Френкель Я.И. Статистическая физика. — М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1948.
160. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. — М.: Наука, 1976.
161. Mayer J.E., Goeppert-Mayer M. Statistical Mechanics. — Wiley, 1977.
162. Шевелев Г.А., Троицкая А.Г., Карташов В.М., Чурсин Г.П. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. — Л.: Наука, Ленинградское отделение, 1975. С. 78.
163. Шевелев Г.А., Троицкая А.Г., Карташов В.М., Чурсин Г.П. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. — Л.: Наука, Ленинградское отделение, 1975. С. 79.
164. Hsue S.T., Hsu H.H., Wohn F.K. et al. // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 582.
165. Auble L. // Nuclear Data Sheets for $A = 64$. 1974. V. 12. P. 305.
166. Рекомендации МКРЗ. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. Ч. I, кн. I. — М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 102.
167. Smend F., Schumacher M., Borchert T. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 213. P. 309.
168. Smend F., Schumacher M., Borchert T. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 223. P. 423.
169. Malmfors K.J. In Beta- and Gamma-ray Spectroscopy / Ed. K.A.I. Siegbahn. — Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1955.
170. Davisson Sh. In Alfa-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy / Ed. K.A.I. Siegbahn. — Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1965.
171. Davydov A.V., Kartashov G.R., Vishnevsky I.N. // Phys. Lett. B. 1969. V. 30. P. 616.
172. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1969.
173. Loyd S.P. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 716.
174. Гаврилов М.Г., Давыдов А.В., Коротков М.М. // Ядерная Физика. 1977. Т. 25. С. 240.

175. Вишневский И.Н., Гаврилюк В.И., Купряшкин В.Т. и др. // Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 3. — М.: Атомиздат, 1972. С. 262.
176. Гаврилов М.Г., Давыдов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. С. 569.
177. Motz J.W. // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 1560.
178. Seemann K.W. // Bull. Am. Phys. Soc. 1956. V. 1. P. 198.
179. Кноп Г., Пауль В. // Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. Т. 1.
180. Metzger F.R. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 434.
181. F.R. Metzger // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 1257.
182. G.B. Beard // Phys. Rev. 1964. V. 135. P. B577.
183. Gove H., Litherlandt A., Brande C. // Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 52.
184. Каинов Д.И., Бегжанов Р.Б., Кузьминов А.В., Шубный Ю.К. // ЖЭТФ. 1963. V. 44. P. 1811.
185. Снелл А. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. — М.: Атомиздат, 1969. Т. 4. С. 222.
186. Sugibuchi K., Endo K. // J. Phys. Chem. Solids. 1964. V. 25. P. 1217.
187. Давыдов А.В., Новиков В.М., Ромашева П.И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. С. 2148.
188. Новиков В.М., Ромашева П.И. // Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 7. — М.: Атомиздат, 1977. С. 238.
189. Fujiwara K., Sueoka O. // J. Phys. Soc. Japan. 1947. V. 21. P. 1066.

Научное издание

ДАВЫДОВ Андрей Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ

Редактор *Е.С. Артоболевская*

Оригинал-макет: *Е.В. Сабаева*

Оформление переплета: *В.Ф. Киселев*

Подписано в печать 02.12.2013. Формат 60×90/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 12,5. Уч.-изд. л. 13,5. Тираж 250 экз.
Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»

МАИК «Наука/Интерпериодика»

117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90

E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;

<http://www.fml.ru>

Отпечатано с электронных носителей издательства
в ГУП Чувашской Республики «ИПК «Чувашия»,

Мининформполитики Чувашии,

428019 г. Чебоксары, пр-т И. Яковлева, 13