

А. Л. Холмецкий

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА
В БЕЛОРУССКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ
УНИВЕРСИТЕТЕ
(1980-2025)

Минск
НИИ ЯП БГУ
2025

УДК 539.166.2;543.5;544.178

В авторской редакции

Холмецкий, А.Л.

Эффект Мессбауэра в Белорусском государственном университете (1980 - 2025) / А. Л. Холмецкий. Минск: НИИ ЯП БГУ, 2025. – 206 с. : ил.

Эффект Мессбауэра, представляющий собой явление резонансного взаимодействия гамма-квантов с ядрами ряда элементов таблицы Менделеева, наблюдается в ситуации, когда энергия отдачи ядра при поглощении гамма-кванта равна нулю. Эффект был открыт немецким физиком Рудольфом Мессбауэром в конце 50-ых годов прошлого столетия. Вскоре мессбауэровская спектроскопия получила быстрое развитие как в плане технической реализации методов наблюдения ядерного гамма-резонанса, так и в плане ее применений для решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач.

В Белорусском государственном университете мессбауэровская спектроскопия стала развиваться на кафедре ядерной физики физического факультета, начиная с 80-х годов прошлого столетия. К настоящему времени по выполненным разработкам получено свыше 30 патентов и опубликовано несколько десятков статей в ведущих мировых физических журналах.

Представляемый материал имеет целью освятить основные научно-практические и научные результаты, полученные лабораторией мессбауэровской спектроскопии кафедры ядерной физики БГУ на протяжении последних тридцати лет.

В разделах 1-3 приводится общая информация об эффекте Мессбауэра, методах его наблюдения и первичной интерпретации данных мессбауэровской спектроскопии. В разделе 4 описывается вклад лаборатории в развитие экспериментальной техники эффекта Мессбауэра и его практических применений, и в разделе 5 представлены результаты, полученные при выполнении экспериментов в области фундаментальной физики с использованием мессбауэровской спектроскопии.

УДК 539.166.2;543.5;544.178

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА	6
1.1 Явление резонансного взаимодействия атомов и ядер с электромагнитным излучением. Опыт Вуда. Эксперимент Мессбауэра.....	6
1.2 Сущность эффекта Мессбауэра. Принципиальные особенности эффекта Мессбауэра и способы его наблюдения.....	9
2. СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЯДРАХ	17
2.1 Изомерный химический сдвиг	19
2.2 Квадрупольное взаимодействие и расщепление ядерных уровней	20
2.3 Магнитный эффект Зеемана в ядрах. Сверхтонкое магнитное расщепление ядерных уровней.....	21
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА.....	25
3.1 Структура мессбауэровского спектрометра.....	25
3.2 Система задания движения источника резонансного излучения с электромеханической обратной связью	25
3.3 Система регистрации мессбауэровского спектрометра	29
3.3.1 Спектрометрический тракт мессбауэровского спектрометра.....	29
3.3.1.1 Резонансные детекторы мессбауэровского излучения.....	30
3.3.1.2 Система накопления данных и способы ее синхронизации с системой движения	33
4. ВКЛАД БГУ В РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТЕХНИКИ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА И ЕГО ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ	36
4.1 Модуляционно-временной метод накопления данных и его основные характеристики	36
4.1.1 Скоростное разрешение модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра.....	42
4.1.2 Временная стабильность работы модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра	43
4.2 Воздушный сцинтилляционный детектор конверсионных и оже-электронов для исследования сверхтонких поверхностных слоев материалов	45
4.3 Метод мессбауэровской концентратометрии для геологических исследований	55
4.3.1 Аппаратная реализация метода мессбауэровской концентратометрии для поиска оксидного олова (касситерита).....	66
4.4 Методы повышения производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений.....	75

5. ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА В ПРИКЛАДНЫХ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ БГУ	85
5.1. <i>Исследование модифицированных поверхностных слоев железосодержащих материалов с помощью воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных и оже-электронов</i>	87
5.1.1 <i>Структурно-фазовые изменения в тонких поверхностях слоев сталей и сплавов после различных видов их механической обработки</i>	88
5.1.2 <i>Структурно-фазовые изменения в тонких поверхностях слоев металлов после ионной имплантации</i>	95
5.1.3 <i>Исследование структуры сверхтонких магнитных пленок на основе соединений железа в геометрии полного внешнего отражения мессбауэровского излучения</i>	97
5.2 <i>Трансмиссионные мессбауэровские исследования высокотемпературных сверхпроводников на основе соединений мышьяка и железа</i>	102
5.3 <i>Применение эффекта Мессбауэра в проверке следствий теории относительности в лабораторном масштабе</i>	125
5.3.1 <i>Измерение частотного сдвига гамма-резонансного излучения для источника и поглотителя, расположенных на разных высотах по отношению к поверхности Земли</i>	126
5.3.2 <i>Проверка следствий общей теории относительности с помощью пары часы на основе оптической решетки: сравнение с результатами мессбауэровской спектроскопии</i>	129
5.3.3 <i>Эффект Мессбауэра во вращающихся системах. Опыт Кюндига и его анализ</i>	137
5.3.4 <i>Эффект Мессбауэра во вращающихся системах. О результатах остальных экспериментов, выполненных в 20 веке</i>	146
5.3.5 <i>Современные эксперименты по измерению эффекта Мессбауэра с высокоскоростными роторными системами и выявление компоненты энергетического сдвига линий резонансного излучения и поглощения, не связанной с эффектом замедления времени</i>	152
5.3.5.1 <i>Экспериментальная установка</i>	153
5.3.5.2 <i>Методология эксперимента</i>	156
5.3.5.3 <i>Эксперименты в Минске в 2008 и 2013 годах и обработка полученных в нем данных</i>	162
5.4 <i>О возможной природе компоненты энергетического сдвига между резонансными линиями испускания и поглощения во вращающейся системе, не связанной с релятивистским замедлением времени для движущегося объекта</i>	178
5.4.1 <i>Обобщенная версия специальной теории относительности Фридмана и др.</i>	179
5.4.2 <i>«Эффект синхронизации» Корды (“Synchronization effect” by Corda)</i>	183
5.4.3 <i>«Зависящий от времени эффект Доплера» (Benedetto, Feoli [112])</i>	188

5.4.4 Эффект десинхронизации» (Iovane, Benedetto) [113] и «геометрический подход» (Подосенов и др.) [114, 115].....	188
5.4.5 Гипотеза Бенедетто, Бришионе и Йоване (Benedetto, Briscione and Iovane) о вкладе в наблюдаемый энергетический сдвиг линий испускания и поглощения ко-риолисового ускорения резонансного ядра [114].....	189
5.5 О качественно новой проверке специальной теории относительности: гипотеза о существовании «эффира Дирака» и о возможности его обнаружения с помощью эффекта Мессбауэра во вращающейся системе	190
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	196
ЛИТЕРАТУРА.....	200

ВВЕДЕНИЕ

Эффект Мессбауэра, представляющий собой явление резонансного взаимодействия гамма-квантов с ядрами ряда элементов таблицы Менделеева, наблюдается в ситуации, когда энергия отдачи ядра при поглощении гамма-кванта равна нулю. С точки зрения классической физики это в принципе невозможно, поскольку при столкновении двух массивных тел энергия отдачи каждого из них всегда имеет конечное значение, определяющее соответствующее изменение энергии для обоих тел. Более того, даже для квантовых объектов – таких как гамма-кванты и ядра любых элементов – классический вывод остается в силе и тогда, когда ядра элементов при взаимодействии с гамма-излучением находятся в свободном состоянии. Однако в том случае, когда взаимодействующие с гамма-излучением ядра элементов включены в состав твердых тел, ситуация может кардинально измениться. Это обусловлено с тем, что любые твердые тела, строго говоря, также представляют собой квантовые объекты с дискретным набором разрешенных энергетических уровней. А если энергия отдачи ядра имеет величину меньшую, чем разница в энергии соседних разрешенных уровней кристалла, то, согласно квантовым законам, такая энергия никак не может быть передана этому кристаллу. А это возможно лишь в том случае, когда импульс отдачи передается всему кристаллу в целом. Поскольку же масса самого кристалла в сравнении с массой его отдельных ядер является практически бесконечной величиной, то и соответствующая энергия отдачи при взаимодействии гамма-кванта фактически со всем кристаллом становится равной нулю. Причем этот вывод справедлив как для процессов испускания ядром гамма-кванта (с энергией, определяемой разностью энергий возбужденного и основного энергетических состояний ядра в составе твердого тела), так и процессов поглощения гамма-кванта тождественным ядром, связанным в твердом теле. Принципиальной отличительной особенностью таких процессов излучения и поглощения гамма-квантов является то, что при совпадении соответствующих энергетических уровней ядер источника и поглотителя, сечение взаимодействия ядра с гамма-квантом резонансно возрастает и становится на много порядков величины больше в сравнении с обычными (нерезонансными) процессами взаимодействия гамма-излучения с веществом.

Такого рода резонансный процесс и был открыт немецким физиком Рудольфом Мессбауэром в конце 50-ых годов прошлого столетия, причем ценность его открытия состояла не только в резком увеличении сечения резонансного взаимодействия по сравнению с сечениями конкурирующих процессов взаимодействия гамма-излучения с твердыми телами. Главная и принципиальная особенность эффекта Мессбауэра заключалась в том, что при таком безотдачном взаимодействии резонансного гамма-кванта с ядром, ширины линий резонансного поглощения и испускания становились практически равными естественной ширине Γ , определяемой лишь временем жизни возбужденного состояния ядра. При этом отношение Γ к энергии гамма-излучения E принимает типичные значения $10^{-12} \dots 10^{-13}$, что, по сравнению с разрешающей способностью по энергии обычных детекторов гамма-излучения в несколько процентов, означало скачкообразный прогресс в повышении точности измерения энергий электромагнитного излучения на 10 порядков величины и более! Именно благодаря этой особенности эффекта Мессбауэра, всего через несколько лет после открытия, его автор получил Нобелевскую премию, став самым молодым лауреатом в ее истории.

Не удивительно, что мессбауэровская спектроскопия получила быстрое развитие как в плане технической реализации методов наблюдения ядерного гамма-резонанса, так и в плане ее применений для решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач.

В Белорусском государственном университете мессбауэровская спектроскопия стала развиваться на кафедре ядерной физики физического факультета, начиная с 80-х годов прошлого столетия. Несмотря на сравнительно позднее включение в развитие и применения эффекта Мессбауэра, лабораторией мессбауэровской спектроскопии был внесен значительный вклад как в дальнейшее развитие методологии эффекта Мессбауэра, так и в его применения при решении фундаментальных и прикладных задач. Фактически к концу 20 века кафедра ядерной физики БГУ стала одним из ведущих мировых научных центров в области методологии эффекта Мессбауэра, решившим ряд значимых научных и научно-практических задач, в том числе:

- разработку нового метода накопления мессбауэровских спектров с рекордной точностью измерения их характеристик;
- разработку метода мессбауэровской концентратометрии для геологических исследований и его аппаратную реализацию по заказу Министерства геологии Российской Федерации в концентратомерах оксидного олова в полевых условиях;
- разработку миниатюрного мессбауэровского спектрометра для исследования поверхности Марса по заказу Института космических исследований Российской Академии наук;
- разработку серии оригинальных методов для повышения производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений и, совместно с Университетом Палацкого (Республика Чехия), их аппаратную реализацию в высокоэкспрессных мессбауэровских спектрометрах, получивших награды (включая Гран-при) на международных выставках. Несколько десятков таких спектрометров были приобретены университетами и научными центрами в Японии, Израиле, ЮАР, Бразилии, Великобритании, Швеции и других странах.

По выполненным разработкам получено свыше 30 патентов и опубликовано несколько десятков статей в ведущих мировых физических журналах.

Одновременно с этим, в последние годы выполнен цикл работ по фундаментально-научным применениям эффекта Мессбауэра, таким как исследование механизма высокотемпературной сверхпроводимости в сверхпроводниках на основе соединений железа, и применению эффекта Мессбауэра для проверки следствий теории относительности в лабораторных условиях, где получен ряд новых и неожиданных научных результатов, обсуждаемых научной общественностью до настоящего времени.

Представляемый материал имеет целью освятить основные научно-практические и научные результаты, полученные лабораторией мессбауэровской спектроскопии кафедры ядерной физики БГУ на протяжении последних тридцати лет.

В разделах 1-3 приводится общая информация об эффекте Мессбауэра, методах его наблюдения и первичной интерпретации данных мессбауэровской спектроскопии. В разделе 4 описывается вклад лаборатории в развитие экспериментальной техники эффекта Мессбауэра и его практических применений, и в разделе 5 представлены результаты, полученные при выполнении экспериментов в области фундаментальной физики с использованием мессбауэровской спектроскопии.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА

1.1 Явление резонансного взаимодействия атомов и ядер с электромагнитным излучением. Опыт Вуда. Эксперимент Мессбауэра.

Эффект Мессбауэра представляет собой явление безотдачного резонансного взаимодействия электромагнитного излучения с ядрами [1].

Таким образом, ключевыми терминами к пониманию сущности эффекта Мессбауэра являются «безотдачный» и «резонансный».

Следует отметить, что явление резонансного взаимодействия электромагнитного излучения с веществом было обнаружено еще в конце 19 века, когда для целого ряда веществ в различном агрегатном состоянии была обнаружена способность поглощать и переизлучать электромагнитное излучение – как правило, в видимой цветовой области – с той же самой длиной волны и частотой.

Наиболее наглядный пример резонансной флюоресценции для света был продемонстрирован американским физиком-экспериментатором Р. Вудом в начале 20 века в экспериментах с ртутными лампами, в котором была показана практически полная прозрачность ртутной лампы почти для любого электромагнитного излучения в видимой области электромагнитного излучения, за единственным исключением, когда источником такого излучения служила идентичная ртутная лампа. В этом случае, как только желтый свет от первой лампы попадал на вторую лампу, она начинала интенсивно поглощать его и перерассеивать в различных направлениях.

Это явление было названо оптической резонансной флюоресценцией, и позже оно получило качественное объяснение в рамках атомной теории Бора, а еще позже – количественное объяснение с дальнейшим развитием квантовой физики.

Согласно квантово-механическим представлениям, любая связанная система электрических зарядов – в том числе и атом – характеризуется дискретным набором разрешенных энергетических уровней, и в том случае, когда численное значение энергии падающего на атом электромагнитного излучения отстоит достаточно далеко от величин энергетических переходов между его уровнями, сечение взаимодействия атома с таким электромагнитным излучением оказывается близкой к нулю. Однако при приближении энергии излучения к одному из разрешенных энергетических переходов в атоме, сечение взаимодействия атома с таким электромагнитным излучением резонансно возрастает, в результате чего система атомов начинает интенсивно поглощать и переизлучать падающее на него излучение.

С развитием ядерной физики в 30-50 годах прошлого столетия, когда была установлена дискретная структура для энергетических уровней ядер, становилось очевидным, что явление резонансного взаимодействия электромагнитного излучения с ядрами также должно существовать при полной (как тогда казалось) аналогии с резонансной атомной флюоресценцией.

Действительно, как атомы, так и ядра характеризуются дискретными разрешенными энергетическими состояниями, и единственная (на первый взгляд) разница между ними в отношении взаимодействия с электромагнитным излучением состоит лишь в том, что по сравнению с атомными энергетическими интервалами, расстояния между соседними

ядерными уровнями на несколько порядков величины превышают характерные атомные значения, и соответствуют рентгеновскому и мягкому гамма-излучению, в отличие от видимого света в атомной физике.

Тем не менее, отмеченная количественная разница в отношении ядерных и атомных энергетических интервалов между разрешенными энергетическими уровнями на первый взгляд не казалась столь принципиальной, и в середине 20 века были предприняты первые попытки наблюдать резонансную флюоресценцию в ядрах в полной аналогии с аналогичными экспериментами на атомах, используя в качестве излучателей и поглотителей гамма-излучение тождественных ядер.

Однако первые эксперименты в этом направлении не выявили явления резонансной ядерной флюоресценции, и неудача предпринятых попыток в их реализации заставила исследователей более внимательно проанализировать процессы испускания и поглощения электромагнитного излучения в атомах и ядрах. В этой связи, прежде всего, было отмечено, что любой процесс взаимодействия гамма-квантов с ядрами всегда сопровождается механической отдачей в ядре-излучателе и ядре-поглотителе. В результате этого, вообще говоря, возникает относительное смещение энергий излучаемого и поглощаемого излучения даже в условиях полной идентичности атомов или ядер, используемых для наблюдения резонансной флюоресценции.

Для количественной оценки эффекта отдачи при испускании (поглощении) излучения индивидуальным атомом или ядром рассмотрим свободно движущийся излучатель с массой покоя M и механическим импульсом \mathbf{P} , который в некоторый момент времени испускает квант электромагнитного излучения энергией E и волновым вектором \mathbf{k} . Направление этого вектора совпадает с направлением распространения излучения, а модуль обратно пропорционален длине волны излучения λ , т.е. $k=1/\lambda$. Как известно, импульс фотонов электромагнитного излучения может быть записан в форме

$$\mathbf{P} = \hbar \mathbf{k}, \quad (1.1)$$

где \hbar – постоянная Планка, и, в силу закона сохранения полного импульса в системе «излучатель и электромагнитное излучение», механический импульс свободно движущегося атома или атомного ядра при излучении фотона становится равным

$$\mathbf{P}' = \mathbf{P} - \hbar \mathbf{k}. \quad (1.2)$$

Таким образом, при тепловом движении атомов, характеризуемого средней скоростью v много меньшей скорости света c , изменение энергии излучателя при излучении фотона электромагнитного излучения может определяться в нерелятивистском пределе как разность энергий его конечного и начального состояний, т.е.

$$\Delta E = \frac{(\mathbf{P} - \hbar \mathbf{k})^2}{2M} - \frac{\mathbf{P}^2}{2M} = \frac{(\hbar k)^2}{2M} - \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}}{M}. \quad (1.3)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (1.3) описывает изменение энергии резонансного фотона, испущенного излучателем с массой покоя M , а второе слагаемое описывает линейный эффект Доплера для излучаемого фотона при тепловом движении излуча-

теля, характеризуемого импульсом P . Для максвелловского распределения скоростей излучателей, линии испускания и поглощения также имеют форму максвелловского распределения с доплеровской шириной

$$D = 2\sqrt{Rk_0T}, \quad (1.4)$$

где

$$R = \frac{(hk)^2}{2M} \quad (1.5)$$

энергия отдачи атома или ядра, k_0 – постоянная Больцмана и T – абсолютная температура.

Далее необходимо подчеркнуть общий характер полученных уравнений (1.3) и (1.4), которые применимы к описанию явления резонансной флюоресценции как для атомов, излучающих оптические фотоны, так и атомных ядер, излучающих рентгеновские и гамма-кванты.

На рисунке 1.1 качественно представлены положения линий испускания и поглощения на энергетической шкале для свободно движущегося излучателя; здесь же пунктирной линией показана несмещенная линия излучения (поглощения) с естественной шириной, определяемой соотношением Гейзенберга для энергии и времени

$$\Gamma = \frac{h}{\tau}, \quad (1.6)$$

выполняемом для большинства ядерных уровней при условии, что естественная ширина линии много меньше, чем ее доплеровская ширина D за счет теплового движения ядер.

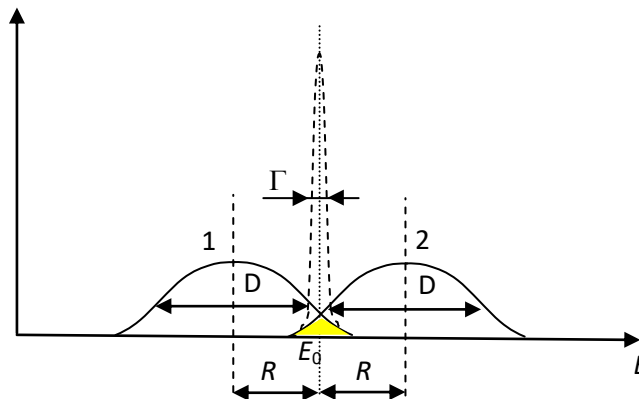


Рис. 1.1. Форма линий испускания (1) и поглощения (2) для свободно движущихся излучателя и поглотителя. Желтым цветом выделена зона перекрытия линий резонансного излучения и поглощения

Подчеркнем, что соотношения (1.1)-(1.6) имеют общий характер и в равной степени применимы как к атомам, излучающим оптические фотоны, так и атомным ядрам, излучающим рентгеновское и гамма-излучение. Далее заметим, что время жизни τ возбужденных состояний атомов или ядер может значительно варьироваться для конкретных излучателей и, как правило, имеет сравнимые порядки величин для атомов и ядер. При этом

для оптических фотонов, излучаемых в процессе атомной резонансной флюоресценции, всегда имеет место строгое неравенство

$$R_{\text{оптический фотон}} \ll \Gamma, \quad (1.7a)$$

тогда как для ядерной резонансной флюоресценции выполняется обратное строгое неравенство

$$R_{\text{гамма-квант}} \gg \Gamma. \quad (1.7b)$$

Неравенство (1.7a) показывает, что при наблюдении оптической резонансной флюоресценции атомов, явление отдачи не играет никакой практической роли, тогда как для ядерной резонансной флюоресценции наличие отдачи при соотношении (1.7b) почти полностью нарушает равенство энергий излучаемого и поглощаемого гамма-излучения и крайне затрудняет наблюдение этого эффекта.

Тем не менее, к середине 20 века исследователи все-таки видели принципиальную возможность для наблюдения резонансной ядерной флюоресценции за счет теплового уширения резонансных линий, поскольку при значительной величине такого уширения может возникать некоторое перекрытие линий испускания и поглощения в их периферийных областях, закрашенной желтым цветом на рисунке 1.1, даже при выполнении строгого неравенства (1.7b).

Именно такого рода задача по наблюдению теплового перекрытия резонансных линий была поставлена аспиранту Рудольфу Мессбауэру со стороны его руководителя в середине 50 годов прошлого столетия при использовании в качестве источника и поглотителя гамма-излучения атомов радиоактивного изотопа иридий-191.

Конкретное задание Мессбауэру состояло в том, чтобы при наблюдении и анализе спектров поглощения гамма-излучения этого изотопа определить долю резонансного поглощения как функцию температуры источника и поглотителя в широком температурном интервале.

Изначально Мессбауэр начинал проводить измерения при высоких температурах с их постепенным понижением. Им действительно наблюдалось некоторое увеличение интенсивности гамма-излучения, прошедшего через поглотитель, с понижением температуры, что легко объяснялось уменьшением площади перекрытия линий испускания и поглощения на рисунке 1.1 при уменьшении ширины линий D . Однако при дальнейшем снижении температур источника и поглотителя до температуры жидкого азота и ниже, вместо ожидаемого дальнейшего снижения площади перекрытия линий испускания и поглощения, Мессбауэр неожиданно обнаружил резкое, на много порядков величины, увеличение резонансного поглощения излучения иридий-191.

1.2 Сущность эффекта Мессбауэра. Принципиальные особенности эффекта Мессбауэра и способы его наблюдения

Несомненной заслугой Рудольфа Мессбауэра явилось то, что ему удалось дать правильную физическую интерпретацию неожиданно обнаруженного эффекта, которому позже было дано его имя.

А именно, Мессбауэр обратил внимание на то, что ядра излучателя, как и ядра поглотителя, находятся не в свободном состоянии, а внутри твердого тела, которое, вообще говоря, также представляет собой квантовую систему, характеризуемую дискретным набором разрешенных энергетических состояний. Конечно, в обычных условиях и при достаточно больших температурах квантовые свойства кристаллов могут никак себя не проявлять. Однако при резонансном взаимодействии ядер с электромагнитным излучением, когда энергия отдачи ядра может оказаться сравнимой с расстояниями между разрешенными соседними энергетическими уровнями кристалла, при достаточно низких температурах возможна ситуация, в которой энергия отдачи ядра становится сравнимой с расстоянием ΔE между соседними разрешенными энергетическими уровнями кристалла. А в случае, когда такая энергия оказывается меньше, чем ΔE , то передачи энергии отдачи от ядра к кристаллу становится невозможной по законам квантовой физики и, следовательно, никакого эффекта отдачи не возникает. Формально это соответствует бесконечному значению массы M в уравнении (1.5). С физической точки зрения это означает, что отдача ядра при испускании (поглощении) резонансного гамма-кванта передается не конкретному излучающему (поглощающему) ядру, но всему кристаллу *в целом*, масса которого в масштабе атомных и ядерных энергий может приниматься равной бесконечности.

Таким образом, мы приходим к определению эффекта Мессбауэра, приведенного в первом абзаце настоящего раздела.

Еще один и, пожалуй, самый принципиальный момент, определяющий уникальность эффекта Мессбауэра, состоит в том, что при нулевой энергии отдачи (1.5) одновременно исчезает доплеровское уширение резонансной линии (1.4), связанное с тепловыми колебаниями атомов, и, следовательно, наблюдаемая ширина резонансной линии становится сравнимой с ее естественной шириной (1.6), определяемой только временем жизни возбужденного состояния τ .

При этом следует иметь в виду, что процесс безотдачного взаимодействия ядер с кристаллом, как квантово-механический эффект, имеет вероятностный характер, и соответствующую вероятность принято обозначать через f .

Для одноатомного кристалла с кубической симметрией выражение для f имеет вид [1]

$$f = e^{-\langle x^2 \rangle / \lambda^2}, \quad (1.8)$$

где $\langle x^2 \rangle$ - среднеквадратичное тепловое смещение атомов в направлении излучения гамма-квантов и λ - длины волны. Фактор f при комнатной температуре имеет сравнительно большую величину для ограниченного ряда изотопов (например, ^{57}Fe , ^{119}Sn , ^{181}Ta) и зависит от температуры кристалла. В дебаевской модели [1] эта зависимость определяется выражением

$$f = e^{-W}, \quad (1.9)$$

где

$$W = \frac{6R}{k_0\theta} \left(\frac{1}{4} + \frac{T^2}{\theta^2} \int_0^\theta \frac{x dx}{e^x - 1} \right), \quad (1.9a)$$

k_0 – постоянная Больцмана, θ - температура Дебая [2].

Поскольку фактор f всегда меньше единицы, то спектры излучения и поглощения содержат две компоненты: узкую несмещенную линию с шириной, близкой к естественной ширине Γ , и соответствующую безотдачному взаимодействию резонансных гамма-квантов с ядрами, и смещенную на величину отдачи R компоненту с шириной $D \gg \Gamma$ (уравнение (1.4)), определяемой тепловыми колебаниями атомов (рисунок 2).

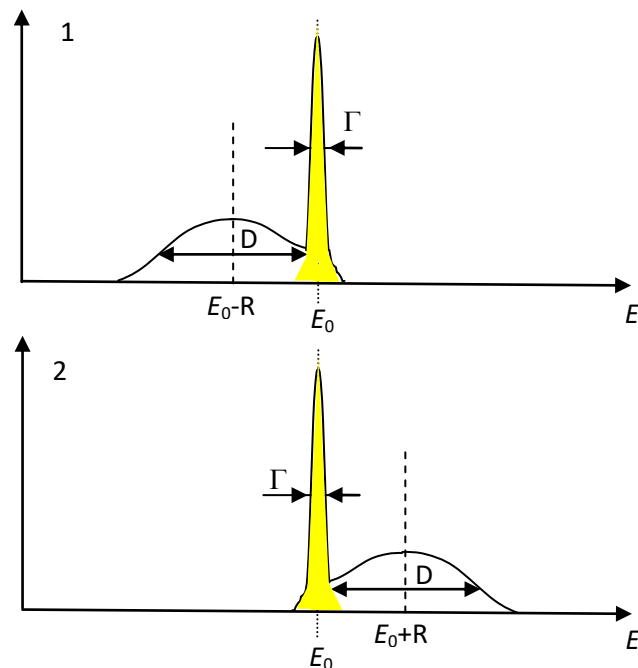


Рис. 1.2. Форма линий испускания (1) и поглощения (2) при эффекте Мессбауэра. Как и на рисунке 1.1, желтым цветом выделена зона перекрытия линий.

В результате отношение ширины гамма-резонансной линии к ее энергии Γ/E может быть на несколько порядков меньше, чем такое же отношение для атомной резонансной флюоресценции в силу того, что при сравнимых значениях ширины линий Γ , типичные энергии гамма-излучения много больше типичных энергий для оптических фотонов.

Таким образом, эффект Мессбауэра обеспечивает рекордное относительное энергетическое разрешение резонансных гамма-квантов – 10^{-13} и менее – что представлялось невиданным результатом для всей экспериментальной физики к моменту открытия эффекта Мессбауэра. Подчеркнем, что именно из-за этого свойства эффекта Мессбауэра, его автор был удостоен Нобелевской премии за рекордно короткий срок, став самым молодым Нобелевским лауреатом.

Немаловажной особенностью эффекта Мессбауэра является и то, что максимальное сечение резонансного взаимодействия σ обычно на несколько порядков величины превышает сечения других процессов взаимодействия гамма-квантов с веществом, основными из которых являются, как известно, фотопоглощение, комптоновское рассеяние и рождение электронно-позитронных пар [2]. В силу этого обстоятельства эффект Мессбауэра сравнительно легко наблюдается для целого ряда изотопов даже при их относительно малом содержании η в естественной смеси изотопов. В частности, для наиболее распространенных мессбауэровских изотопов ^{57}Fe и ^{118}Sn , значения η равны соответственно 2,2 % и 8,6 %.

Зависимость сечения взаимодействия резонансных гамма-квантов с мессбауэровским ядром σ от энергии гамма-излучения E является типичным для любого резонансного эффекта и дается формулой Брейта-Вигнера [2]

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_0(\Gamma^2/4)}{(E - E_0)^2 + (\Gamma^2/4)}, \quad (1.10)$$

где E – энергия гамма-излучения, E_0 – энергия ядерного перехода, Γ – ширина ядерного уровня, которая связана со временем жизни возбужденного состояния τ соотношением неопределенности Гейзенберга (1.6). Таким образом, сечение достигает максимального значения при $E=E_0$, а спектральная линия испускания (поглощения) описывается функцией Брейта-Вигнера [2].

Взаимодействие резонансного гамма-кванта с мессбауэровским ядром происходит в два этапа. На первом этапе, в результате поглощения гамма-кванта образуется составное ядро, которое по истечении времени жизни τ возвращается в исходное состояние. При этом излучается либо тождественный гамма-квант (резонансная флюоресценция), либо испускается конверсионный электрон с внутренней оболочки атома, в состав которого входит резонансное ядро. Полная ширина ядерного уровня определяется суммой парциальных ширин для радиационного (Γ_γ) и конверсионного (Γ_e) переходов, т.е.

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_e.$$

В процессе внутренней конверсии энергия гамма-кванта передается электрону одной из внутренних оболочек атома; энергия вылетающего электрона E_e равна разности энергий резонансного гамма-кванта E_γ и энергии связи электрона E_i на i -ой оболочке, т.е.

$$E_e = E_\gamma - E_i.$$

Коэффициент внутренней конверсии α равен отношению вероятности испускания электрона к вероятности испускания гамма-кванта и определяется отношением парциальных ширин радиационного и конверсионного переходов:

$$\alpha = \Gamma_e / \Gamma_\gamma. \quad (1.11)$$

Таким образом, с учетом соотношения (1.11), полная ширина ядерного уровня может быть записана в виде

$$\Gamma = (1 + \alpha) \Gamma_{\gamma} \quad (1.12)$$

Для наиболее часто используемых мессбауэровских изотопов – железа-57 и олова-119 – коэффициент α равен 9,0 и 5,1 соответственно [3].

Следует также заметить, что процесс внутренней конверсии атома, содержащего резонансное ядро, сопровождается излучением характеристического рентгеновского кванта, энергия которого для атома железа равна 6,3 кэВ. В свою очередь, характеристический рентгеновский квант в 60 случаях из 90 выбивает с *L*-оболочки атома железа оже-электрон с энергией 5,6 кэВ (рисунок 1.3).

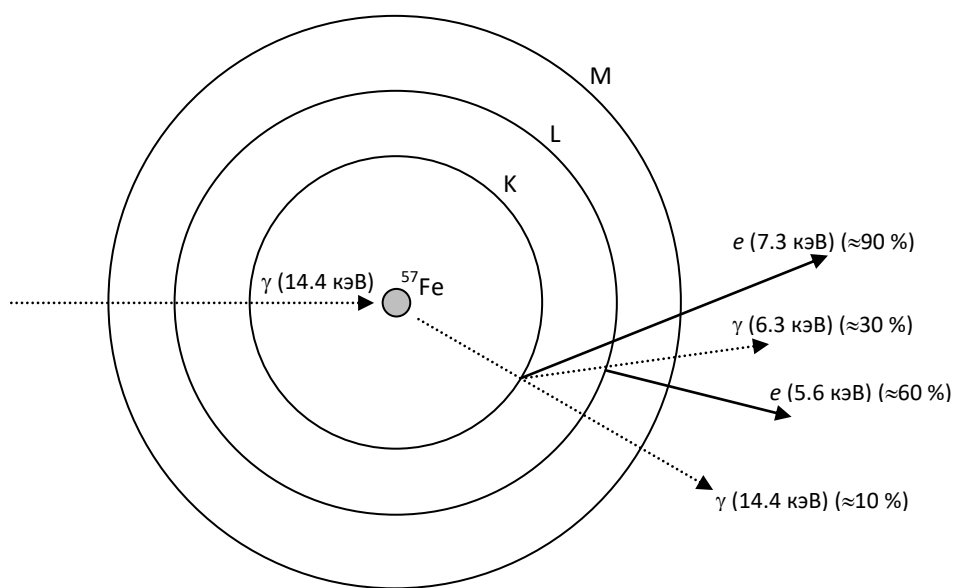


Рис. 1.3. Схема перехода резонансно возбужденного ядра ^{57}Fe в основное состояние

Таким образом, в процесс резонансного взаимодействия атомов с гамма-квантами формируется достаточно сложное по своей структуре поле вторичных излучений, включающее в себя как рентгеновские кванты, так и конверсионные и оже-электроны, характеризующиеся существенно различающимися пробегами в веществе. Например, для атомов железа пробег характеристических рентгеновских квантов в железе составляет около 10 мкм; тогда как пробеги конверсионных и оже-электронов в железе не превышают 0,1 мкм.

Развитие техники регистрации различных видов вторичных излучений, сопровождающих эффекта Мессбауэра, открыло принципиальную возможность исследования структурных особенностей тонких поверхностных слоев материалов с селекцией по их глубине за счет различия пробегов в веществе разных типов вторичных излучений. В силу этого обстоятельства эффект Мессбауэра нашел заметное применение в физике поверхностей твердых тел с селективными по глубине поверхностного слоя исследованиями.

Эффект Мессбауэра наблюдают либо в геометрии пропускания (рисунок 1.4, а), либо геометрии рассеяния (рисунок 1.4, б).

В первом случае измеряется доля поглощенного мишенью резонансного гамма-излучения; при этом толщина мишени должны быть сравнимой с пробегом резонансных гамма-квантов в веществе. В частности, в случае эффекта Мессбауэра на соединениях железа, для которых пробег резонансных гамма-квантов с энергий 14,4 кэВ составляет не более нескольких десятков микрон, толщина мишени должны быть сравнимой с указанным значением пробега, чтобы доля прошедших через нее гамма-квантов не оказалась слишком малой.

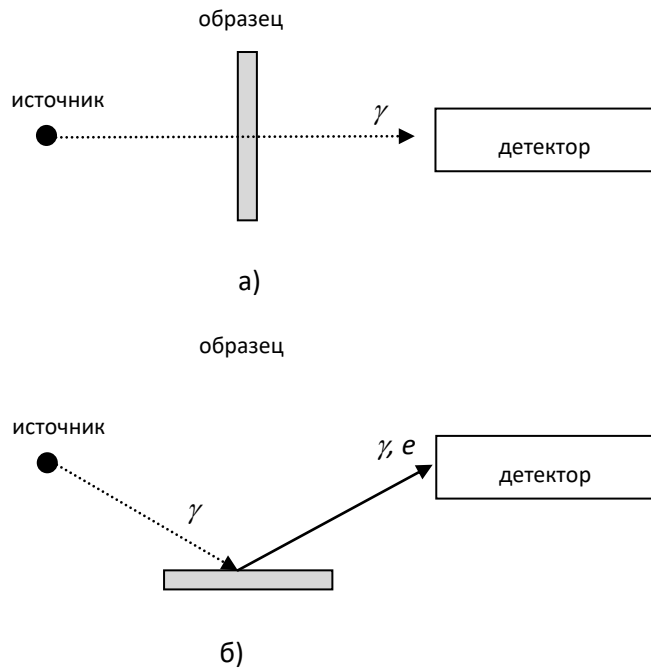


Рис. 1.4. Схемы измерения эффекта Мессбауэра в геометрии пропускания (а) и геометрии рассеяния (б)

В геометрии рассеяния измеряется доля резонансно рассеянного мессбауэровского излучения; при этом толщина мишени может быть достаточно произвольной.

Максимальное сечение для процесса поглощения гамма-резонансного излучения дается выражением [2]

$$\sigma_a = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (1.13a)$$

и для процесса рассеяния

$$\sigma_s = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} \frac{\Gamma_\gamma^2}{\Gamma^2} = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} \frac{1}{(1 + \alpha)^2}, \quad (1.13b)$$

где λ – длины волны гамма-резонансного излучения, и I_1, I_2 – спины основного и возбужденного состояний мессбауэровского ядра.

Следует подчеркнуть, что в численном выражении сечения (1.13а-б) многократно, на несколько порядков величины, превышают сечения других конкурирующих процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом – таких, как фотоэффект, комптоновское рассеяние, рождение электрон-позитронных пар, рэлеевское рассеяние, что объясняется резонансной природой эффекта Мессбауэра. В силу этого, даже при незначительном содержании мессбауэровских изотопов в их естественной смеси (например, 2,2 % для железа-57 и 8,6 % для олова-119), эффект Мессбауэра сравнительно просто наблюдается для этих элементов уже при комнатной температуре.

При использовании современных методов изотопного обогащения, можно получать образцы практически со 100 % содержанием резонансного изотопа, для которых эффект Мессбауэра становится доминирующим на фоне всех других процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом. Это свойство эффекта Мессбауэра используется при разработке резонансных детекторов гамма-резонансного излучения, рассматриваемых в подразделе 3.3.1.2.

Возвращаясь к анализу соотношений (1.13а-б) заметим, что при значении коэффициента внутренней конверсии α много больше единицы – а именно такой случай реализуется для большинства атомов, содержащих мессбауэровские ядра, включая резонансный изотоп ^{57}Fe – сечение резонансного поглощения многократно превышает сечение резонансного рассеяния. С физической точки зрения этот результат объясняется тем, что при резонансном поглощении учитывается только доля поглощенного излучения, когда происходит переход резонансного ядра из основного в возбужденное состояние. В случае же резонансного рассеяния существенен не только прямой переход резонансного ядра из основного в возбужденное состояния, но и обратный радиационный переход из возбужденного состояния ядра в основное состояние, и вероятность реализации обоих этих процессов пропорциональна квадрату отношения Γ_γ/Γ . Соответственно, сечение резонансного рассеяния σ_s пропорционально $(\Gamma_\gamma/\Gamma)^2$.

Мессбауэровские линии наблюдают путем модуляции энергии гамма-квантов E с регистрацией числа поглощенных мишенью или рассеянных от мишени фотонов как функции E . Для модуляции энергии гамма-квантов чаще всего используется линейный эффект Доплера

$$\Delta E = \frac{v}{c} E, \quad (1.14)$$

для реализации которого либо источник, либо поглотитель излучения приводится в возвратно-поступательное движение по заданному закону изменения скорости в каждом полупериоде колебаний, с последующей регистрацией числа поглощенных (рассеянных) гамма-квантов в зависимости от мгновенной относительной скорости между источником и поглотителем.

Заметим, что точное выражение для энергии излучаемого электромагнитного излучения

$$\Delta E = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c}} E \quad (1.15)$$

(где \mathbf{n} – единичный вектор, направленный от источника излучения к мишени) содержит также слагаемые пропорциональные $(v/c)^2$ и выше, которые практически всегда пренебрежимо малы при проведении подавляющего большинства мессбауэровских измерений.

Важное исключение представляет эффект Мессбауэра во вращающихся системах отсчета, при котором линейный эффект Доплера полностью отсутствует при фиксированных радиальных координатах излучателя и поглотителя, и, таким образом, наблюдаемый между ними сдвиг гамма-резонансных линий по энергетической шкале полностью определяется разностью квадратов их орбитальных скоростей (т.е. квадратичным эффектом Доплера).

Для частного случая, когда источник расположен на оси вращения ротора, сдвиг энергетических линий определяется соотношением

$$\Delta E = -\frac{v^2}{2c^2} E, \quad (1.16)$$

отражающим релятивистское замедление времени во вращающемся поглотителе с орбитальной скоростью v .

Применения эффекта Мессбауэра во вращающихся системах отсчета, в развитии которых значительную роль сыграли современные эксперименты, выполненные сотрудниками физического факультета БГУ совместно с зарубежными партнерами, будет отдельно рассмотрены в разделе 5.

2 СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЯДРАХ

Как уже отмечалось выше, принципиальной особенностью эффекта Мессбауэра является рекордное к моменту его открытия относительное энергетическое разрешение для электромагнитного излучения (представленного в случае эффекта Мессбауэра резонансными гамма-квантами). В частности, для изотопа железо-57, характеризующегося мессбауэровским переходом для ядерного уровня с энергией $E=14,4$ кэВ, отношение ширины энергетического уровня δE (определяемой соотношением неопределенности Гейзенберга для энергии и времени $\delta E \sim \hbar/\tau$ при времени жизни возбужденного состояния $\tau=96$ нс) к энергии излучаемых гамма-квантов E имеет порядок величины 10^{-13} . Фактически приведенное число определяет предельно достижимое энергетическое разрешение эффекта Мессбауэра на железе-57 по отношению к регистрируемым гамма-квантам, и его величина действительно оказалась фантастически малой для экспериментальной техники середины 20 века. (Для сравнения напомним, что, даже на сегодняшний день, для самых современных детекторов гамма-излучения относительное энергетическое разрешение составляет величину в нескольких процентов. Это, как минимум, на 10 (!) порядков величины хуже энергетического разрешения гамма-резонансных гамма-квантов при наблюдении эффекта Мессбауэра).

Столь значительный прорыв в технике измерения энергии электромагнитного излучения, обеспечиваемый открытием Рудольфа Мессбауэра, создавал две принципиально новые возможности для продолжения экспериментальных исследований:

- исследования сверхтонкой структуры энергетических уровней резонансных ядер, в том числе во внешних электрических и магнитных полях;
- проверку следствий специальной и общей теории относительности в отношении свойств электромагнитного излучения в гравитационном поле Земли в условиях земной лаборатории.

В настоящем разделе мы рассмотрим применение эффекта Мессбауэра по первому (и основному) направлению - исследования сверхтонкой структуры ядерных уровней, которые позволяют получать уникальную информацию о локальных электрических и магнитных полях на резонансных ядрах. В свою очередь, такая информация оказывается весьма ценной как в изучении локальных свойства решетки твердого тела, содержащей мессбауэровские ядра, так и макроскопических характеристик самого твердого тела, например, в отношении параметров дальнего магнитного порядка и магнитных свойств исследуемых объектов.

Применение эффекта Мессбауэра в экспериментальной проверке следствий специальной и общей теории относительности будет рассмотрено ниже в разделе 5.3.

Как известно, в первом и практически достаточном приближении, гамильтониан взаимодействия ядра с электрическими и магнитными полями в кристалле может быть представлен в виде суммы трех слагаемых [1]:

$$H = V + H_Q + H_\mu, \quad (2.1)$$

где V – скалярное кулоновское взаимодействие, обусловленное действием электростатического поля атомных электронов на ядро;

H_Q – взаимодействие квадрупольного момента ядра Q с градиентом электрического поля на ядре;

H_m – взаимодействие магнитного момента μ ядра с магнитным полем H на ядре.

Три вида взаимодействий, представленные формулой (2.1), вызывают крайне незначительные смещения ядерных уровней и/или их расщепление на подуровни. Поэтому до открытия эффекта Мессбауэра прямое наблюдение этих взаимодействий считалось практически невозможным из-за того, что вызываемые ими смещения и расщепления ядерных уровней при их численных оценках оказывались на много порядков величин меньше относительного энергетического разрешения самых совершенных детекторов гамма-излучения, работающих в режиме прямой регистрации гамма-квантов, взаимодействующих с исследуемым веществом.

Однако при измерении эффекта Мессбауэра, характерные изменения в энергии ядерных уровней, обусловленные взаимодействием резонансных ядер с электрическими и магнитными полями внутри кристаллической решетки, оказываются сравнимыми, а во многих случаях даже большими, чем относительная ширина резонансных линий. Данное обстоятельство открывает принципиальную возможность для прямого наблюдения эффектов смещения и расщепления ядерных уровней, описываемых гамильтонианом (2.1).

Таким образом, открытие эффекта Мессбауэра сразу же стимулировало разработку теории сверхтонких взаимодействий в твердых телах, основной задачей которой явилось, прежде всего, установление аналитических взаимосвязей между измеряемой структурой ядерных уровней и структурными характеристиками твердых тел, содержащих резонансные ядра, определяющих локальные внутрикристаллические электрические и магнитные поля.

Ниже приводятся основные результаты этой теории, в которой гамильтониан каждого из видов взаимодействий в уравнении (2.1) представлен в виде произведения двух сомножителей: один из них характеризует свойства локальных электромагнитных полей на резонансных ядрах, непосредственно связанных со структурой кристаллической решетки, содержащей резонансные ядра, а второй сомножитель определяется специфическими свойствами самих резонансных ядер.

Таким образом, когда свойства таких ядер достаточно полно определены (например, в случае эффекта Мессбауэра на ядрах железа-57), то параметры сверхтонкой структуры резонансных линий для этих ядер позволяют получать уникальную, зачастую недоступную для других методов исследования вещества, информацию о внутрикристаллических электрических магнитных полях, напрямую связанных со структурой кристаллических решеток, содержащих мессбауэровские ядра. В случае же, когда, наоборот, структура кристаллической решетки и ее свойства хорошо известны, то появляется принципиальная возможность для решения обратной задачи – т.е. непосредственного измерения ядерных характеристик с высокой точностью, недостижимой для других ядерных методов до открытия эффекта Мессбауэра. В частности, именно таким образом был измерен квадрупольный момент ядер железа-57.

Ниже кратко излагаются основные результаты развития теории сверхтонких взаимодействий в ядрах.

2.1 Изомерный химический сдвиг

Рассмотрим первое слагаемое в правой части уравнения (2.1), описывающее скалярное кулоновское взаимодействие заряженного ядра со статическими электрическими полями атомных электронов на ядре. Выражение для этого вида взаимодействия может быть записано в виде [1, 2]

$$V = \frac{2\pi e |\psi(0)|^2}{3} \int \rho(\mathbf{r}) r^2 d\mathbf{r}, \quad (2.2)$$

где $|\psi(0)|^2$ - плотность электронов на ядре; $\rho(\mathbf{r})$ - распределение электрического заряда на ядре; r - пространственная координата.

Интеграл $\int \rho(\mathbf{r}) r^2 d\mathbf{r}$ связан со среднеквадратичным радиусом ядра $\langle r^2 \rangle$ соотношением: $\int \rho(\mathbf{r}) r^2 d\mathbf{r} = \langle r^2 \rangle \int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \langle r^2 \rangle Ze$, где Ze - заряд ядра. Таким образом, выражение для изомерного химического сдвига может быть представлено в форме

$$V = \frac{2\pi Ze^2}{3} |\psi(0)|^2 \langle r^2 \rangle. \quad (2.3)$$

Важно отметить, что среднеквадратичный радиус ядра в возбужденном состоянии $\langle r_{\text{в}}^2 \rangle$ отличается, вообще говоря, от среднеквадратичного радиуса ядра в основном состоянии $\langle r_{\text{о}}^2 \rangle$. Поэтому скалярное кулоновское взаимодействие изменяет разность энергий основного и возбужденного состояния ядра на величину

$$\Delta U = \frac{2\pi Ze^2}{3} |\psi(0)|^2 \left| \langle r_{\text{в}}^2 \rangle - \langle r_{\text{о}}^2 \rangle \right|. \quad (2.4)$$

В случае, когда резонансные ядра источника и поглотителя гамма-резонансного излучения находятся в одинаковых химических состояниях, плотность электронов на ядрах $|\psi(0)|^2$ для них также одинакова и, следовательно, положение линии испускания и поглощения по энергетической шкале совпадают друг с другом. В том же случае, когда атомы с резонансными ядрами источника и поглотителя находятся в разных химических состояниях, плотности электронов на ядрах $|\psi_{\text{источник}}(0)|^2$ и $|\psi_{\text{поглотитель}}(0)|^2$ отличаются, вообще говоря, друг от друга, в результате чего линия испускания источника резонансного излучения сдвигается относительно линии поглощения поглотителя излучения на величину

$$\Delta E_{\Delta} = \Delta U_{\text{источник}} - \Delta U_{\text{поглотитель}} = \frac{2\pi Ze^2}{3} \left(|\psi_{\text{источник}}(0)|^2 - |\psi_{\text{поглотитель}}(0)|^2 \right) \left| \langle r_{\text{в}}^2 \rangle - \langle r_{\text{о}}^2 \rangle \right|, \quad (2.5)$$

которая называется изомерным химическим сдвигом (ИХС).

Таким образом, как видно из соотношения (2.5), ИХС определяется двумя факторами:

- изменением плотности электронного облака на атомном ядре в различных химических соединениях и

- изменением среднеквадратичного радиуса ядра в основном и возбужденном состояниях.

Экспериментально ИХС обнаруживается по изменению положения мессбауэровской линии на скоростной шкале (рисунок 2.1), которая оказывается более удобной по сравнению с энергетической шкалой в практических применениях эффекта Мессбауэра. Соотношение между энергетической и скоростной шкалой мессбауэровского спектра задается уравнением (1.14). Для наиболее распространенных мессбауэровских изотопов ^{57}Fe и ^{119}Sn , типичные значения ИХС в скоростных единицах имеют порядок величины около 1 мм/с и менее.

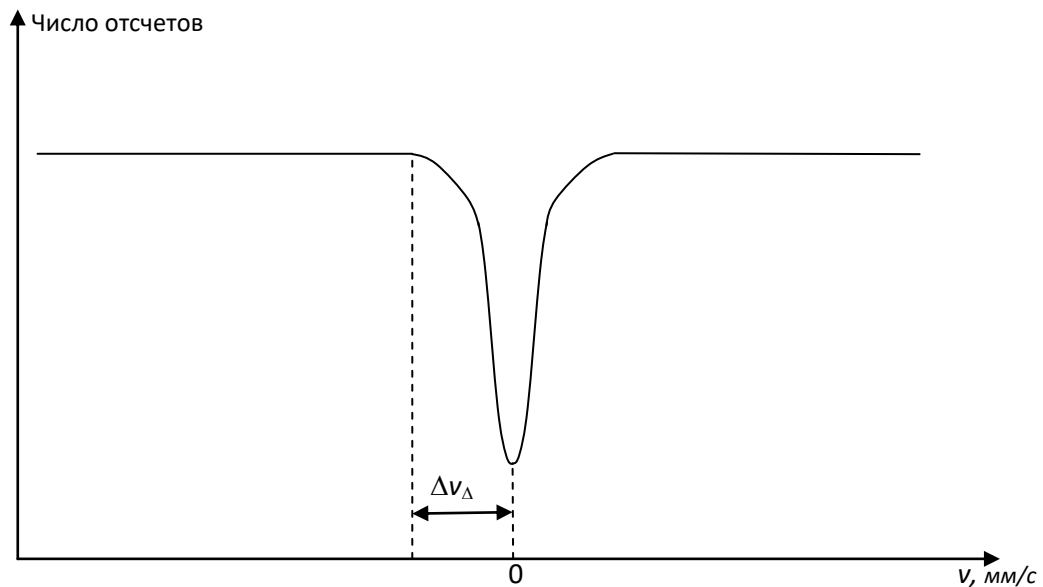


Рис. 2.1. Изомерный химический сдвиг гамма-резонансной линии

2.2 Квадрупольное взаимодействие и расщепление ядерных уровней

Далее рассмотрим второе слагаемое H_Q в правой части выражения (2.1). В случае осевой симметрии градиента электрического поля относительно выделенной оси z , собственные значения оператора H_Q определяются выражением [1, 2]

$$W = \frac{qQ[3m^2 - I(I+1)]}{4I(2I-1)}, \quad (2.6)$$

где $q = e\partial^2\varphi/\partial z^2|_{r=0}$ - градиент электрического поля на ядре, φ - электрический потенциал на ядре, создаваемый электронами атома, в состав которого входит данное ядро, m - магнитное квантовое число, I - спин ядра.

Формула (2.6) определяет энергии ядерных подуровней, на которые расщепляется исходный уровень ядра в результате квадрупольного взаимодействия. Из соотношения (2.6) следует, что этот тип взаимодействия не снимает вырождения по магнитному квантовому числу m , поскольку $W_{-m}=W_{+m}$. Далее заметим, что при $I=1/2$, $W=0$, что отражает фундаментальную теорему квантовой физики о равенстве нулю квадрупольного момента для частиц со спином $1/2$.

Для наиболее распространенных мессбауэровских ядер ^{57}Fe и ^{119}Sn спин основного состояния равен $1/2$, а спин возбужденного состояния $I=3/2$. Поэтому основной энергетический уровень этих ядер остается нерасщепленным, а возбужденное энергетическое состояние расщепляется на два подуровня, отличающихся значениями спина $I=\pm 3/2, \pm 1/2$.

Соответствующие мессбауэровские спектры соединений железа и олова имеют дублетную структуру (рисунок 2.2), и расстояние между гамма-резонансными линиями на скоростной шкале определяется соотношением

$$\Delta\nu_Q = c\Delta W \quad (2.7)$$

Заметим, что в случае комбинированного действия ИХС и квадрупольного взаимодействия, положение линий сверхтонкого квадрупольного расщепления может быть не симметрично относительно нулевой скорости.

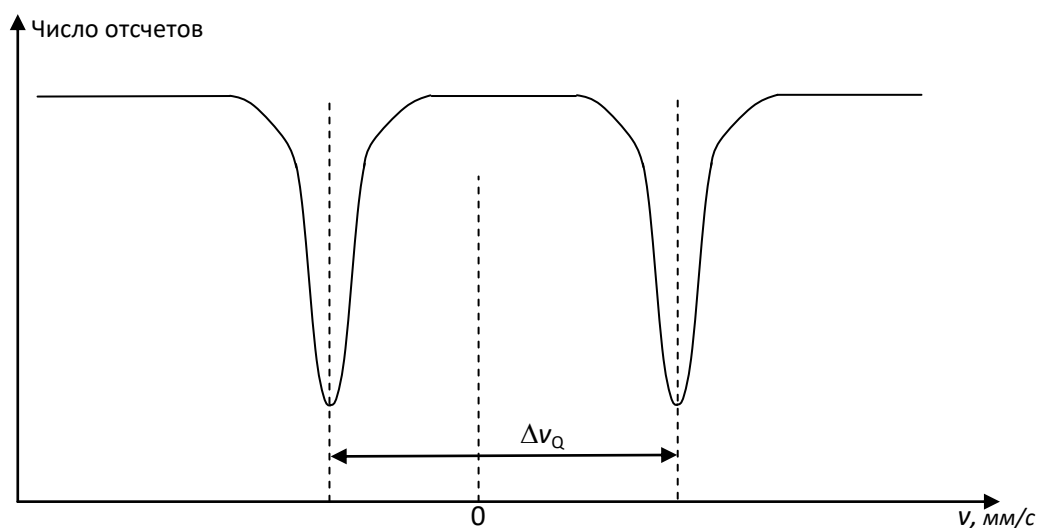


Рис. 2.2. Квадрупольное расщепление ядерных уровней

2.3 Магнитный эффект Зеемана в ядрах. Сверхтонкое магнитное расщепление ядерных уровней

Рассмотрим теперь последнее слагаемое H_m в уравнении (2.1), которое описывает взаимодействие между магнитным моментом ядра и магнитным полем, создаваемым электронами в кристалле. Это взаимодействие обуславливает ядерный эффект Зеемана, в результате которого снимается вырождение энергетических уровней ядра по магнитному квантовому числу m . При этом состояние ядра со спином I расщепляется на $2I+1$ подуровня, каждый из которых характеризуется определенной проекцией спина I_z на выделенную

ось z , в зависимости от значения магнитного квантового числа m . Энергия подуровней дается следующим выражением [1, 2]

$$E_m = -\frac{\mu H}{I} m, \quad (2.8)$$

где H – магнитное поле на ядре.

Для ядра железо-57 верхний энергетический уровень, соответствующий мессбауэровскому переходу, имеет спин $I=3/2$ и расщепляется на 4 подуровня с различными значениями проекции спина I_z , а нижний энергетический уровень мессбауэровского перехода со спином $I=1/2$ расщепляется на два подуровня с проекциями спина $+1/2$ и $-1/2$. В результате для гамма-резонансного дипольного излучения типа М1 для ядер железа-57, соответствующего правилам отбора $\Delta m=0, \pm 1$, возникает шесть разрешенных переходов (рисунок 2.3).

Соответствующий мессбауэровский спектр магнитного сверхтонкого расщепления для поликристаллического образца металлического железа содержит шесть резонансных линий с соотношением интенсивностей 3:2:1:1:2:3, расстояние между которыми определяется величиной магнитного поля на ядре (рисунок 2.4).

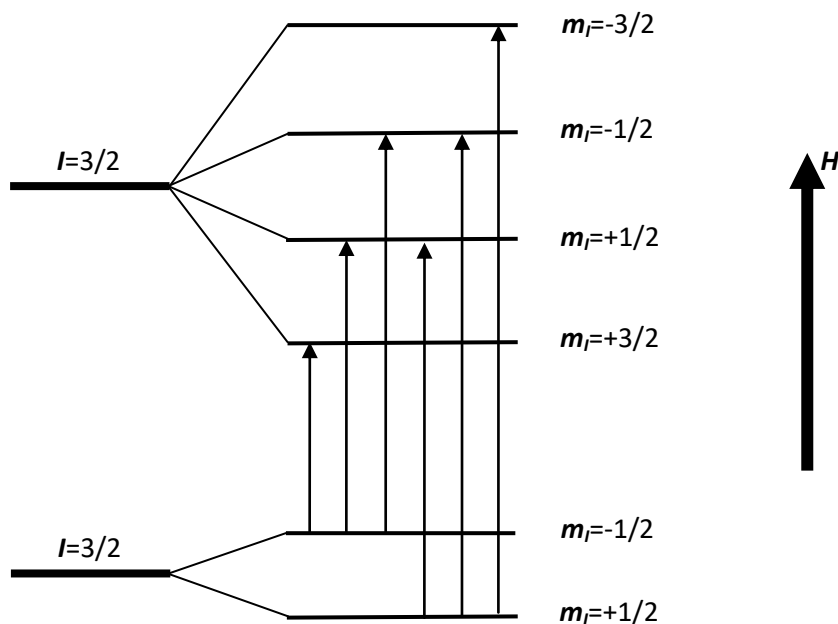


Рис. 2.3. Расщепление ядерных уровней основного и возбужденного состояний ядра ^{57}Fe в магнитном поле H

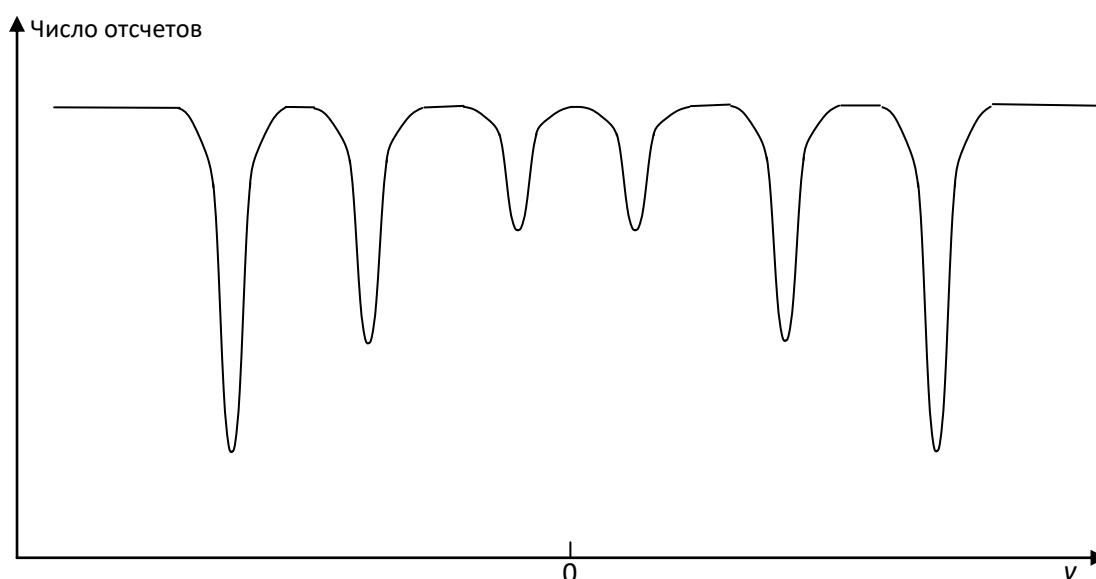


Рис. 2.4. Мессбауэровский спектр магнитного сверхтонкого расщепления для поликристаллического образца металлического железа

При наличии магнитной анизотропии в исследуемом образце соотношение интенсивностей линий в мессбауэровском спектре магнитного сверхтонкого расщепления может отличаться от приведенного выше соотношения, что позволяет исследовать свойства образцов как с учетом их внутренней магнитной анизотропии, так и их поведение во внешних магнитных полях. При наличии такой магнитной анизотропии соотношение интенсивностей линий спектра магнитного сверхтонкого расщепления зависит от угла между осью распространения пучка и осью магнитной анизотропии. В частности, в том случае, когда направление распространения пучка коллинеарно вектору \mathbf{H} , соотношение интенсивностей секстета линий становится равным 3:0:1:1:0:3. При ортогональных направлениях пучка и вектора \mathbf{H} , соотношение интенсивностей линий секстета равно 3:4:1:1:4:3.

Таким образом, измерение мессбауэровских спектров секстета магнитного сверхтонкого расщепления позволяет непосредственно исследовать свойства намагниченности исследуемых образцов, в том числе с селекцией по толщине поверхностных слоев материала при регистрации различных видов вторичных излучений мессбауэровского ядра, указанных на рисунке 1.3 для случая ядра железа-57. Более подробно о возможностях таких исследований будет изложено в разделе 5.1.

В заключение заметим, что все три вида сверхтонких взаимодействия, вызывающих изомерный химический сдвиг ядерных уровней, их квадрупольное и магнитное расщепление, соответственно, могут действовать совместно – а это чаще всего и встречается в практике исследования структуры твердых тел методом мессбауэровской спектроскопии – что значительно усложняет структуру измеряемых мессбауэровских спектров. Поэтому их расшифровка и идентификация их физического смысла на практике связана со сложной математической обработкой измеренных спектров, как правило, с привлечением дополнительной информации об исследуемых образцах и построением адекватных физических

моделей для описания их внутренней кристаллической структуры, ближнего и дальнего порядка в исследуемых объектах.

Детальный анализ проблем обработки и идентификации мессбауэровских спектров может быть найден, например, в работе [4].

3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА

3.1 Структура мессбауэровского спектрометра

Структурная схема мессбауэровского спектрометра включает в себя в качестве обязательных элементов систему задания движения (СЗД) источника или поглотителя, держатель исследуемого образца (ДО), систему регистрации, а также устройство синхронизации (УС) работы системы задания движения и системы регистрации. В свою очередь, в системе регистрации выделяют спектрометрический тракт (СТ) и систему накопления и обработки информации (СН), см. рисунок 3.1.

Ниже приводится описание основных структурных элементов мессбауэровского спектрометра.

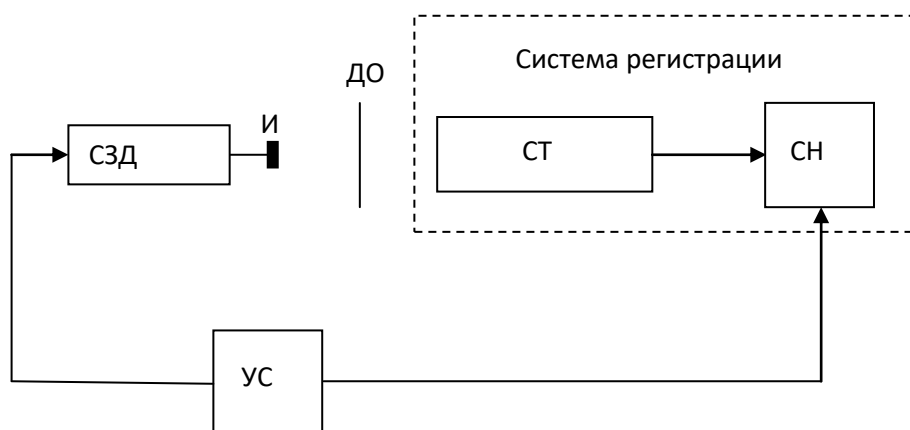


Рис. 3.1 Принципиальная структурная схема мессбауэровского спектрометра

3.2 Система задания движения источника резонансного излучения с электромеханической обратной связью

Система задания движения источника излучения предназначена для модуляции энергии гамма-квантов в соответствии с линейным эффектом Доплера (1.14) при изменении скорости источника v по некоторому периодическому закону. Основным элементом системы движения является электромеханическая система, состоящая из опорного генератора и доплеровского модулятора, обеспечивающего возвратно-поступательное движение источника гамма-резонансного излучения по заданному закону изменения скорости. Таким образом, система задания движения представляет собой авторегулируемую электродинамическую систему с обратной связью, принципы построения которой были детально разработаны уже при ранних научных и практических применениях эффекта Мессбауэра (см., например, [3]).

По характеру задаваемого закона изменения скорости мессбауэровские спектрометры делятся на два типа: с постоянной скоростью и с постоянным ускорением.

У спектрометров первого типа источник совершает периодическое колебательное движение относительно исследуемого образца с постоянной скоростью в каждом полупе-

риоде колебаний (рисунок 3.2 а), и амплитудное значение этой скорости может изменяться в различных циклах исследований. Такой режим работы спектрометра позволяет проводить детальные исследования отдельных, наиболее информативных, участков мессбауэровского спектра за относительно короткое время.

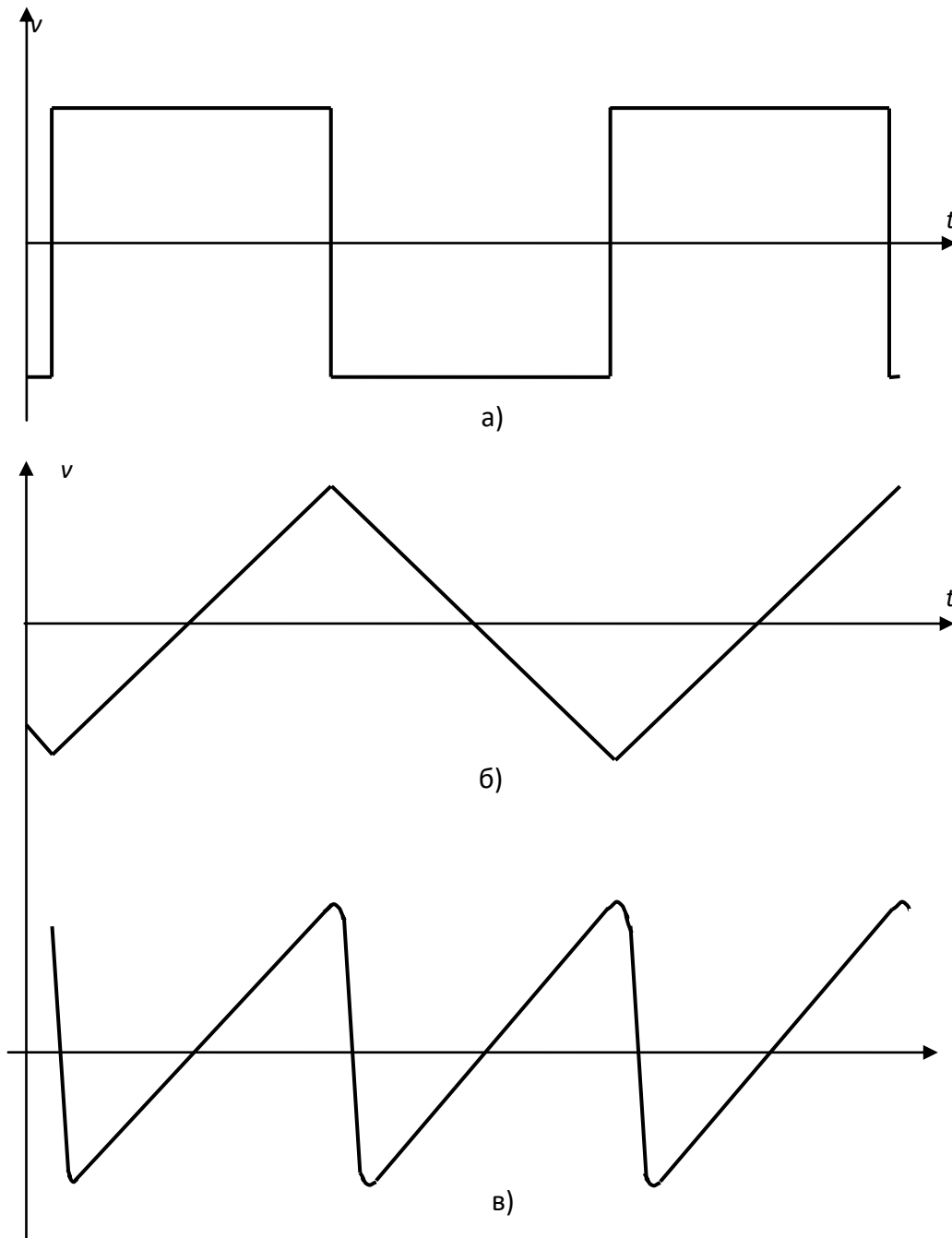


Рис. 3.2. Режимы постоянной скорости (а) и постоянного ускорения с симметричным треугольным (б) и асимметричным пилообразным (в) сигналами скорости, реализуемые системой задания движения источника излучения с электродинамической обратной связью. Для реального сигнала скорости в точках излома наблюдаются переходные процессы, не показанные на рисунке, на время которых работа системы накопления выходных сигналов детектора гамма-излучения блокируется.

Основным недостатком спектрометров с постоянной скоростью является трудно устранимое влияние дрейфа параметров спектрометрического тракта на результаты измерений. Такой дрейф параметров спектрометрической системы может приводить к изменению интенсивности регистрируемых событий по чисто аппаратным причинам, причем этот аппаратный эффект не может быть надежно отделен от изменения интенсивностей регистрируемых событий по физическим причинам, обусловленной изменением относительной скорости между источником и поглотителем и соответствующим изменением доли резонансного поглощения резонансных гамма-квантов, падающих на исследуемый образец.

В силу этого обстоятельства значительно большее практическое применение получили мессбауэровские спектрометры с постоянным ускорением, в которых скорость источника гамма-излучения чаще всего линейно изменяется в каждом полупериоде колебаний в заданных пределах (рисунок 3.2 б, в). При таких режимах колебаний источника долговременная нестабильность параметров спектрометрического тракта, характерное время которого многократно превышает период колебания источника, практически не влияет на форму измеряемого мессбауэровского спектра.

Для реализации указанных режимов колебаний источника излучения используется специальное устройство – электродинамический модулятор, на подвижном штоке которого, поддерживаемого специальными пружинами, закреплены задающая катушка и измерительная катушка; последняя является необходимым элементом для авторегулируемой системы движения с отрицательной обратной связью (рисунок 3.3).

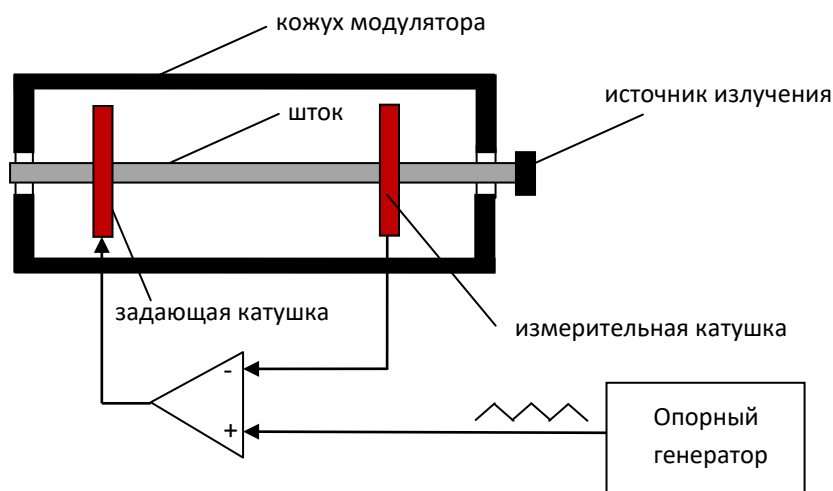


Рис. 3.3. Доплеровский модулятор с авторегулируемой системой электродинамической обратной связи

Регистрация мессбауэровских спектров в режиме постоянных ускорений чаще всего осуществляется с использованием многоканальных устройств накопления информации. Переключение регистрирующих каналов такого устройства производится синхронно с линейно изменяющейся скоростью движения источника, так что каждый канал системы накопления соответствует определенному значению скорости. Калибровка скоростной шкалы мессбауэровского спектрометра производится с использованием стандартных об-

разцов, положение линий которых на энергетической (скоростной) шкале известно с высокой точностью.

Основными характеристиками скоростной шкалы мессбауэровского спектрометра являются ее линейность, временная стабильность и скоростное (или энергетическое) разрешение. Для оценки этих параметров, как правило, используются наборы стандартных образцов, содержащих мессбауэровские ядра, с известной формой и положением резонансных линий на энергетической (скоростной) шкале. При измерении мессбауэровских спектров таких стандартных образцов с высокой статистической обеспеченностью – т.е. при выполнении условия, при котором высота гамма-резонансной линии многократно превышает абсолютную статистическую погрешность измерения интенсивности зарегистрированных событий в каждом канале системы накопления – все три указанные характеристики скоростной шкалы мессбауэровского спектрометра (линейность, временная стабильность, скоростное разрешение) могут, как правило, определяться одновременно.

В случае мессбауэровской спектроскопии на железе-57, наиболее распространенной в практических применениях эффекта Мессбауэра, в качестве таких стандартных образцов чаще всего используют тонкие поглотители α -железа, содержащие шесть резонансных линий сверхтонкого магнитного расщепления (см. рисунок 2.4), а также поглотители из нитропрусида натрия (химическая формула $\text{Na}_2\text{Fe}(\text{CN})_6\text{NO}\cdot 2\text{H}_2\text{O}$), содержащие дублет резонансных линий, расстояние между которыми на скоростной (энергетической) шкале определено с высокой точностью.

Измерение мессбауэровских спектров стандартных образцов α -Fe с высокоточным определением их положения на скоростной шкалы используется для оценки степени нелинейности этой шкалы, а повторные циклы таких измерений позволяют оценить долговременную стабильность параметров скоростной шкалы спектрометра.

Измерение мессбауэровских спектров нитропрусида натрия проводят чаще всего для оценки скоростного разрешения мессбауэровских спектрометров. Для спектрометра высокого качества, ширина линий квадрупольного расщепления тонких образцов нитропрусида натрия варьируется от 0,22 мм/с до 0,24 мм/с, что, в соответствии с формулой (1.14), определяет относительное энергетическое разрешение по гамма-резонансной линии 14,4 кэВ на уровне примерно $0,7\cdot 10^{-12}$.

Отметим, что современные мессбауэровские спектрометры позволяют измерять относительные смещения гамма-резонансных линий по скоростной (энергетической) шкале с погрешностью менее 10^{-3} по отношению к ширине гамма-резонансных линий, что, согласно уравнению (1.14), соответствует относительному энергетическому разрешению менее 10^{-15} .

До настоящего времени такое энергетическое разрешение остается рекордно малой величиной по сравнению со всеми другими известными методами измерения энергии электромагнитных излучений.

3.3 Система регистрации мессбауэровского спектрометра

Основными элементами системы регистрации мессбауэровского спектрометра являются спектрометрический тракт, предназначенный для выделения линии резонансного гамма-излучения из спектра излучения источника, и система накопления данных, синхронизированная с работой системы движения так, чтобы каждый канал накопителя соответствовал определенному значению относительной скорости между источником гамма-излучения и мишенью. Ниже рассматриваются принципы построения этих элементов.

3.3.1 Спектрометрический тракт мессбауэровского спектрометра

Для эффективной работы спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра большое значение имеет правильный выбор его основного элемента – детектора излучения. Требования к параметрам детекторов определяются, прежде всего, типом используемой геометрии измерений – пропускания (рисунок 1.4, а) или рассеяния (рисунок 1.4, б). Поскольку в геометрии пропускания детектор находится в прямом пучке гамма-излучения, то при достаточно большой активности источника резонансного излучения – а это требование крайне желательно для сокращения времени измерения мессбауэровских спектров, составляющего, как правило, несколько часов – необходимо обеспечивать соответствующую высокую загрузочную способность спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра.

Для регистрации низкоэнергетического гамма-излучения используются полупроводниковые, пропорциональные и сцинтилляционные детекторы, и выбор оптимального типа детектора во многом зависит от характера решаемых задач. О вкладе сотрудников БГУ в развитие техники регистрации резонансного гамма-излучения в геометрии пропускания будет изложено ниже в разделе 4.4.

Практические применения геометрии пропускания, особенно в прикладных исследованиях с помощью эффекта Мессбауэра, в значительной степени сдерживаются условием на малую толщину исследуемого образца, которая должны быть сравнимой с пробегом мессбауэровских гамма-квантов в веществе. Например, для гамма-резонансного излучения 14,4 кэВ, используемого в мессбауэровской спектроскопии на железе-57, пробег в различных типах веществ варьируется от 10 мкм до 1 мм, что действительно сужает область практических применений эффекта Мессбауэра на этом изотопе при измерениях в геометрии пропускания, наиболее просто реализуемой, и, фактически наиболее часто применяемой в научных исследованиях.

Указанное ограничение на толщину исследуемого образца практически полностью снимается в геометрии обратного рассеяния, когда источник излучения и детектор расположены по одну сторону от образца, толщина которого может выбираться практически произвольной (рисунок 1.4, б). Кроме того, интенсивность регистрируемого рассеянного излучения обычно мала, и каких-либо практически значимых ограничений на допустимую загрузочную способность детектора не возникает. Однако при этом важной проблемой становится повышение эффективности регистрации детектора в отношении рассеянного резонансного излучения, критически влияющей на время измерения мессбауэровских

спектров, которое в геометрии рассеяния может достигать нескольких суток. Поэтому применение детекторов резонансного гамма-излучения с эффективностью регистрации, сравнимой с единицей, является принципиально важным требованием для оптимизации условия измерения мессбауэровских спектров в геометрии рассеяния.

Еще одним важным аспектом в использовании геометрии рассеяния является открывающаяся возможность проведения селективного по глубине образца анализа его структуры. Это связано с тем, что переход резонансно возбужденного ядра в основное состояние сопровождается, как правило, испусканием нескольких видов вторичных излучений, пробеги которых в веществе могут сильно отличаться друг от друга.

В случае эффекта Мессбауэра на изотопе железо-57, наиболее существенные относительные вклады различных видов вторичных излучений в общую интенсивность рассеянного гамма-излучения приведены на рисунке 1.3. При этом характерный пробег резонансных гамма-квантов 14,4 кэВ, переизлучаемых резонансно-возбужденным ядром ^{57}Fe примерно в 10 % случаев, составляет около 10 мкм. Пробеги конверсионных электронов с К-оболочки атома железа с энергией 6,3 кэВ, излучаемых примерно в 60 % случаев, составляют около 0,1 мкм. Такая же величина пробега характерна и для оже-электронов с энергией 5,6 кэВ. Следовательно, регистрация низкоэнергетических электронов 6,3 кэВ и 5,6 кэВ с использованием соответствующих специализированных детекторов открывает принципиальную практическую возможность по исследованию структуры крайне тонких поверхностных слоев материалов, что обусловило заметное применение эффекта Мессбауэра в физике поверхности материалов. Более подробная информация о таких исследованиях, проводимых в том числе и на кафедре ядерной физики БГУ, приведена в разделе 5.1.

Следует также подчеркнуть, что в геометрии рассеяния, когда детектор вынесен из прямого пучка гамма-излучения, отношение «эффект/фон» (т.е. отношение числа зарегистрированных резонансных гамма-квантов к общему числу зарегистрированных детектором событий) оказывается значительно выше, чем в геометрии пропускания. Это обстоятельство становится особенно важным с учетом того, что в геометрии рассеяния имеет место многократное снижение скорости счета регистрируемых событий по сравнению со случаем геометрий пропускания.

3.3.1.1 Резонансные детекторы мессбауэровского излучения

Дальнейшее повышение отношения «эффект/фон» при проведении мессбауэровских измерений в геометрии рассеяния может быть достигнуто за счет применения резонансных детекторов гамма-излучения, позволяющих селективно регистрировать безотдачные гамма-кванты, сопровождающие эффект Мессбауэра, на фоне общего потока падающего на детектор излучения.

В своей основе резонансный детектор представляет собой детектор низкоэнергетических электронов (в частности, конверсионных электронов с энергиями 6,3 кэВ и 5,6 кэВ в случае мессбауэровской спектроскопии на железе-57), в рабочем веществе которого размещена специальная мишень – резонансный конвертор – преобразующая поток падающих резонансных гамма-квантов в низкоэнергетические электроны за счет явления конверсии.

В мессбауэровской спектроскопии на железе-57 в качестве конвертора используют тонкие пленки железосодержащих соединений, обогащенные мессбауэровским изотопом до предельно высоких относительных значений, близких к 100 %, и помещенных внутрь рабочего объема детектора низкоэнергетических электронов. В силу многократного превышения сечения гамма-резонансного взаимодействия с ядрами исследуемого вещества по отношению к сечениям других видов взаимодействия гамма-квантов с веществом, вероятность регистрации резонансных гамма-квантов с помощью такого детектора может приближаться к 100 % даже при очень малой эффективной толщине конвертора. В то же время, эффективность регистрации прямого потока низкоэнергетических гамма-квантов таким детектором низкоэнергетических электронов может оставаться крайне малой при применении тонких мишеней.

Таким образом, выбирая вещество конвертора так, чтобы линия резонансного поглощения гамма-резонансных ядер совпадала с линией испускания источника резонансного гамма-излучения, принципиально можно обеспечить близкую к 100 % эффективность регистрации мессбауэровского излучения источника при крайне малой, близкой к нулю, эффективности регистрации прямого потока нерезонансных гамма-квантов. При выполнении этих условий источник и детектор образуют гамма-резонансную пару, для которой примерная зависимость эффективности регистрации резонансного излучения η от энергии E имеет выраженный резонансный характер (рисунок 3.4).

Заметим также, что аналогичные резонансные детекторы мессбауэровского излучения могут быть построены и для других мессбауэровских изотопов, например для ^{119}Sn , которые рассматриваются ниже в разделе 4.4.

К основным параметрам гамма-резонансных пар относятся:

- эффективность регистрации безотдачных гамма-квантов η_0 ;
- абсолютная селективность $S = \eta_0 / \eta_\infty$;
- допустимая загрузочную способность.

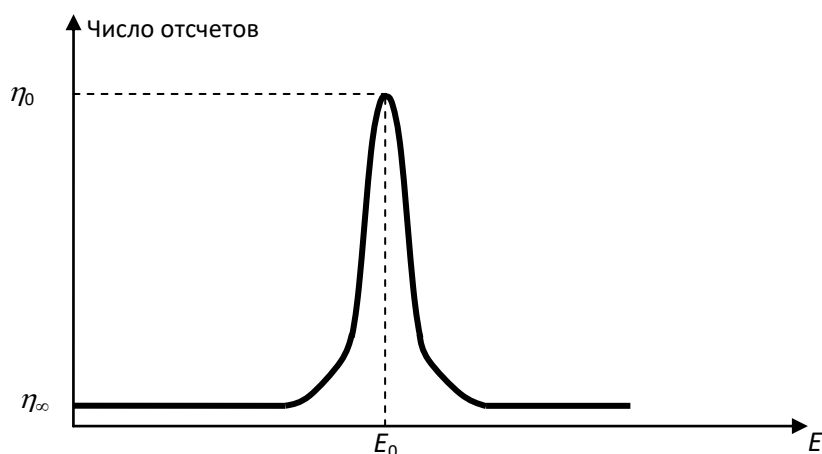


Рис. 3.4. Зависимость эффективности регистрации η гамма-излучения от энергии для резонансного детектора

Большое значение селективности S (на практике – до нескольких десятков) достигается за счет указанной выше особенности детекторов низкоэнергетических электронов, входящих в состав резонансных детекторов, которые могут иметь близкую к нулю эффективность регистрации прямого потока гамма-излучения при близкой в 100 % эффективности регистрации конверсионных и оже-электронов.

Допустимая загрузочная способность резонансного детектора определяется главным образом быстродействием детектора электронов. Наибольшим быстродействием обладают резонансные сцинтилляционные детекторы с пластмассовыми сцинтилляторами, обеспечивающие предельно высокую загрузочную способность, достигающую значений до 10^6 с^{-1} .

При определении численного значения селективности S для каждого индивидуального резонансного детектора измеряют спектр мессбауэровского излучения источника, входящего в комплект гамма-резонансной пары. Величина резонансного эффекта при эмиссионных измерениях определяется выражением

$$\varepsilon_{\text{эм}} = \frac{I(0) - I(\infty)}{I(\infty)}, \quad (3.1)$$

где $I(0)$, $I(\infty)$ – интенсивности регистрируемых событий в резонансе и вне резонанса, соответственно, и

$$I(0) = \eta_0 I_\gamma f + \eta_\infty (1 - f) I_\gamma + \eta_\infty I_{\text{ст}}, \quad (3.2)$$

$$I(\infty) = \eta_\infty I_\gamma + \eta_\infty I_{\text{ст}}. \quad (3.3)$$

Здесь I_γ , $I_{\text{ст}}$ обозначают соответственно интенсивности гамма-резонансного и стороннего гамма-излучения в направлении резонансного детектора.

Комбинируя соотношения (3.1)-(3.3), получаем величину резонансного эффекта при эмиссионных измерениях [5]

$$\varepsilon_{\text{эм}} = \chi f (S - 1), \quad (3.4)$$

где $\chi = I_\gamma / (I_\gamma + I_{\text{ст}})$, $S = \eta_0 / \eta_\infty$. Отсюда получаем выражение для селективности S резонансного детектора как функцию резонансного эффекта $\varepsilon_{\text{эм}}$ при эмиссионных измерениях:

$$S = \frac{\varepsilon_{\text{эм}}}{\chi f} + 1. \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) используется на практике для измерения селективности различных типов резонансных детекторов для различных мессбауэровских изотопов.

В заключение данного подраздела заметим, что при практическом использовании резонансных детекторов необходимо учитывать ряд методологических и технических особенностей. Например, в случае геометрии пропускания (рисунок 1.4 а) источник излучения должен быть жестко фиксирован относительно детектора для минимизации паразит-

ных механических вибраций между ними, а в возвратно-поступательное движение приводится резонансный поглотитель.

При проведении измерений в геометрии рассеяния исследуемый образец остается неподвижным, а источник и резонансный детектор совершают синхронное движение в противофазе (рисунок 3.5). Последнее обстоятельство усложняет практическое применение резонансных детекторов для регистрации рассеянного мессбауэровского излучения. В этом, случае, однако, достигаемое отношение эффект/фон может значительно, до нескольких десятков раз, превышать это отношение для обычных детекторов гамма-излучения. В силу этого обстоятельства, отмеченное выше усложнение схемы измерения мессбауэровских спектров с помощью резонансных детекторов становится с практической точки зрения полностью оправданным.

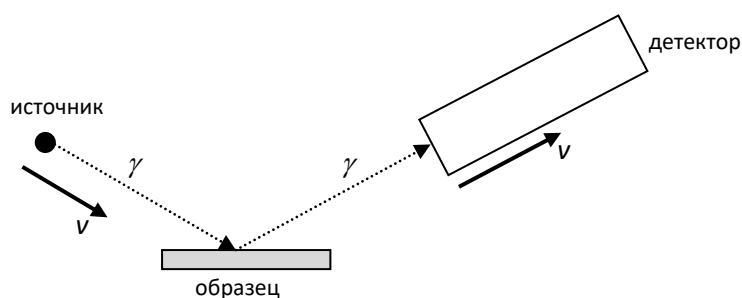


Рис. 3.5. Схема измерения мессбауэровского спектра рассеянного резонансного излучения с использованием резонансного детектора

3.3.1.2 Система накопления данных и способы ее синхронизации с системой движения

Система накопления данных мессбауэровского спектрометра является, как правило, многоканальной, в которой каждый канал накопления должен соответствовать определенному значению энергии резонансного гамма-кванта, определяемой мгновенной относительной скоростью между источником и поглотителем излучения, задаваемой системой движения для модуляции энергии в соответствии с линейным эффектом Доплера (1.14). На практике число каналов системы накопления обычно варьируется от 256 до 4096 и более, и для обеспечения однозначного соответствия между номером канала системы накопления и мгновенной относительной скоростью v между источником и поглотителем чаще всего используют линейный закон изменения скорости в каждом полупериоде колебаний источника при синхронном и равномерном во времени переключении каналов системы накопления.

При задании линейного симметричного сигнала скорости в каждом периоде колебаний (см. рисунок 3.2 б), накопление информации производится в двух независимых зонах с зеркально-симметричным отражением номеров каналов системы накопления. По завершению процесса накопления сигналы с обеих зон системы накопления оптимальным образом суммируются с учетом возможного фазового сдвига реальной скорости доплеров-

ского модулятора по отношению к задающему сигналу. Величину этого сдвига определяют эмпирически при варьировании задаваемого сдвига в каналах между двумя зонами накопления, и за оптимальное значение принимается то, при котором наблюдается максимальный резонансный эффект в результирующем спектре.

Тем не менее, такая процедура все же может приводить к некоторой погрешности при суммировании информации, накопленной в двух зонах накопителя, поскольку оптимальная величина фазового сдвига, выраженная в каналах системы накопления, может быть не кратна целому числу каналов в каждой зоне накопления.

Такой недостаток отсутствует при использовании пилообразной формы задающего сигнала, приведенного на рисунке 3.2 в, когда измерение мессбауэровского спектра происходит в одной зоне устройства накопления. Однако в этом случае часть информации теряется за счет конечного времени «обратного хода» скорости, когда работа накопителя должна блокироваться.

Кроме того, задание пилообразного сигнала скорости, характеризуемого широким частотным спектром, в практических применениях может приводить к снижению качества задания движения и соответствующему снижению точности измерения мессбауэровских спектров.

В силу этого обстоятельства в настоящее время все же большее распространение получил режим задания симметричного треугольного сигнала скорости, обеспечивающего более «мягкий» режим работы доплеровского модулятора, для которого, как правило, достигаются лучшие точностные характеристики мессбауэровского спектрометра по сравнению с пилообразным задающим сигналом скорости.

Описанный выше режим накопления мессбауэровских спектров – задание линейного сигнала скорости при равномерном во времени переключении каналов системы накопления – называется *временным режимом*, при котором качество измеряемых мессбауэровских спектров практически полностью определяется качеством исполнения системы движения, прежде всего, доплеровского модулятора с электромеханической обратной связью, являющегося основным узлом этой системы.

К основным количественным характеристикам мессбауэровского спектрометра относят:

- линейность скоростной шкалы;
- скоростное разрешение;
- временную стабильность параметров скоростной шкалы.

Способы определения этих характеристик с использованием специальных эталонных поглотителей гамма-резонансного излучения были описаны выше в разделе 3.2.

Как мы уже подчеркивали, во временном режиме накопления мессбауэровских спектров качество относительного движения между источником и поглотителем α , следовательно, и основные характеристики спектрометра, перечисленные выше, полностью зависят от качества реализованного относительного движения между источником гамма-резонансного излучения и образцом.

Заметим, что все же существует принципиальная техническая возможность для получения характеристик скоростной шкалы мессбауэровского спектрометра лучших, чем качество задания самого движения между источником излучения и резонансным поглотителем.

Для практической реализации указанной возможности был разработан модуляционный режим регистрации мессбауэровских спектров, при котором амплитуды выходных сигналов детектора модулируются в соответствии с мгновенными значениями сигнала скорости с измерительной катушки доплеровского модулятора. В таком режиме для регистрации сигналов с модулятора используются амплитудные анализаторы. В этом случае действительно обеспечивается высокая степень соответствия между мгновенной скоростью источника излучения и регистрирующим сигналом амплитудного анализатора, которая не зависит от возможных погрешностей реального относительного движения между источником и поглотителем.

При таком режиме регистрации степень нелинейности скоростной шкалы спектрометра практически полностью определяется нелинейностью амплитудного преобразователя, которая, вообще говоря, может быть значительно меньше, чем нелинейность реального сигнала скорости для любой, даже самой прецизионной, электро-механической системы.

В то же время, существенным недостатком описанного режима накопления мессбауэровских спектров, получившего название «модуляционного режима», является нарушение равенства времен регистрации детектируемых событий между соседними импульсами амплитудного анализатора. Это, как легко понять, обусловлено нелинейными искажениями в сигнале скорости с измерительной катушки, которые на практике всегда присутствуют. В этом случае приходится принимать дополнительные меры для корректировки измеряемых интенсивностей регистрируемых событий в каждом канале амплитудного анализатора, что на практике не всегда является однозначно решаемой задачей.

Кроме того, и что принципиально важно во многих научных и практических приложениях эффекта Мессбауэра, допустимая загрузочная способность амплитудных анализаторов всегда меньше, чем допустимая загрузочная способность анализаторов, работающих во временном режиме. Это обстоятельство также является существенным фактором, ограничивающим практические возможности модуляционного режима накопления мессбауэровских спектров, особенно при использовании источников гамма-резонансного излучения высокой интенсивности.

В силу этих обстоятельств в настоящее время произошел практически полный отказ от амплитудного режима накопления мессбауэровских спектров в пользу временного режима накопления.

Еще один способ накопления мессбауэровских спектров – так называемый «модуляционно-временной» режим, разработанный в БГУ – будет рассмотрен в следующем разделе.

4 ВКЛАД БГУ В РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТЕХНИКИ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА И ЕГО ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

В конце 20 века и в начале 21 века сотрудники БГУ активно работали в области совершенствования методологии эффекта Мессбауэра по целому ряду научно-технических и прикладных направлений. Высокоэкспрессные мессбауэровские спектрометры, разработанные сотрудниками БГУ совместно с сотрудниками Университета Палацкого (г. Оломоуц, Республика Чехия) неоднократно отмечались высокими наградами на научно-технических международных выставках. В рамках научно-технических контрактов спектрометры были приобретены несколькими десятками университетов мира, в том числе Японии, Великобритании, Израиля, Швеции, ЮАР, Бразилии, Чехии, Польши, России и других стран.

Кроме того, сотрудниками БГУ были выполнены другие уникальные научно-технические разработки на основе эффекта Мессбауэра, в том числе портативные мессбауэровские концентратомеры оксидов олова (см., например, [5]) для геологической промышленности и миниатюрные мессбауэровские спектрометры для исследования поверхности Марса.

Заказы на выполнение указанных работ подтверждали ведущую роль БГУ в развитии методологии эффекта Мессбауэра в конце прошлого и начале нынешнего веков, которая отражена в нескольких десятках статей в авторитетных международных физических журналах и около 40 патентах на изобретения.

Ниже приводятся основные результаты, полученные в БГУ при развитии методологических аспектов, связанных с измерением эффекта Мессбауэра, при решении научных и прикладных задач, а также его научно-практических применений.

4.1 Модуляционно-временной метод накопления данных и его основные характеристики

Прежде всего, подчеркнем, что стандартные мессбауэровские спектрометры высокого качества, используемые в научных лабораториях для проведения структурно-аналитических исследований различных материалов, как правило, представляют собой устройства значительных габаритов, требующих обеспечения специальных внешних условий их эксплуатации (прежде всего постоянство или крайне незначительный допустимый диапазон вариации температуры, практическое отсутствие внешних вибраций, шумов и др.) для достижения высоких точностных характеристик скоростной (энергетической) шкалы измеряемых мессбауэровских спектров. Эти требования, как правило, ограничивают область применения таких спектрометров, особенно в решении специализированных научных и прикладных задач, связанных со значительными вариациями условий окружающей среды, непосредственно влияющих на качество измеряемых мессбауэровских спектров.

Вместе с тем, к концу 20 века и началу 21 века выявился целый круг научных и практических задач, для решения которых требовалось совершенствование технических характеристик мессбауэровских спектрометров, прежде всего для обеспечения высокой произ-

водительности и точности измерений в сочетании с надежной защитой от влияния внешних дестабилизирующих факторов.

Одним из существенных шагов в решении этих проблем явилась разработка модуляционно-временного метода регистрации мессбауэровских спектров, сочетающего в себе преимущества рассмотренных выше временного и модуляционного режимов накопления спектрометрической информации, и практически исключающего технические недостатки, присущие каждому из этих методов.

Стимулирующим фактором в развитии модуляционно-временного метода являлся тот факт, что организация электродинамической обратной связи в системе движения мессбауэровского спектрометра, рассмотренная в п. 3.2, в принципе способна обеспечить высокую точность отработки заданного сигнала скорости, но при соблюдении достаточно жестких ограничений на режимы эксплуатации спектрометров, прежде всего в плане минимизации возможных вариаций температур и внешних механических вибраций.

В то же время, в силу принципиально неустранимой инерционности доплеровского модулятора как основного элемента механической системы движения, электродинамическая обратная связь оказывается практически не эффективной, прежде всего в плане защиты от вибраций. Кроме того, вынужденное использование аналого-цифровых и чисто аналоговых электронных компонент в системе задания движения и электромеханической обратной связи делает практически невозможным эффективное решение задачи о минимизации зависимости параметров системы движения от температуры окружающей среды, поскольку такая зависимость характерна для всех аналоговых элементов, применяемых в таких системах.

В этих условиях представляется очевидным, что для повышения помехоустойчивости тракта регистрации мессбауэровского спектрометра и обеспечения высокой временной стабильности его параметров необходима разработка адаптивных режимов работы спектрометра, при которых параметры скоростной шкалы непрерывно подстраиваются под их оптимальные значения при любых возможных вариациях параметров реального сигнала скорости, обусловленного изменениями внешних условий окружающей среды при проведении эксперимента.

Примером реализации такого адаптивного режима работы мессбауэровского спектрометра является модуляционный метод регистрации мессбауэровских спектров, уже рассмотренный в разделе 3.3.2. Однако, как уже отмечалось выше, наличие нелинейных искажений в сигнале скорости – а они всегда присутствует в той или иной мере – приводят к нарушению условия одинакового времени накопления информации в разных каналах амплитудного анализатора. Это, в свою очередь, приводит к искажению формы базовой линии мессбауэровского спектра, причем критерии на восстановление истинной формы спектры могут быть не всегда точно определены. Кроме того, задача по обеспечению высокой точности и быстродействия в амплитудных анализаторах и аналого-цифровых преобразователях не всегда может быть эффективно решена в силу того, что эти два условия могут конфликтовать друг с другом.

Совместить условия адаптивного накопления мессбауэровских спектров с обеспечением одинакового времени накопления в каждом канале устройства накопления и высо-

кой загрузочной способности тракта регистрации позволяет модуляционно-временной режим, разработанный в БГУ [6].

В его основе лежит принцип цифрового измерения скорости с одновременной дискретизацией как оси времени, так и оси скоростей при сохранении стандартного канала электродинамической обратной связи.

Пример возможной схемы реализации модуляционно-временного режима накопления мессбауэровских спектров приведен на рисунке 4.1.

Схема содержит ряд обязательных элементов для любого мессбауэровского спектрометра, в частности, задающий генератор (ЗГ), систему движения источника излучения на основе доплеровского модулятора (ДМ) с системой электродинамической обратной связи (ОС), спектрометрический тракт (СТ), предназначенный для выделения линии резонансного взаимодействия из общего спектра источника излучения, и устройство накопления информации (УН), работающее во временном режиме.

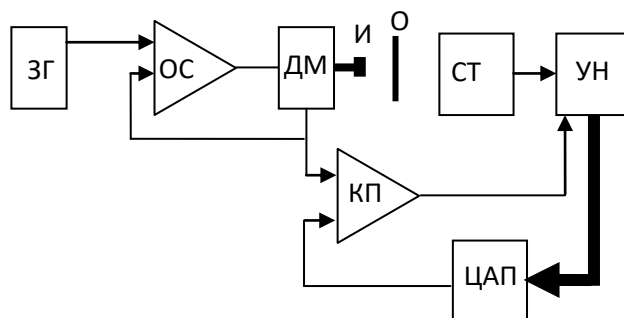


Рис. 4.1 Принципиальная схема мессбауэровского спектрометра с реализацией модуляционно-временного режима накопления мессбауэровских спектров: ЗГ – задающий генератор; ОС – система электродинамической обратной связи; ДМ – доплеровский модулятор; И – источник гамма-резонансного излучения; О – резонансный образец (поглотитель); СТ – спектрометрический тракт; УН – устройство накопления информации; КП – аналоговый компаратор; ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь.

Отличительным элементом модуляционно-временного режима накопления мессбауэровских спектров является наличие дополнительной цепи обратной связи, организованной на основе цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) и аналогового компаратора (КП), сравнивающего текущее значение сигнала скорости с мгновенным напряжением на выходе ЦАП и формирующего сигналы на последовательное переключение каналов накопителя. При этом выходное напряжение ЦАП устанавливается прямо пропорциональным текущему значению канала накопления.

Такой спектрометр работает следующим образом. Предположим, что система движения вырабатывает линейный сигнал скорости в каждом периоде колебаний, приведенным на рисунке 3.2 в, и имеющий отрицательное минимальное значение в начальный момент времени, соответствующее первому каналу накопления в устройстве накопления УН и ну-

левому коду на входе цифро-аналогового преобразователя ЦАП. Соответствующее напряжение на выходе ЦАП устанавливается равным или чуть меньшим напряжения на выходе измерительной катушки доплеровского модулятора ДМ. Далее, с началом нового цикла накопления информации, соответствующего монотонному возрастанию сигнала скорости, происходит срабатывание компаратора, открывающего первый канал устройства накопления и вызывающий изменение выходного напряжения ЦАП на некоторую фиксированную величину ΔU . При этом равенство напряжений на входах компаратора ликвидируется, и он возвращается в исходное состояние до того момента, когда скорость источника возрастет на некоторую величину Δv , соответствующую изменению выходного напряжения измерительной катушки доплеровского модулятора на ΔU . В этот момент времени происходит очередное срабатывание компаратора КП, вызывающего переключение очередного канала накопителя и изменяющего выходное напряжение ЦАП на ΔU . При этом равенство напряжений на входах компаратора КП снова ликвидируется, и система возвращается в исходное состояние при открытом следующем канале устройства накопления УН, и т.д.

В результате описанного выше процесса на выходе компаратора КП формируется последовательность коротких импульсов, временные интервалы между которыми соответствуют изменению относительной скорости между источником и исследуемым образцом v на равные значения Δv , вне зависимости от конкретно выбранной формы сигнала скорости и возможных нелинейных искажений между задающим и реализуемым сигналами скорости. С помощью этих импульсов производится переключение регистрирующих каналов устройства накопления, работающего во временном режиме (рисунок 4.2). Регулировка цены канала скоростной шкалы производится путем пропорционального изменения коэффициента преобразования для усилителя сигнала скорости с измерительной катушки модулятора и опорного напряжения ЦАП.

Подчеркнем, что, вообще говоря, временные интервалы между соседними выходными импульсами компаратора (далее строб-импульсами), переключающего очередные каналы устройства накопления, не равны друг другу как из-за нелинейных искажений в сигнале скорости, так и «скоростного шума». Такой «скоростной шум» обуславливается как наличием шумов в системе задания движения, так и воздействием на нее хаотических внешних вибраций, которые в реальных условиях никогда не могут быть сведены к нулю.

Но даже при наличии такого скоростного шума расстояние между соседними стробирующими импульсами системы накопления всегда соответствует строго фиксированному изменению скорости Δv , и, следовательно, наличие указанных мешающих факторов практически не влияет на основные характеристики скоростной шкалы модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра. В этой особенности модуляционно-временного метода накопления мессбауэровских спектров состоит одно из его принципиальных преимуществ по сравнению с традиционными методами накопления информации в мессбауэровской спектроскопии.

В то же время, отмеченные нелинейные искажения в реальном сигнале скорости и наличие скоростного шума могут приводить к изменению расстояния на временной шкале

между соседними стробирующими импульсами временного анализатора, что, как легко понять, может приводить к нарушению условия одинакового времени накопления в различных каналах накопителя и искажению базовой линии. При этом очевидно, что такая базовая линия в отсутствии резонансного взаимодействия должны описываться прямой, параллельной оси абсцисс.

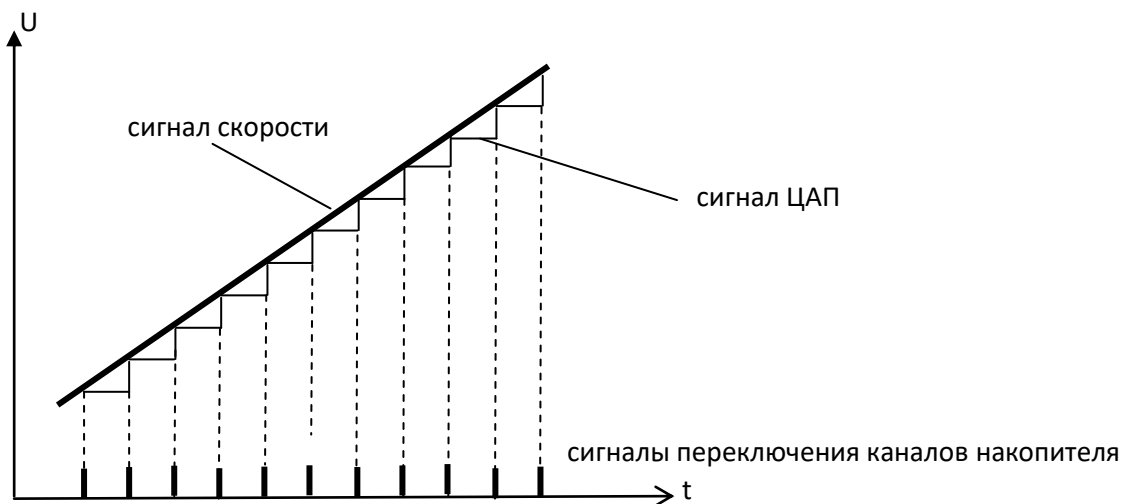


Рис. 4.2 Принцип организации модуляционно-временного режима накопления мессбауэровских спектров

Однако указанный недостаток модуляционно-временного режима, являющийся общим с описанными выше модуляционным режимом накопления спектров, в отличие от последнего легко устраняется при применении многоканального анализатора, работающего во временном, а не амплитудном режиме накопления информации.

А именно, для временного анализатора всегда существует возможность такого выбора фиксированного времени накопления в каждом канале накопителя, при котором оно не превышает минимально возможное расстояние τ между соседними стробирующими импульсами при заданной форме сигнала скорости и установленном скоростном шуме. В этом случае, при накоплении информации в каналах, временная ширина которых превышает τ , может иметь место потеря некоторой части полезной информации. Однако при выборе линейно изменяющегося сигнала скорости в каждом полупериоде колебаний и незначительном уровне внешних вибраций (что всегда должно выполняться при лабораторной эксплуатации мессбауэровских спектрометров), реальная относительная потеря информации не превышает нескольких процентов, и, как правило, оказывается практически незначительной.

В то же время, намного более принципиальным является тот факт, что основные характеристики скоростной шкалы спектрометра — линейность, временная стабильность и скоростное разрешение — практически не зависят от погрешностей в задании относительной скорости между источником и образцом, а почти целиком определяются точностью срабатывания соответствующих цифровых электронных устройств. Принимая далее во внимание тот очевидный факт, что точность работы цифровых устройств всегда выше,

чем точность работы аналоговых и механических устройств системы электродинамической обратной связи доплеровского модулятора, можно с уверенностью утверждать очевидные преимущества модуляционно-временного режима накопления мессбауэровских спектров по сравнению со стандартным временным режимом.

Далее заметим, что в модуляционно-временном режиме накопления мессбауэровских спектров допустимая загрузочная способность тракта спектрометрии остается примерно такой же, как и для стандартного временного режима, и полностью зависит от быстродействия спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра, а не системы накопления информации. Это обстоятельство определяет еще одно преимущество модуляционно-временного режима по сравнению с модуляционным режимом, в котором быстродействие используемого аналого-цифрового преобразователя (АЦП), как правило, ниже быстродействия спектрометрического тракта.

Указанные преимущества модуляционно-временных мессбауэровских спектрометров приобретают принципиально важное практическое значение при расширяющемся применении новых типов детекторов низкоэнергетического гамма-излучения, характеризующихся высокой загрузочной способностью, способной обеспечивать значительное сокращение времени накопления мессбауэровских спектров.

Еще одним существенным преимуществом модуляционно-временного метода накопления мессбауэровских спектров является возможность достижения предельных значений скоростного разрешения мессбауэровского спектрометра при значениях меньших, чем собственный скоростной шум системы задания движения.

В разделе 1.1 мы отмечали, что любой мессбауэровский переход характеризуется временем жизни τ резонансно-возбужденного ядра и соответствующей шириной резонансной линии Γ , определяемой соотношением Гейзенберга (1.6). На практике ширина измеряемой резонансной линии всегда больше ее естественной ширины из-за того, что сверхтонкие взаимодействия в ядрах, определяющие энергетические сдвиги и расщепление резонансных линий на энергетической (скоростной) шкале не могут быть абсолютно одинаковыми для всех ядер исследуемого образца, и, следовательно, имеет место некоторая флуктуация их значений для различных ядер за счет изменений их локального окружения в кристаллических решетках исследуемых образцов.

Такое уширение линий можно назвать физическим, и исследование его характеристик, наряду с измерением положений гамма-резонансных линий на скоростной (энергетической) шкале способно дать дополнительную информацию о реальной структуре образцов. В то же время, существует еще один источник уширения резонансных линий, не связанный с физическими характеристиками образцов, и целиком определяемый несовершенством системы задания движения, который складывается из двух компонент:

- скоростного шума системы движения;
- временной нестабильности параметров системы накопления, которая при долговременных мессбауэровских измерениях также проявляется в виде уширения измеряемых линий.

Указанные источники погрешностей могут существенно затруднять обработку и интерпретацию измеряемых мессбауэровских спектров, и их минимизация являлось и отча-

сти является до настоящего времени одной из принципиальных задач в методологии эффекта Мессбауэра.

В этой связи необходимо подчеркнуть, что модуляционно-временной метод накопления мессбауэровских спектров не есть просто удачное сочетание модуляционного и временного методов. Его качественно отличительным свойством является возможность сравнительно простой с технической точки зрения организации дополнительных корректирующих цепей с целью дальнейшей минимизации указанных видов погрешностей гамма-резонансных измерений.

4.1.1 Скоростное разрешение модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра

Скоростное разрешение мессбауэровского спектрометра входит в число его основных технических характеристик, и снижение скоростного шума в традиционных мессбауэровских спектрометрах, имеющее целью повышение их скоростного разрешения, являлось и является до настоящего времени важной технической задачей.

В общем виде скоростное разрешение мессбауэровского спектрометра может быть определено соотношением

$$\Gamma_v = \Delta U/k, \quad (4.1)$$

где $\Delta U = U/N$ представляет минимально возможный шаг дискретизации сигнала скорости; U обозначает амплитуду скоростного сигнала и N – число каналов системы накопления.

Это определение показывает, что при использовании модуляционно-временного режима накопления мессбауэровских спектров, скоростное разрешение мессбауэровского спектрометра непосредственно определяется величиной скоростного шума. (Отметим, что для традиционных мессбауэровских спектрометров возникают дополнительные факторы, влияющие на скоростное разрешение, в частности, воздействие внешних вибраций на систему движения, которые всегда существует и никогда не устранимы полностью из-за инерционности этой системы).

В этой связи важно подчеркнуть, что быстроедействие электронных узлов модуляционно-временного спектрометра в цепи измерения относительной скорости между источником и поглотителем на много порядков величины выше по сравнению с характерными временными интервалами, характеризующими инертность систем движения. Кроме того очевидно, что быстроедействие таких электронных узлов практически всего намного выше обратных значений характерных частот внешних вибраций, что позволяет практически исключить их влияние на точностные характеристики измеряемых мессбауэровских спектров.

Фактически это означает, что электронный блок измерения скорости в модуляционно-временном мессбауэровском спектрометре действует как высокочастотный фильтр для спектра скоростного шума. Последнее обстоятельство определяет одно из принципиальных преимуществ модуляционно-временных мессбауэровских спектрометров по сравнению со всеми известными другими типами спектрометров.

В частности, с использованием модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра и стандартного образца нитропруссиды натрия – чаще всего используемого в

практике эффекта Мессбауэра для оценки скоростного разрешения спектрометров – измеренная ширина линий этого образца (представляющего собой дублет квадрупольного расщепления) составила $0,210 \pm 0,005$ мм/с [6]. Такой результат до настоящего времени является рекордным в практике эффекта Мессбауэра; для сравнения заметим, что теоретический предел минимально возможной ширины линий нитропруссиды натрия при времени жизни возбужденного состояния резонансного изотопа железо-57 98 нс [1] и для идеально однородного образца составляет 0,195 мм/с. Таким образом, полученное выше экспериментальное значение ширины линий нитропруссиды натрия ($0,210 \pm 0,005$ мм/с) действительно сравнимо с ее предельным теоретическим значением, и некоторое превышение измеренного значения по отношению к теоретическому пределу, скорее всего, объясняется неоднородностью локальной структуры образца нитропруссиды натрия, вызывающей уширение измеряемых линий.

4.1.2 Временная стабильность работы модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра

Далее рассмотрим еще одну принципиально важную характеристику мессбауэровского спектрометра – временную стабильность параметров его скоростной шкалы. Повышенные требования на стабильность этих параметров – таких, как положение нулевой скорости на скоростной шкале (которое может варьироваться вследствие аддитивного дрейфа скоростного сигнала) и цена канала скоростной шкалы (связанная с мультипликативным дрейфом скоростного сигнала) – возникают вследствие того, что мессбауэровские измерения, как правило, являются долговременными, и продолжаются от нескольких часов до нескольких суток.

В традиционном временном режиме накопления мессбауэровских спектров временной дрейф указанных параметров практически полностью определяется качеством электродинамической системы обратной связи, реализующей движение источника излучения относительно исследуемого образца по заданному закону. Такие системы в современном исполнении обеспечивают, как правило, достаточно высокую временную стабильность параметров движения источника резонансного излучения на предельном относительном уровне до 0,1 %, что является вполне удовлетворительной величиной для рутинных мессбауэровских измерений. В то же время, для ряда прецизионных измерений в исследованиях фундаментального характера с использованием эффекта Мессбауэра, требования к стабильности параметров скоростной шкалы могут оказаться значительно выше указанного предела для обеспечения однозначной физической интерпретации полученной информации.

В этой связи необходимо снова подчеркнуть, что в модуляционно-временном режиме накопления мессбауэровских спектров временная стабильность параметров скоростной шкалы практически целиком определяется только лишь стабильностью работы электронных узлов, формирующих импульсы временной развертки для многоканального анализатора.

Представляется достаточно очевидным, что достижение высокой временной стабильности параметров электронных узлов модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра является значительно более простой технической задачей, чем обеспечение сравнимой временной стабильности параметров электромеханической системы движения

доплеровского модулятора, и данное обстоятельство обуславливает еще одно важное практическое преимущество модуляционно-временного метода накопления мессбауэровских спектров по сравнению с традиционным временным режимом.

В частности, мультипликативная составляющая дрейфа скоростной шкалы модуляционно-временного спектрометра целиком определяется временной стабильностью опорного напряжения цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) (см. рисунок 4.1) как основного элемента в преобразовании аналогового сигнала скорости в набор дискретных импульсов временной развертки анализатора. При этом очевидно, что с помощью соответствующих стабилизаторов напряжения в принципе можно обеспечить относительную величину мультипликативного дрейфа скоростной шкалы спектрометра на уровне менее 0,01 %, что более чем достаточно для эффективного применения эффекта Мессбауэра в решении любых научных и научно-практических задач.

Аддитивный дрейф параметров скоростной шкалы в модуляционно-временном режиме накопления мессбауэровских спектров целиком определяется соответствующим дрейфом параметров системы цифрового измерения скорости. Однако с учетом того, что динамический диапазон изменения выходных сигналов в системе цифрового измерения скорости (т.е. сигналов напряжения на выходе ЦАП на рисунке 4.1) должен быть несколько меньше диапазона изменения сигнала скорости, то в этой ситуации можно организовать дополнительную систему отрицательной обратной связи, которая позволяет стабилизировать положение нулевой скорости на скоростной шкале многоканального анализатора.

В основе алгоритма работы такой системы лежит сравнение времен выхода сигнала скорости за пределы динамического диапазона ЦАП на возрастающем и спадающем участках треугольного скоростного сигнала (см. рисунок 4.3) с непрерывной подстройкой нулевой линии ЦАП для поддержания равенства длительности обоих сигналов T_1 и T_2 .

Техническая простота такой авторегулируемой системы обратной связи и ее практическая эффективность дополнительно подчеркивают преимущества модуляционно-временного метода накопления мессбауэровских спектров по сравнению со всеми другими известными методами мессбауэровской спектроскопии. В частности, по результатам измерения мессбауэровских спектров стандартных образцов нитропруссиды натрия и α -железа нами получена величина временной нестабильности мультипликативной компоненты скоростной шкалы менее 0,1 мкм/с, и для аддитивной компоненты – менее 2 мкм/с за 10 часов работы, что до настоящего времени остается рекордным результатом по сравнению со всеми известными мессбауэровскими спектрометрами, описанными в научной литературе.

Несколько вариантов построения модуляционно-временных мессбауэровских спектрометров были реализованы в лаборатории мессбауэровской спектроскопии кафедры ядерной физики физического факультета БГУ, которые использовались для проведения фундаментальных и прикладных исследований в области физики поверхности твердых тел, исследовании поверхностного магнетизма, высокотемпературной сверхпроводимости, физико-химических процессов в различных материалах научного и промышленного назначения и др.

Вместе с тем, быстрое развитие аппаратных и программных средств ядерно-физических экспериментов в начале 21 века привело к значительному совершенствованию систем задания движения, как в их аппаратной реализации, так и в развитии методов программной корректировки параметров измерения. Достигнутый прогресс в этих направлениях снижает актуальность применения модуляционно-временного метода накопления мессбауэровских спектров, по крайней мере в рутинных применениях гамма-резонансной спектроскопии. В то же время, в решении ряда фундаментальных и прикладных применений эффекта Мессбауэра, требующих нестандартных условий для применения эффекта Мессбауэра – например, перемещение значительных масс, связанных либо с источником или поглотителем, при приведении измерений в полевых условиях в широком диапазоне вариации температуры окружающей среды – использование модуляционно-временных мессбауэровских спектрометров остается не только актуальным, но и зачастую безальтернативным.

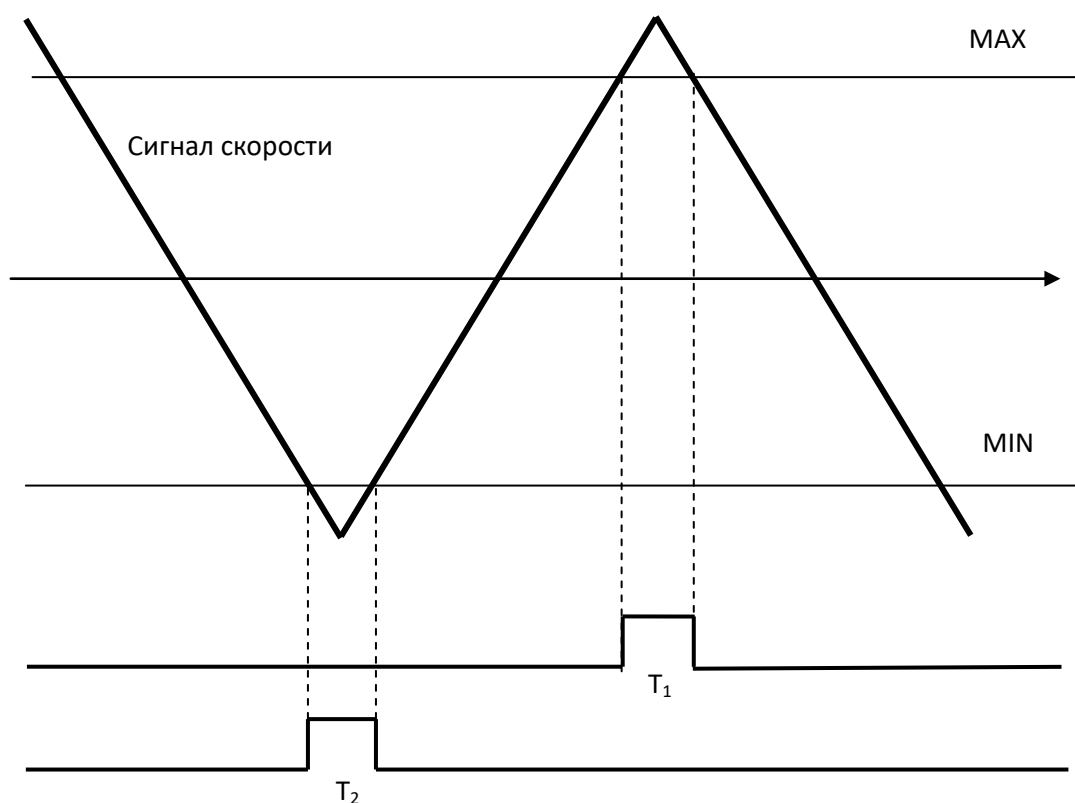


Рис. 4.3 Принцип стабилизации положения нуля скорости на скоростной шкале модуляционно-временного мессбауэровского спектрометра, основанный на поддержании равенства длительностей сигналов T_1 и T_2 .

4.2 Воздушный сцинтилляционный детектор конверсионных и оже-электронов для исследования сверхтонких поверхностных слоев материалов

Как уже отмечалось в разделе 1.2, при переходе резонансно возбужденного ядра в основное состояние формируется сложное по своей структуре поле вторичных излучений,

компоненты которого имеют различные пробеги в веществе. В частности, переизлучаемые резонансные гамма-кванты, которые для наиболее популярного гамма-резонансного изотопа Fe-57 имеют энергию 14,4 кэВ, характеризуются средним пробегом в железе около 20 мкм. Примерно такой же пробег в железе имеют характеристические рентгеновские гамма-кванты атома железа с энергией 6,3 кэВ, сопровождающие эффект Мессбауэра (см. рисунок 1.3), тогда как полный пробег в железе для конверсионных и оже-электронов атомов железа с энергией в несколько килоэлектронвольт не превышает 0,1 мкм.

Сложная структура полей вторичных излучений имеет место и для других распространенных мессбауэровских изотопов, что принципиально открывает возможность проведения селективных по глубине исследований структуры материалов с регистрацией в геометрии обратного рассеяния различных типов вторичных излучений, характеризующихся различными характерными значениями пробегов в веществе.

Особенный интерес вызывают исследования очень тонких поверхностных слоев материалов толщиной в несколько сотен ангстрем, что требует соответствующего развития техники регистрации низкоэнергетических конверсионных и оже-электронов, сопровождающих эффект Мессбауэра, пробеги которых в веществе сравнимы с указанной величиной.

Наиболее популярными детекторами для регистрации таких низкоэнергетических электронов с энергией в несколько килоэлектронвольт остаются пропорциональные счетчики с различными видами газовых наполнителей. Однако такие детекторы имеют определенный недостаток в том, что проведение измерений с этими детекторами возможно только на специальных образцах с ограниченными размерами и фиксированной формой, которые должны помещаться внутри рабочего объема детектора. Эти требования существенно сдерживают применение пропорциональных детекторов как в решении научных задач, так особенно и в научно-прикладных исследованиях эффекта Мессбауэра в физике поверхности.

Таким образом, разработка универсального детектора для мессбауэровской спектроскопии с регистрацией конверсионных электронов (Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy, CEMS) для образцов произвольной формы и размеров представляла не протяжении нескольких десятилетий крайне актуальную задачу, которая впервые была решена в БГУ.

На первый взгляд, требование высокой эффективности детектора низкоэнергетических электронов неизбежно должно вступать в противоречие с возможностью достаточно произвольного изменения форм и размеров исследуемых образцов. Действительно, для обеспечения высокой эффективности регистрации электронов низкой энергии, характеризующихся крайне малыми пробегами в веществе, необходимо во всех случаях помещать образец внутри рабочего объема детектора для обеспечения телесного угла регистрации 2π или 4π . В то же время, очевидно, что такое требование определенно должно накладывать ограничения на форму и размеры образца. И это действительно так, но с одним исключением, которое и привлекло внимание специалистов мессбауэровской лаборатории физического факультета БГУ: такое исключение состоит в использовании воздуха естественного состава в качестве рабочего газа в детекторе. На основе такой идеи можно действительно сконструировать детектор низкоэнергетических электронов практически любой формы и

размера, что снимет практически любые ограничения на габариты и форму исследуемых образцов.

Вместе с тем, хорошо известно, что регистрация импульсов тока в газовых детекторах на основе воздуха естественного состава непрактична из-за большого (около 10^{-4} с) времени дрейфа ионов воздуха, что крайне затрудняет процесс сбора зарядов от регистрируемых событий при формировании выходного сигнала детектора. В то же время, здесь принципиально важно отметить, что длительность световых сигналов, сопровождающих процессы ионизации и возбуждения атомов воздуха, на несколько порядков меньше длительности токовых сигналов и составляет величину порядка 10^{-7} с и менее, которая является вполне приемлемой для стандартно применяемой техники формирования и обработки сигналов детекторов ядерных излучений [7].

Как известно, основной элемент воздуха – азот – излучает фотоны в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах, что соответствует максимуму чувствительности большинства типов фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). В то же время, типичные значения амплитуд световых импульсов, вызываемых низкоэнергетическими конверсионными и оже-электронами в воздухе, как правило, крайне малы и недостаточны для эффективного функционирования детектора, характеризуемого в этом случае крайне малой эффективностью регистрации и значительным влиянием темнового тока и радиационного фона на выходные сигналы ФЭУ.

Для увеличения амплитуды световых импульсов в расчете на один электрон можно использовать режим формирования электрических разрядов в воздушном объеме детектора, инициируемых вылетающими с поверхности образца низкоэнергетическими электронами. Реализация этого режима предполагает наличие внешнего электрического поля для инициирования разрядов в воздухе. В то же время, хорошо известно, что контролируемое развитие электрических разрядов в воздухе возможно лишь в газах фиксированного оптимизированного состава, позволяющих эффективно реализовать механизм гашения разряда, который однако отсутствует для воздуха естественного состава. Более того, для такой воздушной смеси всегда существует конечная вероятность развития самоподдерживающегося разряда, который делает невозможным дальнейшую работу детектора.

В этой ситуации нами обращено внимание на то, что развитие самоподдерживающихся разрядов в воздухе может быть полностью блокировано при использовании изоляционного слоя между двумя электродами, создающими электрическое поле. В такой конфигурации возможно лишь развитие микро-разрядов в воздухе с малой (не более $10^{-7} \dots 10^{-6}$ с) длительностью, с дальнейшей регистрацией световых импульсов в воздухе, инициируемые этими микро-разрядами, с помощью соответствующего ФЭУ.

Задуманная комбинация:

- использование натурального воздуха в качестве рабочего газа детектора,
 - регистрация световых сигналов от микро-разрядов в воздухе,
 - исключение самоподдерживающихся разрядов с помощью изоляционного слоя между двумя электродами –
- реализуется в простейшем случае для следующей конфигурации детектора низкоэнергетических электронов (см. рисунок 4.4).

Исследуемый образец размещается вблизи входного окна фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Образец облучается сколлимированным пучком резонансного гамма-излучения под небольшим углом к плоскости образца. На образец подается высокое напряжение, сравнимое по величине с напряжением на ФЭУ и противоположное по знаку. Источник, образец, коллиматор и фотоумножитель размещены в рабочем объеме герметизированной камеры, заполненной разреженным (около 100 мм рт. столба) воздухом естественного состава.

Такой детектор функционирует следующим образом.

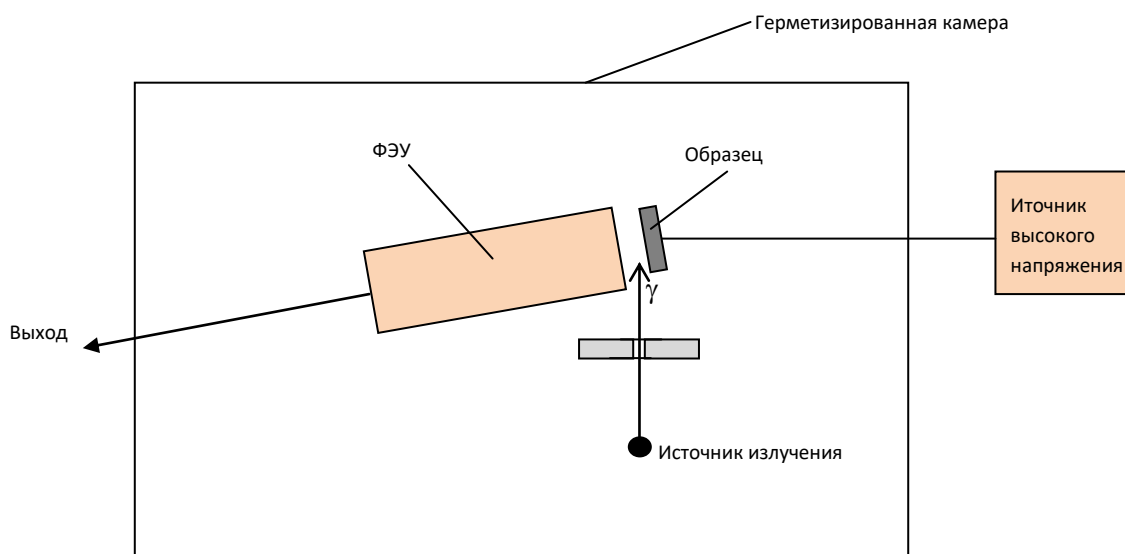


Рис. 4.4 Принципиальная схема воздушного сцинтилляционного детектора низкоэнергетических электронов для мессбауэровской спектроскопии

При облучении поверхности исследуемого образца гамма-резонансными квантами взаимодействие излучения с веществом образца приводит к формированию поля вторичных излучений, включающего как резонансные и рентгеновские гамма-кванты, так и низкоэнергетические электроны, которые покидают поверхностный слой образца с глубины, определяемой соответствующим максимальным пробегом излучения каждого типа в данном веществе.

В силу незначительных размеров воздушного зазора между входным окном ФЭУ и поверхностью исследуемого образца, рентгеновские гамма-кванты практически не взаимодействуют с разреженным воздухом в этом зазоре, тогда как низкоэнергетические конверсионные и оже-электроны, возникающие при взаимодействии гамма-резонансного излучения с резонансными ядрами, с вероятностью, близкой к 100-процентной, вызывают ионизацию атомов воздуха в зазоре между образцом и ФЭУ. При достаточно высоком напряжении в этом зазоре, определяемого разностью потенциалов исследуемого образца и фотокатода ФЭУ, в разреженном воздухе возникают электрические разряды, инициируемые его ионизацией. В то же время, инициирование режима самоподдерживающихся разрядов (которые могли бы блокировать дальнейшую работу детектора) не может реализо-

ываться из-за наличия ионизационного слоя (входного окна ФЭУ) между образцом и фотокатодом ФЭУ.

В результате этого, ионизация разреженного воздуха низкоэнергетическими электронами вызывает, при оптимально подобранных условиях, лишь развитие каскадов микро-разрядов в зазоре между ФЭУ и образцом. При этом длительность таких микро-разрядов весьма незначительна – менее 1 микросекунды – что является стандартной величиной для большинства типов детекторов ионизирующих излучения, используемых на практике. При этом сам ФЭУ регистрирует световые импульсы, сопровождающие микро-разряды в разреженном воздухе от низкоэнергетических электронов.

Простота описанной конструкции детектора низкоэнергетических электронов обеспечивается тройной функцией ФЭУ: его фотокатод является одним из электродов для создания электрического поля в воздушном зазоре, его входное стеклянное окно выполняет роль изолирующего слоя между двумя электродами, а сам ФЭУ является регистратором световых импульсов от микро-разрядов в воздухе.

Далее рассмотрим кратко физические принципы процессов, происходящих в воздушном сцинтилляционном детекторе, в основе которой лежит неравенство, определяющее условие возникновения электрических разрядов в газе, которое может быть записано в виде

$$\frac{mv^2}{2} + eE\lambda(p) \geq U_{ion}. \quad (4.2)$$

В уравнении (4.2) приняты следующие обозначения:

m – масса атома,

v – максимальное значение скорости ускоряемого иона в электрическом поле E в конце длины его максимального свободного пробега λ при заданном давлении p ,

e – заряд электрона,

U_{ion} – энергия ионизации атомов в изолирующем слое (в нашем случае – стекле входного окна ФЭУ) между электродами.

Из уравнения (4.2) можно видеть, что при подходящем выборе давления p в воздушном зазоре между ФЭУ и исследуемым образцом, развитие микро-разрядов, вообще говоря, может стать возможным только за счет высокого напряжения, прикладываемого к фотокатоду ФЭУ, что, на первый взгляд, упрощает практическое применение детектора. Однако, как показала практика применения воздушного сцинтилляционного детектора, такое упрощение его схемы не оправдано с практической точки зрения, и приложение противоположного по знаку высокого напряжения на образец целесообразно по двум причинам.

1. Регулировка условий измерения только за счет изменения напряжения на фотокатод ФЭУ неудобна с практической точки зрения, поскольку в этом случае наблюдаемое изменение интенсивности регистрируемых световых сигналов может происходить по двум причинам: как при варьировании условий развития микро-разрядов (4.2), так и при изменении коэффициента усиления ФЭУ в зависимости от напряжения на его фотокатод. На практике разделение этих двух факторов требует, как правило, проведения дополнительных калибровочных измерений.

2. Формирование результирующего напряжения в рабочем объеме детектора как суммы напряжений, прикладываемых к фотокатоду ФЭУ и образцу, также удобно тем, что для образцов произвольных форм и размеров, рабочий объем детектора – т.е. область с разреженным воздухом между фотокатодом ФЭУ и плоскостью образца – всегда оптимизирован под данные размеры образца, что при прочих равных условиях обеспечивает минимизацию интенсивности регистрируемых ФЭУ фоновых событий любой природы. С практической точки зрения является важным и то, что при регулировании величины высокого напряжения на образце функция отклика ФЭУ с фиксированным напряжением на его катодах остается неизменной.

При таком режиме работы рабочий объем воздушного сцинтилляционного детектора определяется выражением

$$V = Sl \quad (4.3)$$

где l – ширина воздушного зазора между ФЭУ и образцом, а рабочая площадь определяется условием $S = \min \{S_{\text{ФЭУ}}, S_{\text{образец}}\}$, где $S_{\text{ФЭУ}}$ – площадь фотокатода ФЭУ и $S_{\text{образец}}$ – площадь образца.

Обратим внимание на то, что для образцов больших размеров ($S_{\text{образец}} \gg S_{\text{ФЭУ}}$), рабочий объем детектора при заданном воздушном зазоре между ФЭУ и образцом всегда определяется площадью фотокатода ФЭУ. Однако для малых образцов ($S_{\text{образец}} < S_{\text{ФЭУ}}$), рабочий объем всегда «подстраивается» под площадь исследуемого образца, что, как уже отмечено выше, обеспечивает оптимальное отношение сигнал/фон для образцов любых размеров.

Далее следует подчеркнуть, что в случае мессбауэровской спектроскопии конверсионных и оже-электронов, использование касательного к поверхности образца пучка гамма-квантов не приводит к уменьшению производительности мессбауэровских измерений, а чаще всего, наоборот, к ее повышению по сравнению со случаем нормального падения пучка на поверхность образца. Действительно, при проведении мессбауэровских измерений обычно используются хорошо сколлимированные узкие пучки гамма-квантов для минимизации искажений в измеряемых спектрах, связанных с несовершенством геометрии измерений – в частности, разброса углов между вектором скорости образца v и нормалью к поверхности образца. При соблюдении этого условия, которое почти всегда выполняется при проведении мессбауэровских измерений, телесный угол регистрации рассеянного гамма-излучения, либо вторичных излучений с поверхности облучаемого образца, сопровождающих эффект Мессбауэра, практически не зависит от пространственной ориентации самого образца. В то же время, эффективная длина пути гамма-квантов в тонком поверхностном слое образца, соответствующего фиксированному (и крайне малому для низкоэнергетических конверсионных и оже-электронов) пробегу – менее 0,1 мкм – возрастает в $1/\sin \vartheta$ раз, где ϑ – угол касательного падения гамма-квантов на поверхность образца. Следовательно, использование касательного падения пучка на поверхность образца в воздушном сцинтилляционном детекторе позволяет, при прочих равных условиях, значительно – более, чем на порядок величины – повысить интенсивность выхода низкоэнергетических электронов с поверхности образца по сравнению со стандартными детекторами низко-

энергетических электронов (чаще всего пропорциональных счетчиков [3]), использующих нормальное падение резонансных гамма-квантов на поверхность исследуемых образцов.

Основным источником фона в оптимально построенном воздушном сцинтилляционном детекторе электронов является поток низкоэнергетических фотоэлектронов, также вылетающих с поверхности исследуемого образца при его облучении гамма-квантами мессбауэровского источника. При анализе этого процесса необходимо иметь в виду, что большинство источников гамма-излучения, используемых в мессбауэровской спектроскопии, излучают дополнительные гамма-линии, зачастую значительно превышающие по своей интенсивности интенсивность гамма-резонансной линии. Очевидно, что в отсутствие энергетической селекции регистрируемых электронов, рождаемых в поверхностном слое образца и попадающих в рабочий объем детектора, селективная регистрация низкоэнергетических конверсионных и оже-электронов, сопровождающих эффект Мессбауэра, от других электронов, рождаемых гамма-квантами нерезонансных линий источника излучения, становится невозможной. В результате этого отношение эффект/фон при проведении таких измерений может значительно уменьшаться по сравнению с детекторами электронов с энергетической селекцией.

Например, источники мессбауэровского излучения железа ^{57}Co , наиболее популярные в научных и практических применениях эффекта Мессбауэра, не являются моноэнергетическими и содержат линии характеристического излучения железа с энергией 6,3 кэВ, мессбауэровского излучения 14,4 кэВ, а также линии с энергией 123 кэВ и 138 кэВ (см. рисунок 4.5).

При проведении мессбауэровских измерений низкоэнергетическая линия рентгеновского излучения 6,3 кэВ может почти полностью подавляться с помощью оптимально подобранного фильтра, который в малой степени уменьшает интенсивность резонансной линии 14,4 кэВ. Простейшим фильтром такого рода является алюминиевая фольга толщиной около 0,2 мм, которая более чем на 90 % ослабляет поток характеристических рентгеновских квантов 6,3 кэВ, и уменьшает поток гамма-резонансного излучения 14,4 кэВ не более, чем на 10 %.

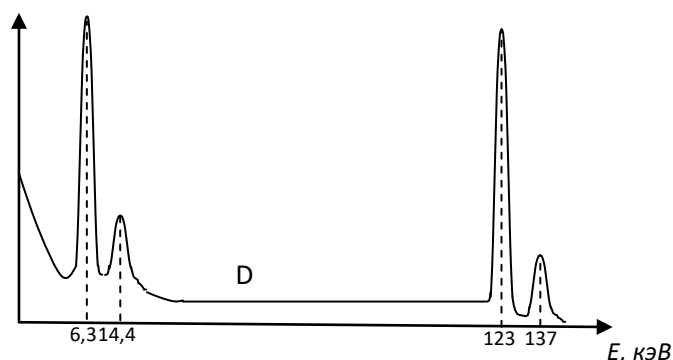


Рис. 4.5 Типичный спектр излучения мессбауэровского источника Co-^{57} , регистрируемый с помощью тонкого сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl)

Для подавления фона электронов, вылетающих с поверхности образца при комптоновском взаимодействии его атомов с гамма-квантами энергией 123 кэВ и 137 кэВ, следует учитывать обратно пропорциональную зависимость удельных ионизационных потерь электронов в воздухе dE/dx от их энергии E в области средних энергий. Следовательно, при достаточно малой толщине воздушного зазора между ФЭУ и образцом, эффективность регистрации низкоэнергетических конверсионных и оже-электронов с энергией менее 10 кэВ может оставаться достаточно высокой при существенном снижении фона комптоновских электронов. В этом случае отношение эффект/фон при регистрации конверсионных и оже-электронов на фоне общего потока рождаемых в образце электронов может приближаться к десяти, что сравнимо с аналогичным соотношением для традиционных детекторов низкоэнергетических электронов с энергетической селекцией [7].

Далее рассмотрим еще один эффект, затрудняющий работу воздушного сцинтилляционного детектора электронов: накопление электрических зарядов на изолирующем входном стекле фотоумножителя. При отсутствии стока или при очень медленном стоке таких зарядов, их накопление может происходить до того момента, когда суммарная напряженность электрического поля в зазоре между ФЭУ и образцом не сведется к минимальному значению, при котором развитие микроразрядов уже невозможно, и детектор становится неработоспособным.

В этой связи важно подчеркнуть, что для воздушного сцинтилляционного детектора электронов имеет место самопроизвольное удаление накапливаемых зарядов на входном стекле ФЭУ за счет естественных токов утечки по его колбе. Таким образом, в равновесном состоянии оба процесса должны балансировать друг друга при соблюдении равенства

$$\frac{dq_D}{dt} = -\frac{dq_c}{dt} \quad (4.4)$$

где dq_D обозначает приток заряда на входном стекле ФЭУ за временной интервал dt , вызываемый микроразрядами в разреженном воздушном зазоре между ФЭУ и образцом, а dq_c – уменьшение заряда на входном стекле ФЭУ за счет тока утечки в за такой же временной интервал dt .

Пренебрегая процессами рекомбинации зарядов в рабочем зазоре между ФЭУ и образцом – что на практике всегда выполнимо при использовании лабораторных мессбауэровских источников средней активности – выражение для dq_D/dt может быть представлено в виде

$$\frac{dq_D}{dt} = q_D n,$$

где q_D обозначает среднее количество пар ионов на один микроразряд в воздухе, а n – количество микроразрядов в единицу времени. В этом случае выражение для равновесного заряда q_{eq} на входном окне ФЭУ может быть записано в виде

$$q_{eq} = q_D n \tau, \quad (4.5)$$

где τ - характерное время утечки. Отсюда приходим к выражению для равновесного значения электрического поля в рабочем объеме воздушного сцинтилляционного детектора:

$$E_{eq} = E_0 - \frac{q_D n \tau}{\varepsilon_0 S_{PM}}, \quad (4.6)$$

где $E_0 = \Delta U / l$ - электрическое поле в зазоре между образцом и ФЭУ при отсутствии зарядов на его входном окне ($q=0$), ΔU - разность потенциалов между ФЭУ и исследуемым образцом, l - толщина воздушного зазора, ε_0 - диэлектрическая постоянная и S_{PM} - площадь входного окна ФЭУ.

С учетом полученного выражения (4.6), условие возникновения микрозарядов в воздушном зазоре между ФЭУ и образцом за счет вылетающих с его поверхности электронов может быть записано в виде неравенства

$$E_{eq} = E_0 - \frac{q_D n \tau}{\varepsilon_0 S_{PM}} \geq E_T, \quad (4.7)$$

где E_T - пороговое значение напряженности электрического поля, определяемое из выражения (4.2).

Представляет интерес численная оценка типичного значения постоянной токов утечки τ , для которой все еще возможно развитие микрозарядов в рассматриваемой конструкции воздушного сцинтилляционного детектора электронов. Принимая для порогового режима $q_D=e$ (где e - заряд электрона), $S_{PM}=10 \text{ см}^2$ (типичное значение площади входного окна для обычных фотоумножителей), а также характерные значения $n=10^3 \text{ с}^{-1}$, $\Delta U=2 \cdot 10^3 \text{ В}$, $l=5 \text{ мм}$, получаем

$$\tau \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ с},$$

что составляет около одного месяца. Отметим, что в реальных условиях величина постоянной тока утечки всегда намного меньше, чем приведенная оценка. Это подтверждает возможность установления оптимальных режимов работы воздушного сцинтилляционного детектора, обеспечивающих максимально возможную эффективность регистрации низкоэнергетических конверсионных и оже-электронов в выбранной геометрии измерений.

Как уже подчеркивалось выше, такой оптимальный режим работы воздушного сцинтилляционного детектора электронов может быть установлен при варьировании высокого напряжения на исследуемом образце при различных значениях давления воздуха p в камере детектора. Очевидно, что снижение давления в камере повышает селективность регистрации низкоэнергетических электронов на фоне комптоновских электронов, вылетающих с поверхности образца под действием гамма-квантов с энергиями 123 кэВ и 137 кэВ, поскольку известно, что удельные ионизационные потери заряженной частицы в веществе dE/dx обратно пропорциональны энергии E . Вместе с тем, существует допустимое нижнее значение давления p , ниже которого возникновение микрозарядов в разреженном воздухе становится невозможным в широком диапазоне изменения электрического поля E .

В силу этих обстоятельств, оптимальное значение давления воздуха p при различных значениях электрического поля E определяют экспериментально из условия получения максимальной величины скорости счета электронов при максимальном значении резонансного эффекта для мессбауэровских спектров стандартных образцов.

Далее заметим, что средняя амплитуда световых импульсов от микроразрядов в разреженном воздухе достаточно велика – более 10^3 фотонов на один микроразряд. В этих условиях, при выборе оптимальной амплитудной дискриминации выходных сигналов детектора, темновой фон и радиационный фон могут быть почти полностью подавлены (см., например, [7]).

На рисунке 4.6 приведен типичный мессбауэровский спектр, полученный с поверхности образца α -железа с помощью воздушного сцинтилляционного детектора, при оптимально выбранных условиях измерений.

Измеренная величина резонансного эффекта – около 10 % – несколько ниже по сравнению с лучшими детекторами низкоэнергетических электронов для мессбауэровской спектроскопии с использованием газовых детекторов фиксированного состава. В то же время, достигнутая в этом измерении скорость счета выходных сигналов детектора – около $4 \cdot 10^3$ импульсов с секунду – существенно превышает типичные скорости счета стандартных детекторов низкоэнергетических электронов. В результате этого, производительности измерений мессбауэровских спектров с использованием воздушного сцинтилляционного детектора и стандартного детектора низкоэнергетических электронов для мессбауэровской спектроскопии с наполнением рабочего объема газовой смесью фиксированного состава [8] оказываются сравнимыми друг с другом.

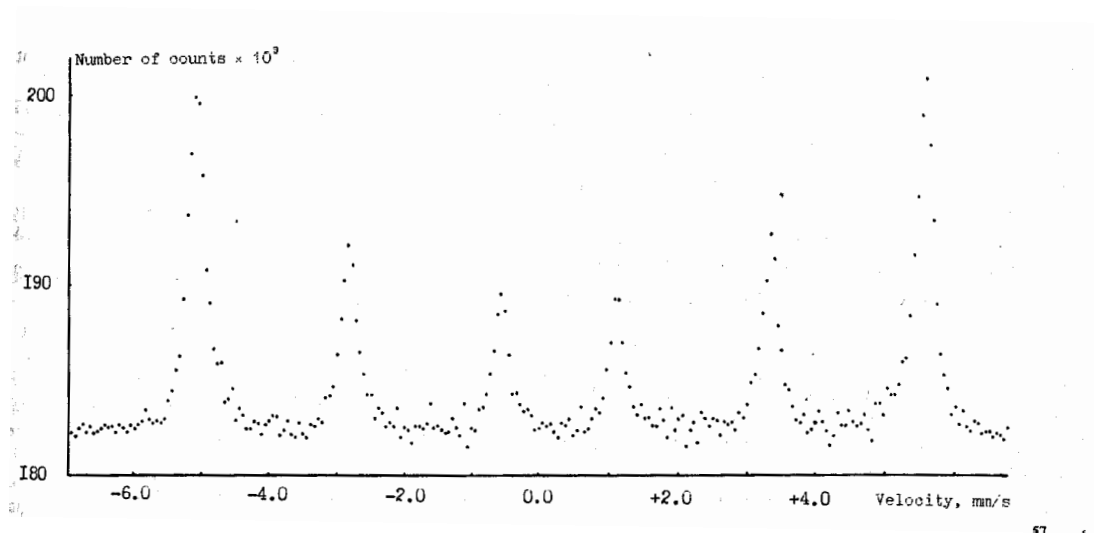


Рис. 4.6 Мессбауэровский спектр конверсионных и оже-электронов с поверхности образца α -железа площадью $30 \times 30 \text{ мм}^2$, измеренный с помощью воздушного сцинтилляционного детектора с мессбауэровским источником Co-57 активностью 1,5 ГБк. Время измерения – 4 часа.

В то же время, для стандартных газовых детекторов низкоэнергетических электронов, размеры исследуемых образцов принципиально ограничены размерами рабочей области детектора, не превышающей, как правило, несколько кубических сантиметров. В этой связи, открывающаяся возможность исследования образцов практически произвольных форм и размеров с помощью воздушном сцинтилляционном детектора действительно создает новые перспективы в плане научно-практических применений эффекта Мессбауэра в структурно-аналитических исследованиях тонких (порядка 0,1 мкм) поверхностных слоев материалов с регистрацией конверсионных и оже-электронов электронов, сопровождающих переход резонансно возбужденных ядер в основное состояние.

Исследования, проведенные нами в области физики поверхности с помощью воздушного сцинтилляционного детектора в сотрудничестве с отечественными и международными организациями, приведены в разделе 5.1.

Заметим, что миниатюризированный прототип воздушного сцинтилляционного детектора был также изготовлен в начале 2000-х годов в Токийском техническом университете на основе нашей работы [7]. Однако, потерянная для такого мини-детектора возможность исследования образцов произвольных форм и размеров при несколько худших характеристиках по сравнению с традиционными детекторами низкоэнергетических электронов с применением газовых смесей фиксированного состава, ограничило практические возможности использования Токийского варианта воздушного сцинтилляционного детектора. Все же его основным преимуществом остается возможность реализации измерений на образцах произвольных форм и размеров при использовании больших (1 м^3 и более) объемов рабочего вещества, в качестве которого выступает обычный воздух естественного состава при пониженном атмосферном давлении.

4.3 Метод мессбауэровской концентратометрии для геологических исследований

В настоящем разделе рассматривается еще одно направление прикладных применений эффекта Мессбауэра, разработанное в БГУ, которое основано на том, что гамма-резонансные гамма-кванты, излученные резонансным ядром, при последующем взаимодействии с веществом сохраняют абсолютную избирательность по отношению к взаимодействию с тождественными резонансными ядрами, содержащимися в веществе-поглотителе или веществе-рассеивателе. Следовательно, учитывая то, что сечение резонансного взаимодействия гамма-квантов с ядрами на много порядков величины превышает сечения остальных процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом, можно ожидать, что процессы резонансного поглощения или резонансного рассеяния могут быть вполне наблюдаемыми на фоне конкурирующих процессов взаимодействия гамма-квантов с веществом даже при крайне малых концентрациях резонансных ядер в исследуемом материале.

На этом принципе можно в принципе построить высокочувствительные измерители концентрации веществ, содержащих мессбауэровские ядра, в частности, для поиска полезных ископаемых в геологической промышленности. В настоящее время это направление практического применения эффекта Мессбауэра остается одним из наиболее интерес-

ных, и на его основе нами был развит метод мессбауэровской концентратометрии, физические принципы и аппаратная реализация которого рассматриваются ниже.

Основные особенности метода мессбауэровской концентратометрии определяются зависимостью величины резонансного эффекта ε в мессбауэровском спектре исследуемого соединения от концентрации C резонансных ядер, содержащихся в исследуемом соединении.

Аналитическая форма такой зависимости определяется типом выбранной геометрии измерения – пропускания или рассеяния, а также типом используемого детектора – обычного или резонансного.

Как известно [2], доля гамма-резонансного излучения, прошедшего через резонансный поглотитель в геометрии пропускания, зависит от относительной скорости v между источником и поглотителем и эффективной толщины поглотителя, определяемой выражением

$$F_a = n\sigma_a f'x, \quad (4.8)$$

где n – концентрация мессбауэровского изотопа в исследуемом образце, σ_a – эффективное сечение резонансного поглощения, f' – вероятность резонансного поглощения (фактор Дебая-Валлера), и x – линейная толщина поглотителя.

Основу метода мессбауэровской концентратометрии при трансмиссионных измерениях составляют известные уравнения (см., например, [1]) для интенсивности резонансного поглощения, прошедшего через резонансный поглотитель, как функции массового коэффициента поглощения μ и массовой плотности образца ρ , определяемых при относительных скоростях $v=0$ и $v=\infty$ между источником излучения и исследуемым образцом:

$$I(0) = I_0 e^{-\mu\rho} \left\{ 1 - f \left[e^{-F_a/2} J_0(F_a/2) \right] \right\}, \quad (4.9)$$

$$I(\infty) = I_0 e^{-\mu\rho}, \quad (4.10)$$

где $I(0)$, $I(\infty)$ – интенсивности резонансного гамма-излучения, прошедшего через образец-поглотитель при $v=0$ и $v=\infty$, соответственно, I_0 – интенсивность резонансного гамма-излучения в выделенный телесный угол регистрации при отсутствии исследуемого образца и J_0 – функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента.

Для обычного детектора гамма-излучения, характеризуемого одинаковой эффективностью регистрации резонансных и нерезонансных гамма-квантов, можно также принять сравнимые по величине интенсивности регистрации событий в условиях резонанса ($I(0)$) и при рассогласовании условий резонансного взаимодействия ($I(\infty)$). В таком случае величина резонансного эффекта определяется выражением

$$\varepsilon = \frac{I(\infty) - I(0)}{I(\infty)} = \chi f \left[1 - e^{-F_a/2} J_0(F_a/2) \right], \quad (4.11)$$

где корректирующий коэффициент χ введен для учета вклада фонового излучения и особенностей выбранной геометрии измерения (использованием узкого или широкого пучка, материала коллиматора гамма-излучения, и др.).

При применении резонансного детектора мессбауэровского излучения, характеризующего существенно разными эффективностями регистрации резонансного (η_0) и нерезонансного (η_∞) гамма-излучений, для целей мессбауэровской концентратометрии удобно ввести параметр абсолютной селективности $S = \eta_0 / \eta_\infty$, экспериментально определяемой через соотношение (3.5) при эмиссионном измерении мессбауэровского спектра используемого источника излучения и соответствующего ему резонансного детектора.

Заметим также, что в том случае, когда положение максимума резонансной линии источника на энергетической шкале совпадает с максимумом эффективности регистрации резонансного детектора η_0 при их нулевой относительной скорости, то их одновременное использование для гамма-резонансных измерений становится наиболее эффективным. В этом случае такой источник и такой резонансный детектор образуют гамма-резонансную пару. При ее использовании источник и детектор покоятся относительно друг друга, а в возвратно-поступательное движение приводится исследуемый образец.

Как известно, наиболее распространенными мессбауэровскими изотопами, характеризующимися достаточно высокой вероятностью эффекта Мессбауэра уже при комнатной температуре, являются железо-57 и олово-119. Это обусловлено не только широким промышленным применением железа и олова, но и тем обстоятельством, что содержание резонансного изотопа в естественной изотопной смеси для этих элементов относительно велико по сравнению со многими другими изотопами, применяемыми в практике мессбауэровской спектроскопии. В частности, для изотопа ^{57}Fe оно составляет 2,1 %, а для изотопа ^{119}Sn – 8,6 %.

Вместе с тем, применение эффекта Мессбауэра в геологии железосодержащих руд не представляет значительного интереса в связи с существованием хорошо развитых и относительно простых и эффективных методов поиска железорудных месторождений.

Методы геологической разведки для олова также хорошо развиты, но здесь имеет место существенный нюанс: известные методы поиска, основанные, например, на рентгеновском анализе оловорудных месторождений, способны определять только общую концентрацию олова в исследуемом объекте, тогда как реальный промышленный интерес представляет лишь одна фаза диоксида олова SnO_2 , соответствующий минерал которой называется касситеритом.

В этой связи при поиске оловорудных месторождений значительный практический интерес представляет оценка концентрации именно фазы касситерита, а максимальной избирательностью к фазовому составу исследуемых элементов среди всех известных методов геологоразведки обладает как раз мессбауэровская спектроскопия.

Таким образом, разработка метода мессбауэровской концентратометрии применительно к созданию приборов нового типа для геологоразведки фазовых состояний искоемых элементов, имело и продолжает иметь важное практическое значение даже при том, что основные методологические подходы и технические решения для их реализации применительно к задачам мессбауэровской концентратометрии, рассматриваемые ниже, были разработаны в БГУ достаточно давно [9].

Подчеркнем, что все основные особенности мессбауэровской концентратометрии как уникального аналитического метода определяются зависимостью величины резонансного эффекта

$$\varepsilon = \left| \frac{I(0) - I(\infty)}{I(\infty)} \right| \quad (4.12)$$

от концентрации мессбауэровского изотопа в исследуемом образце. В приведенной формуле мы используем абсолютное значение ε для того, чтобы сделать его одинаково применимым как к геометрии пропускания (в которой $I(0) < I(\infty)$, см. рисунок 1.4, а), так и геометрии рассеяния, где $I(0) > I(\infty)$ (см. рисунок 1.4, б). Ниже мы определим аналитическое выражение для величины резонансного эффекта для обоих типов геометрии измерения.

Рассмотрим сначала геометрию пропускания (рисунок 1.4, а), в которой доля резонансного излучения, испущенного источником излучения в направлении поглотителя и прошедшего через него, определяется их относительной скоростью ν и эффективной толщиной поглотителя согласно выражению (4.8).

Для случая, когда спектры резонансного излучения и резонансного поглощения описываются одиночными линиями с шириной, близкой к естественной, выражения для интенсивности излучения, прошедшего через резонансный поглотитель в условиях резонанса ($\nu=0$) и рассогласования резонансных условий ($\nu=\infty$) даются соотношениями (4.9) и (4.10).

Далее подставляя эти выражения в уравнение (4.12), и вводя в рассмотрение корректирующий коэффициент χ , учитывающий вклад фонового излучения, приходим к соотношению (4.11), которое, таким образом, справедливо для случая одинаковой эффективности регистрации детектором как резонансного, так и нерезонансного гамма-излучения.

Определим теперь величину резонансного эффекта в геометрии пропускания при использовании резонансного детектора, характеризуемого эффективностью регистрации η_0 для безотдачного гамма-излучения и эффективностью регистрации η_∞ для нерезонансного гамма-излучения. В этом случае соотношения (4.9) и (4.10) преобразуются к виду

$$I(0) = \eta_0 I_0 (1 - f) e^{-\mu \rho} + \eta_0 I_0 f e^{-F_a/2} J_0(F_a/2), \quad (4.13a)$$

$$I(\infty) = \eta_\infty (1 - f) I_0 e^{-\mu \rho} + \eta_0 f I_0 e^{-\mu \rho}. \quad (4.13b)$$

Далее, подставляя формулы (4.13a-b) в соотношение (4.12) для величины резонансного эффекта, получаем

$$\varepsilon = \chi' \left(\frac{Sf [1 - e^{-F_a/2} J_0(F_a/2)]}{Sf + 1 - f} \right), \quad (4.14)$$

где χ' - корректирующий коэффициент с учетом вклада фонового излучения для резонансного детектора.

Заметим далее, что для резонансного детектора высокого качества можно принять неравенство $S \gg 1$. Также учтем то, что для нерезонансного детектора с высоким энергетиче-

ским разрешением, корректирующие коэффициенты χ и χ' могут иметь сравнимые значения. Следовательно, отношение $(Sf/(Sf+1-f))$ сравнимо с единицей, и мы заключаем, что применение резонансного детектора в геометрии пропускания, определяющего величину резонансного эффекта (4.14), не дает заметного выигрыша в производительности и чувствительности измерений по сравнению с обычными (нерезонансными) детекторами с высоким энергетическим разрешением и величиной резонансного эффекта (4.11).

Кроме того, отметим, что применение метода мессбауэровской концентратометрии, основанного на геометрии пропускания, требует проведения специальной пробоподготовки для того, чтобы исследуемые образцы были полупрозрачны для гамма-резонансного излучения. Поскольку энергия гамма-резонансных квантов для основных мессбауэровских изотопов ^{57}Fe и ^{119}Sn невелика (14,4 кэВ и 23,1 кэВ, соответственно) и их проникающая способность в веществе незначительна (от единиц микрон до долей миллиметра), то соответствующие ограничения на линейную толщину исследуемых образцов могут доставить значительные практические неудобства.

Далее рассмотрим реализацию метода мессбауэровской концентратометрии в геометрии обратного рассеяния, в которой практически полностью снимаются ограничения на толщину исследуемых образцов.

При анализе этой геометрии измерения будем рассматривать следующие типы рассеянного от образца излучения:

- гамма-резонансное излучение;
- гамма-излучение от комптоновского рассеяния;
- гамма-излучение от рэлеевского рассеяния.

Кроме того, примем во внимание фотопоглощение гамма-излучения исследуемым образцом.

Далее будем исходить из естественного предположения, что интенсивность обратно рассеянного резонансного излучения при фиксированной интенсивности падающего излучения пропорциональна сечению резонансного рассеяния и объемной концентрации рассеивающих центров n .

Рассмотрим теперь бесконечно толстый образец, на поверхность которого падает поток гамма-резонансного излучения интенсивности I_0 , и определим интенсивность обратно рассеянного излучения в телесный угол 2π .

При решении этой задачи выделим на глубине x исследуемого образца бесконечно тонкий слой толщиной dx . В этом случае, в приближении однократного рассеяния, интенсивность обратно рассеянного излучения от слоя dx может быть записана в виде

$$dI = n\sigma_s I(x) e^{-\mu x}, \quad (4.15)$$

где

$$\sigma_s = \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma_s}{d\Omega} - \quad (4.16)$$

интегральное сечение резонансного рассеяния на углы $\vartheta > \pi/2$, а $I(x)$ – интенсивность излучения, падающего на слой dx , т.е.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (4.17)$$

и

$$\mu = n(\sigma_a + \sigma_s). \quad (4.18)$$

Здесь n – объемная концентрация рассеивающих центров, и σ_a – полное сечение поглощения.

Подставляя уравнения (4.17) и (4.18) в уравнение (4.15), и интегрируя по координате x в пределах от нуля до бесконечности, получаем

$$I = n\sigma_s I_0 \int_0^\infty e^{-2\mu x} dx = \frac{n\sigma_s I_0}{2\mu}. \quad (4.19)$$

В том случае, когда гамма-резонансное излучение, рассеянное от поверхности исследуемого образца, регистрируется в конечный телесный угол $\Delta\Omega$, то на основе полученного уравнения (4.19) можно записать приближенное соотношение

$$I = \frac{\xi n \bar{\sigma}_s I_0}{2\mu}, \quad (4.20)$$

где введен коэффициент ξ , зависящий от геометрических факторов: размеров источника и детектора излучения, площади исследуемого образца и усредненного эффективного интегрального сечения рассеяния

$$\bar{\sigma}_s = \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_s}{d\Omega} d\Omega. \quad (4.21)$$

Здесь интегрирование производится по полному углу регистрации рассеянного резонансного излучения $\Delta\Omega$.

Подчеркнем, что данное приближение справедливо, когда средняя глубина проникновения излучения в исследуемый образец значительно меньше расстояний между источником, детектором и образцом, что всегда выполняется на практике для сравнительно низкоэнергетического резонансного излучения с малой глубиной проникновения в исследуемые образцы.

Принимая далее во внимание, что полная регистрируемая интенсивность рассеянного излучения может быть представлена в виде суммы интенсивностей рассеянного излучения для каждого из парциальных процессов взаимодействия гамма-квантов с веществом, мы можем определить соответствующие полные интенсивности рассеянного гамма-излучения в условиях резонанса ($I(0)$) и рассогласовании условий резонансного взаимодействия ($I(\infty)$), основываясь на полученном выражении (4.20), которое применим к каждому из перечисленных процессов взаимодействия гамма-квантов с веществом. При этом будем рассматривать общий случай, для которого эффективности регистрации каждой из компонент

рассеянного излучения, вообще говоря, будут разными для используемого детектора гамма-излучения.

Далее на основе соотношения (4.20) мы далее можем определить соответствующие выражения для интенсивностей рассеянного излучения $I(0)$ в условиях резонанса и для интенсивности рассеянного излучения $I(\infty)$, измеряемой при рассогласовании резонансных условий.

При записи соответствующих выражений примем во внимание то, что полная интенсивность регистрируемого излучения может быть представлена в виде суммы интенсивностей излучений для каждого из парциальных процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом. Последнее представим в виде смеси веществ как содержащих, так и не содержащих резонансные ядра. Совокупность веществ, не содержащих резонансные ядра, будем далее называть матрицей исследуемого образца.

Таким образом, на основе полученных выше соотношений (4.20) и (4.21), мы получаем:

$$\begin{aligned}
 I(0) = & \frac{\xi \eta_0 I_0 f f'^2 n_0 \bar{\sigma}_{\gamma s} b}{2\mu_{\gamma}} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 f f' (1-f) n_0 \bar{\sigma}_{\gamma s} b}{\mu + \mu_{\gamma}} + \frac{\xi \eta_0 I_0 f f'^2 n_m \bar{\sigma}_{Rm}}{2\mu_{\gamma}} + \\
 & \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 f f'_m (1-f'_m) n_m \bar{\sigma}_{Rm}}{\mu + \mu_{\gamma}} + \frac{\xi \eta_0 I_0 f f'^2 n_0 \bar{\sigma}_R}{2\mu_{\gamma}} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 f f'_s (1-f'_s) n_0 \bar{\sigma}_R}{\mu + \mu_{\gamma}} + \\
 & \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 (1-f) f'_m n_m \bar{\sigma}_{Rm}}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 (1-f) f'_s n_m \bar{\sigma}_R}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 n_m \bar{\sigma}_{cm}}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 n_0 \bar{\sigma}_c}{2\mu},
 \end{aligned} \quad (4.22)$$

где приняты следующие обозначения:

f' – фактор Дебая-Валлера для мессбауэровских ядер, содержащихся в исследуемом образце;

f'_m, f'_s – вероятности безотдачного рэлеевского рассеяния соответственно на атомах матрицы и мессбауэровского элемента, содержащихся в исследуемом образце;

b – концентрация ядер мессбауэровского изотопа в естественной смеси изотопов;

n_0 – объемная концентрация атомов мессбауэровского элемента в исследуемом образце;

n_m – объемная концентрация атомов матрицы в исследуемом образце;

$\bar{\sigma}_{\gamma s}$ – усредненное сечение гамма-резонансного рассеяния;

$\bar{\sigma}_c, \bar{\sigma}_R$ – усредненные сечения комптоновского и рэлеевского рассеяния для вещества, содержащего резонансные ядра;

$\bar{\sigma}_c, \bar{\sigma}_R$ – эти же сечения для вещества матрицы;

$\mu_{\gamma} = \eta_0 b f' \bar{\sigma}_{\gamma s}$ – линейный коэффициент ослабления для потока гамма-резонансного излучения за счет процессов его поглощения;

$\mu = n_m (\bar{\sigma}_{pm} + \bar{\sigma}_{cm} + f'_m \bar{\sigma}_{cm})$ – линейный коэффициент ослабления для потока нерезонансного поглощения;

$\bar{\sigma}_{\gamma a}$ – эффективное сечение гамма-резонансного поглощения; $\bar{\sigma}_{pm}$ – эффективное сечение фотопоглощения для исследуемого образца.

Первое слагаемое в уравнении (4.22) описывает гамма-резонансное рассеяние безотдачной компоненты мессбауэровского излучения от исследуемого образца;

второе слагаемое – неупругое рассеяние безотдачной компоненты мессбауэровского излучения;

слагаемые с третьего по шестое описывают рэлеевское рассеяние безотдачных резонансных гамма-квантов;

седьмое и восьмое слагаемые – рэлеевское рассеяние гамма-квантов, излученных источником излучения с отдачей;

последние два слагаемых – комптоновское рассеяние гамма-излучения, падающего на исследуемый образец.

На основе полученного выражения (4.22) запишем далее соотношение для интенсивности рассеянного от образца излучения $I(\infty)$ при рассогласовании резонансных условий взаимодействия гамма-излучения с исследуемым образцом:

$$I(\infty) = \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 n_m \bar{\sigma}_{cm}}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 n_0 \bar{\sigma}_c}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 f'_m n_m \bar{\sigma}_{Rm}}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 f'_s n_0 \bar{\sigma}_R}{2\mu}. \quad (4.23)$$

Первое и второе слагаемые уравнения (4.23) описывают комптоновское рассеяние, а третье и четвертое слагаемые – рэлеевское рассеяние гамма-излучения, падающего на исследуемый образец.

Подчеркнем, что при использовании резонансного детектора, условия для рассогласования резонансного взаимодействия гамма-излучения с исследуемым образцом - обеспечиваемого, например, за счет возвратно-поступательных колебаний источника излучения - выполняются как для исследуемого образца, так и резонансного детектора, регистрирующего рассеянные от образца гамма-кванты.

Далее определим величины резонансного эффекта в геометрии рассеяния в соответствии с известным выражением

$$\varepsilon = \frac{I(0) - I(\infty)}{I(\infty)}, \quad (4.24)$$

и при его последующем преобразовании примем, что абсолютная селективность используемого резонансного детектора S многократно превышает единицу, что действительно может быть реализовано на практике для некоторых оптимальных конструкций резонансных детекторов.

Выразим теперь объемную концентрацию n_0 элемента, содержащего резонансные ядра, и объемную концентрацию n_m элемента матрицы через соответствующую массовую концентрацию C соединения, содержащего атомы с резонансными ядрами, т.е.

$$n_0 = \frac{A_0 C \rho}{A_s}, \quad n_m = \frac{A_0 (1 - C) \rho}{A_m}. \quad (4.25)$$

Здесь A_0 – число Авогадро, ρ – массовая плотность образца и A_s , A_m – массовые числа мессбауэровского элемента и элемента матрицы, соответственно.

Подставляя уравнения (4.22) и (4.23) в уравнение (4.24) и, с учетом уравнения (4.25), получаем после соответствующих преобразований [5]:

$$\varepsilon = \frac{k_0 C + \gamma}{(1 - k_1 C)(1 + aC)}, \quad (4.26)$$

где

$$k_0 = \chi S f f'^2 \frac{b}{A_s} \frac{\sigma_{\gamma s}}{\sigma_{Ce}} \frac{A_M}{Z_M}, \quad (4.27)$$

$$k_1 = 1 - \frac{A_M}{Z_M} \frac{Z_s}{A_s}, \quad (4.28a)$$

$$a = \frac{A_G}{A_s} \frac{b f' \sigma_{\gamma a}}{\mu_M}, \quad (4.28b)$$

$$\gamma = S f f_m'^2 \frac{\sigma_{Rm}}{\sigma_{Cm}}. \quad (4.28c)$$

В уравнениях (4.27) и (4.28a-с) использованы следующие обозначения:

χ – корреляционный коэффициент, учитывающий наличие фонового излучения;

σ_{Ce} – сечение комптоновского рассеяния для электрона;

Z_M – зарядовое число для атомов матрицы;

μ – массовый коэффициент ослабления.

Обратим внимание на то, что коэффициент k_0 определяет начальный наклон кривой, описывающей зависимость величины резонансного эффекта (4.26) от массовой концентрации C соединения, содержащего резонансные ядра и, следовательно, от величины этого коэффициента непосредственно зависит пороговая чувствительность метода мессбауэровской концентратометрии. Последняя, по определению, равна массовой концентрации C , соответствующей нижней границе диапазона измеряемых концентраций для данного соединения.

Полученное выражение (4.27) для коэффициента k_0 показывает, что пороговая чувствительность метода мессбауэровской концентратометрии оказывается прямо пропорциональной абсолютной селективности S детектора, которая для обычных детекторов ядерных излучений равна единице. В то же время, для некоторых типов резонансных детекторов мессбауэровского излучения абсолютная селективность может значительно превышать единицу и достигать до нескольких десятков.

Последнее утверждение уже демонстрирует несомненное преимущество резонансных детекторов мессбауэровского излучения в геометрии обратного рассеяния по сравнению с использованием обычных детекторов низкоэнергетических гамма-квантов.

Поэтому разработка любых видов современных мессбауэровских концентратометров действительно должна основаться на использовании геометрии обратного рассеяния, сни-

мающей все ограничения на возможную толщину исследуемого образца, в сочетании с резонансными детекторами рассеянного мессбауэровского излучения.

Возвращаясь к анализу полученного выражения (4.26) для величины резонансного эффекта ε , справедливого для метода мессбауэровской концентратометрии с использованием геометрии обратного рассеяния, отметим, что параметр γ , согласно формуле (4.28с), непосредственно определяется вкладом рассеянного от поверхности образца рэлеевского гамма-излучения, для которого, как известно [1], энергия падающего и рассеянного излучения строго равны друг другу. В силу этого обстоятельства, рассеянное от поверхности образца рэлеевское излучение становится неразличимым от рассеянного мессбауэровского излучения этого же образца. В частности, из формулы (4.26) можно видеть, что даже при отсутствии мессбауэровского элемента в исследуемом образце (т.е., при $C=0$), величина резонансного эффекта остается отличной от нуля именно из-за вклада рэлеевского рассеяния, описываемого параметром γ .

Далее, коэффициент a в знаменателе уравнения (4.26) может быть назван «параметром насыщения», поскольку с возрастанием концентрации C мессбауэровского элемента в исследуемом образце, любое отличное от нуля значение коэффициента a , как легко видеть, обуславливает снижение крутизны зависимости величины резонансного эффекта ε от концентрации C . Уравнение (4.28b) показывает, что коэффициент a обратно пропорционален массовому коэффициенту ослабления μ_M для исследуемого образца. В то же время, при больших концентрациях C мессбауэровского элемента в образце, массовый коэффициент ослабления μ_M сам становится существенно зависимым от C , что может привести к значительному усложнению алгоритма определения концентрации C на основе измеренной величины резонансного эффекта ε .

Кроме того, даже в области малых концентраций C , численное значение коэффициента a может значительно изменяться при варьировании химического состава исследуемого образца.

Таким образом, на следующем этапе в разработке алгоритма для реализации метода мессбауэровской концентратометрии необходимо оптимизировать соотношение между величиной резонансного эффекта ε и концентрацией мессбауэровского элемента в исследуемом образце C таким образом, чтобы массовый коэффициент ослабления μ_M был бы исключен из функциональной зависимости $\varepsilon(C)$.

Эта задача может быть решена следующим образом [9].

Прежде всего, обратимся к уравнению (4.25) для объемных концентрации n_0 , n_m мессбауэровского элемента и элемента матрицы, соответственно, и подставим уравнения (4.25) в уравнение (4.23), определяющее уровень нерезонансного фона $I(\infty)$. В результате, пренебрегая сечениями комптоновского σ_{cm} и рэлеевского σ_{Rm} рассеяния на атомах матрицы по сравнению с сечением фотопоглощения σ_{cm} , на основе уравнения (4.23) получаем следующее выражение:

$$I(\infty) = \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 n_m \bar{\sigma}_{cm}}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 n_0 \bar{\sigma}_c}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 f'_m n_m \bar{\sigma}_{Rm}}{2\mu} + \frac{\xi \eta_{\infty} I_0 f'_s n_0 \bar{\sigma}_R}{2\mu}. \quad (4.29)$$

Подставляя множитель $(1 - k_1 C)$ из уравнения (4.26) в уравнение (4.29), после несложных манипуляций получаем модифицированное выражение для величины резонансного эффекта в следующей форме:

$$\varepsilon = \frac{k_0 C + \gamma}{(1 - k_1 C) + a' I(\infty) C}, \quad (4.30)$$

где введен новый коэффициент a' , определяемый выражением

$$a' = \frac{b f' \sigma_{\gamma a}}{\xi \eta_{\infty} I_0 \bar{\sigma}_{C_c} A_s} \frac{A_M}{Z_M}. \quad (4.31)$$

Таким образом, введение в явном виде измеряемой интенсивности рассеянного нерезонансного излучения $I(\infty)$ в функциональную зависимость (4.30) для величины резонансного эффекта ε от концентрации мессбауэровского элемента C позволило выразить параметр насыщения a через отношение A_M/Z_M вместо параметра $1/\mu_m$, который сам существенно зависел бы от C . В то же время, очевидно, что отношение A_M/Z_M для матрицы исследуемого образца является практически постоянной величиной, равной 2 для распространенных химических элементов земной поверхности, относящихся к нижней и средней части таблицы Менделеева.

Следовательно, в первом и достаточном для практических целей приближении, уравнение (4.30) может рассматриваться в качестве базового аналитического выражения метода мессбауэровской концентратометрии с минимизированной зависимостью результатов измерений от вариаций химического и элементного состава исследуемых образцов.

Далее, необходимо принять во внимание возможный вклад характеристического рентгеновского излучения примесных элементов исследуемого образца в полную интенсивность регистрируемого рассеянного гамма-излучения, определяющего величину резонансного эффекта ε . Такое вторичное излучение может инициироваться излучением источника мессбауэровского излучения и также регистрироваться резонансным детектором наряду с другими типами излучений, рассеянных от исследуемого образца. Для снижения влияния этого нежелательного эффекта на измеряемое значение резонансного эффекта, выражение (4.30) может быть модифицировано к виду

$$\varepsilon = \frac{k_0 C + \gamma}{\left(1 - k_1 C + \sum_i k_i C_i\right) (1 + a'' I(\infty) C)}, \quad (4.32)$$

где C_i представляет массовую концентрацию i -го примесного элемента в исследуемом образце, а коэффициент k_1 определяется выражением [9]

$$k_i = \frac{2 \eta_i d_i}{\eta_{\infty} [1 + (\mu_i/\mu)]} \frac{A_M}{Z_M} \frac{(\sigma_{pa})_i p_i}{\sigma_{ce} A_i}. \quad (4.33)$$

В этом уравнении η_i обозначает эффективность регистрации детектором характеристического излучения от элемента i , d_i – варьируемый коэффициент, зависящий от кон-

кретно выбранной геометрии измерений, μ_i – массовый коэффициент ослабления характеристического излучения, генерируемого примесным элементом i в исследуемом образце при его облучении мессбауэровским источником; $(\sigma_{pa})_i$ – усредненное сечение фотопоглощения характеристического излучения от элемента i исследуемого образца; p_i – вероятность выхода характеристического излучения из атома элемента i и A_i – атомное массовое число для примесного элемента i .

Уравнение (4.33) представляет собой базовое аналитическое выражение мессбауэровской концентратометрии, которое определяет все основные особенности этого метода при его аппаратной реализации с использованием резонансных детекторов.

Вместе с тем, разработка эффективных инструментальных средств мессбауэровской концентратометрии была и остается до настоящего времени важной научно-практической задачей, поскольку ее решение существенным образом может влиять на конкретные численные значения коэффициентов, введенных в уравнение (4.33), определяющее, в конечном счете, основные технические характеристики используемых мессбауэровских концентратометров.

4.3.1 Аппаратная реализация метода мессбауэровской концентратометрии для поиска оксидного олова (касситерита)

Прежде всего, подчеркнем основное качественное отличие метода мессбауэровской концентратометрии от всех других методов, применяемых в поисково-геологических работах. Традиционные методы поиска полезных ископаемых нацелены главным образом на элементный анализ исследуемых проб, тогда как метод мессбауэровской концентратометрии позволяет непосредственно проводить фазовый анализ исследуемых образцов в условиях полевой лаборатории. Это различие становится особенно важным в тех случаях, когда для искомого элемента таблицы Менделеева практический интерес представляет не общее его содержание в исследуемом образце, а лишь отдельные фазовые состояния данного элемента. Именно такая ситуация реализуется в оловорудной промышленности, где основной, и практически единственный интерес, представляет соединение диоксида олова SnO_2 (касситерита), тогда как другие фазовые состояния олова практического значения не имеют.

В то же время, традиционные методы геологической разведки, основанные на рентгено-флюоресцентных методах анализа образцов, реализуемых в полевых условиях, позволяют определить только общее содержание олова в исследуемых пробах. Таким образом, для получения искомой информации о содержании касситерита в пробе необходимо проводить дополнительный фазовый химический анализ образцов, который, как правило, невозможен в полевых условиях и сам по себе может быть долговременным и дорогостоящим.

В этом отношении метод мессбауэровской концентратометрии обладает уникальным преимуществом по сравнению с любыми другими геологическими методами экспрессного анализа образцов, поскольку гамма-резонансная линия касситерита либо существенно отличается по положению на энергетической шкале от мессбауэровских линий других минералов олова (например, станина ($\text{Cu}_2\text{SFeSSnS}_2$), варламовита ($\text{FeSn}(\text{OH})_2$), тиллита (PbSnS_2), малаита ($\text{CaSnO}[\text{SiO}]_2$)), либо вероятность эффекта Мессбауэра f для других, ме-

нее распространенных минералов олова, значительно меньше фактора f для касситерита, составляющего величину около 0,7.

Указанные обстоятельства существенно упрощают схему измерения концентрации касситерита в образце, основанную на использовании резонансного детектора в геометрии обратного рассеяния, в котором вещество-конвертор также выбирается в форме SnO_2 . При таком выборе максимум резонансного взаимодействия покоящегося источника излучения $^{119}\text{SnO}_2$ с ядрами Sn^{119} образца имеет место в том случае, когда соответствующие атомы входят в состав минерала касситерита. Для других минералов олова, содержащихся в исследуемом образце, эффект Мессбауэра при покое источника излучения практически не наблюдаем.

В этих условиях фактически отпадает необходимость измерения всего мессбауэровского спектра оловянного образца; достаточно проводить измерения интенсивности обратно рассеянного излучения только в двух характерных точках: в максимуме резонансной линии (определяющего интенсивность $I(0)$) и при рассогласовании резонансных условий (определяющих интенсивность рассеянного от образца излучения вдали от резонанса $I(\infty)$), с последующим определением величины резонансного эффекта

$$\varepsilon_{\text{эм}} = \frac{I(0) - I(\infty)}{I(\infty)}, \quad (4.34)$$

и вычислением массовой концентрации касситерита C по формуле (4.32).

При использовании источника гамма-резонансного излучения $^{119}\text{SnO}_2$, измерение интенсивности $I(0)$ производится при относительном покое между источником и исследуемой пробой, а измерение $I(\infty)$ – при произвольном колебательном движении источника с амплитудой, достаточной для рассогласования резонансных условий, без использования практически сложно реализуемого комбинированного синхронного движения источника и резонансного детектора, представленного на рисунке 3.5.

С практической точки зрения представляется важным и то, что при выборе достаточно эффективного резонансного детектора и соответствующей оптимальной геометрии измерений, можно действительно обеспечить высокую производительность таких измерений – от нескольких секунд до нескольких минут, в зависимости от содержания касситерита в исследуемом образце – что само по себе является уникальным результатом для мессбауэровской спектроскопии, ассоциируемой, как правило, с долговременными измерениями.

В качестве основного критерия для выбора геометрии измерений примем минимально достижимую пороговую чувствительность мессбауэровского концентратора оксидного олова, которая определяется абсолютной погрешностью ΔC измерения минимально возможной концентрации C_{min} .

При малых значениях C зависимость $\alpha(C)$ имеет практически линейный характер (см. формулу (4.32)), и мы можем принять равенство

$$\Delta C = \frac{\Delta \varepsilon}{k_0}, \quad (4.35)$$

где

$$\Delta\varepsilon \approx \sqrt{\frac{2}{I(\infty)t}} \quad (4.36)$$

абсолютная погрешность измерения величины резонансного эффекта за время t , и k_0 – коэффициент пропорциональности между величиной резонансного эффекта ε и концентрацией оксидного олова C при ее малых значениях (см. уравнение (4.32)). В этом случае можно записать соотношение

$$\Delta C = \frac{1}{k_0} \sqrt{\frac{2}{I(\infty)t}}, \quad (4.37)$$

откуда получаем требуемое полное число зарегистрированных событий $N(\infty)$ при рассогласовании резонансных условий взаимодействия за время измерения t :

$$N(\infty) = I(\infty)t = \frac{2}{k_0^2 \Delta C^2}. \quad (4.38)$$

При использовании геометрии обратного рассеяния коэффициент k_0 определяется выражением (4.27). При анализе этого выражения удобно выразить абсолютную селективность S через величину резонансного эффекта $\varepsilon_{эм}$ для резонансного детектора при эмиссионных измерениях (*т.е.*, при измерении мессбауэровского спектра источника излучения в отсутствие исследуемого образца между источником и резонансным детектором, см. уравнение (3.5)). Далее, комбинируя уравнения (3.5) и (4.27), получаем

$$k_0 = \frac{2(\varepsilon_{эм} + \chi f') f f b \sigma_{\gamma s}}{A_s \sigma_{Ce}} \approx \frac{2\varepsilon_{эм} f f b \sigma_{\gamma s}}{A_s \sigma_{Ce}}. \quad (4.39)$$

Подставляя в уравнение (4.39) соответствующие численные значения: $f=f'=0,45$ (для диоксида олова), $b=0,85$ (распространенность изотопа олово-119 в естественной смеси изотопов олова), $A_s=119$, $\sigma_{\gamma s} \approx 10^{-19} \text{ см}^2$ [1], $\sigma_{Ce} = 0,61 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ [10], получаем численную оценку

$$k_0 \approx 40\varepsilon_{эм}. \quad (4.40)$$

Таким образом, крутизна начального участка зависимости $\varepsilon(C)$ при малых концентрациях олова, играющая принципиальное значение как с точки зрения снижения пороговой чувствительности измерений, так и с точки зрения сокращения времени единичного измерения, непосредственно определяется величиной резонансного эффекта $\varepsilon_{эм}$ для выбранного резонансного детектора.

Заметим, что с практической точки зрения полученное соотношение (4.40) оказывается очень удобным для экспрессной оценки как пороговой чувствительности измерений, так и ожидаемого времени измерений для каждого конкретно выбранного резонансного детектора и используемой геометрии измерений. Основными критериями для оптималь-

ного выбора такой геометрии являются минимизация величины нерезонансного фона детектора (которая, при прочих равных условиях измерения, непосредственно влияет на величину резонансного эффекта при эмиссионных измерениях), а также обеспечение максимального телесного угла регистрации рассеянного гамма-излучения.

Примерная схема выбранной геометрии измерений для мессбауэровского концентратора приведена на рисунке 4.16.

В представленной геометрии измерений обеспечивается максимально возможный телесный угол регистрации рассеянного гамма-излучения при сохранении высокого отношения эффект/фон.

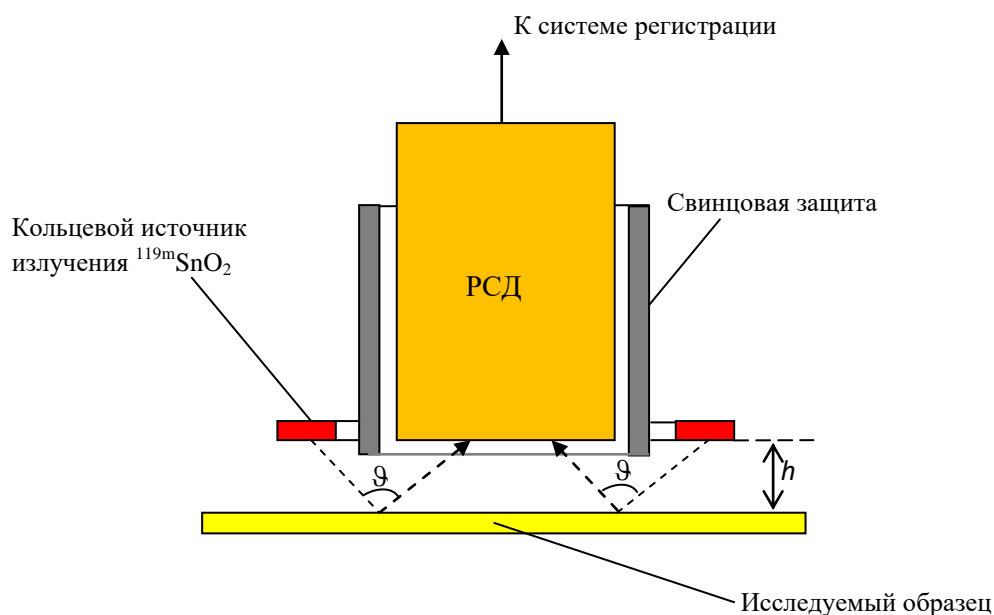


Рис. 4.16. Геометрия измерений для мессбауэровского концентратора касситерита

Далее, как следует из уравнений (4.27) и (4.28), в первом приближении коэффициенты k_0 , γ и a в уравнении (4.26) не зависят от параметров геометрии измерений. Следует, однако, учитывать, что точная запись коэффициента k_0 содержит отношение интегралов $\bar{\sigma}_{\gamma s} / \bar{\sigma}_{ke}$, которое в определенной степени зависит от выбора углов рассеяния. Дифференциальное сечение гамма-резонансного рассеяния $\sigma_{\gamma s}$ можно считать постоянным; дифференциальное сечение комптоновского рассеяния σ_{ke} при малых энергиях гамма-квантов и небольших значениях Z рассеивающей среды (типичных для пород оловорудных месторождений) меняется незначительно в широком интервале углов рассеяния и имеет минимум в районе 90° [11]. Сечение рэлеевского рассеяния $\bar{\sigma}_R$, входящее в выражение для коэффициента γ (формула (4.28с)), резко возрастает с ростом угла рассеяния ϑ по закону $1/\sin^3(\vartheta/2)$. Соответствующее возрастание фона комптоновского и рэлеевского рассеяния при уменьшении расстояния h между детектором и исследуемым образцом может приводить к заметному уменьшению коэффициента k_0 (см. формулу (4.27)) и увеличению рэле-

евского «пьедестала» $\gamma(4.28\text{с})$ в соотношении (4.26), связывающего величину резонансного эффекта с концентрацией оксидного олова в исследуемом образце.

На практике расстояние h между плоскостью входного окна детектора и поверхностью образца выбирают так, чтобы получить максимально возможную скорость счета выходных сигналов детектора при сохранении достаточно высокого отношения «сигнал-фон». Типичная кривая зависимости интенсивностей $I(0)$ и $I(\infty)$ от h при расстоянии между центрами источника и детектора 7,5 см и внешнем диаметре кольцевого источника $^{119}\text{mSnO}_2$ 8,5 см приведена на рисунке 4.17.

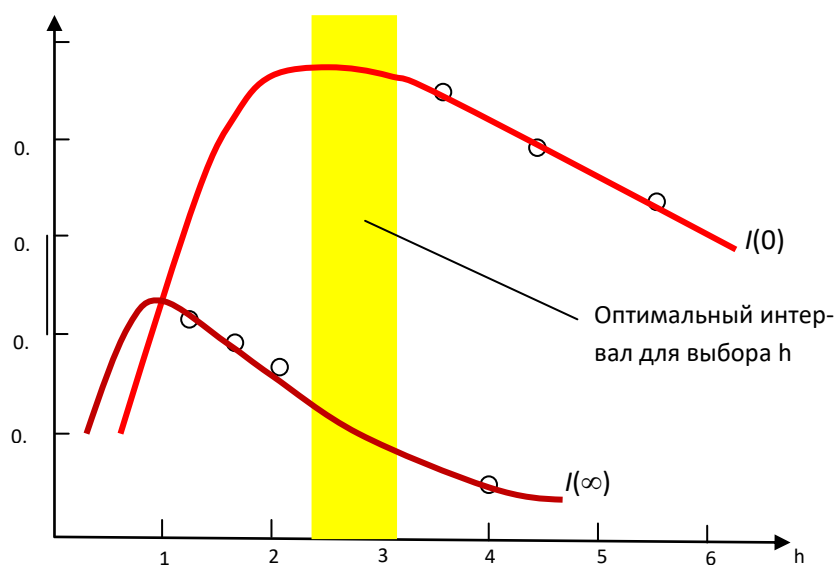


Рис. 4.17. Зависимости интенсивностей $I(0)$ и $I(\infty)$ от расстояния h между плоскостями источника и детектора.

Желтой полосой выделен диапазон расстояний h , соответствующий оптимальному выбору соотношения эффект/фон, при которых интенсивность регистрируемого излучения в резонансе $I(0)$ еще близка к максимально возможным значениям для используемой геометрии измерений, тогда как фон обратно рассеянного рэлеевского излучения уже близок к своему минимальному значению.

Как уже отмечалось выше, измерение интенсивности обратно рассеянного от образца излучения в условиях резонанса $I(0)$ и рассогласовании резонансных условий $I(\infty)$ производится соответственно при относительном покое между источником и образцом и при колебании источника излучения практически по произвольному закону изменения $v(t)$ скорости при соблюдении неравенства $v(t) \gg \Gamma$ (где Γ - ширина резонансной линии в мессбауэровском спектре касситерита в скоростных единицах) за исключением короткого временного интервала, когда скорость проходит через ноль.

С практической точки зрения, наиболее целесообразным выбором для реализации системы движения резонансного источника излучения кольцевой формы является система из трех идентичных биморфных пьезоэлектрических элементов из поляризованной кера-

мики, обладающей хорошими пьезоэлектрическими свойствами и имеющей высокую стабильность параметров при изменении температуры и влажности окружающей среды.

В такой системе кольцевой источник крепится на трех пьезоэлектрических элементах, расположенных под углом 60° по отношению к друг другу (см. рисунок 4.18). При выбранном диаметре кольцевого источника $^{119m}\text{SnO}_2$ 8,5 см, размеры каждого пьезоэлемента составляют $70 \times 12 \times 2$ мм³.

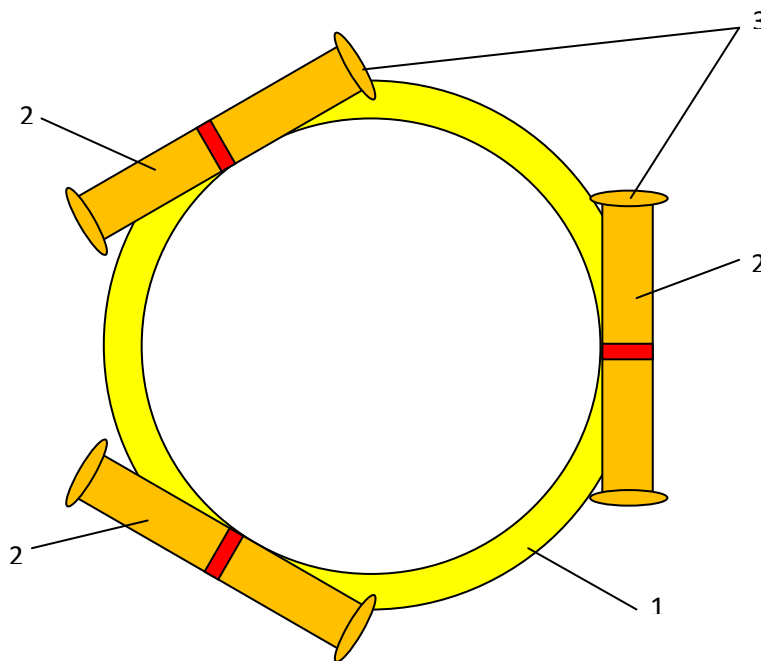


Рис. 4.18. Схема крепления кольцевого источника $^{119m}\text{SnO}_2$ (1) на керамических пьезоэлементах (2)

Концы пьезоэлементов закреплены зажимами (3) с помощью резиновых прокладок. Устройство крепления пьезоэлемента к источнику излучения (условно выделенное красным цветом) расположено в центре каждого элемента.

При воздействии переменного электрического напряжения каждый пьезоэлемент, представляющий собой бипластину, совершает колебания в направлении, ортогональном к плоскости бипластин, амплитуда которых максимальна в его центре (месте крепления пьезоэлектрического элемента к источнику).

Заметим, что при таком креплении пьезоэлементов их резонансная частота в два раза выше, а амплитуда колебаний примерно в два раза меньше, чем при креплении с одним свободным концом, иногда используемым в прикладных применениях эффекта Мессбауэра [11]. Развиваемая источником резонансного излучения скорость колебаний при обоих способах крепления пьезоэлементов примерно одинакова (около 10 см/с) и достаточна для почти полного рассогласования условий резонансного взаимодействия с учетом того, что расстояние между линиями дублета сверхтонкого расщепления для оксидного олова невелико и составляет менее 1 мм/с.

Задание движения источника может производиться с помощью гармонического или прямоугольного сигнала с основной частотой, близкой к резонансной частоте пьезоэлектрических элементов.

Практика показала, что предпочтительным является прямоугольный сигнал, который позволяет минимизировать время нахождения скоростного сигнала в пределах ширины мессбауэровской линии («время прохождения через нуль»). В то же время, одновременно возникает вопрос о степени соответствия форм задающего сигнала и реального сигнала скорости.

Форма сигнала, полученного с помощью датчика ускорений показала, что закон изменения скорости в последнем случае действительно близок к прямоугольному (см. рисунок 4.19).

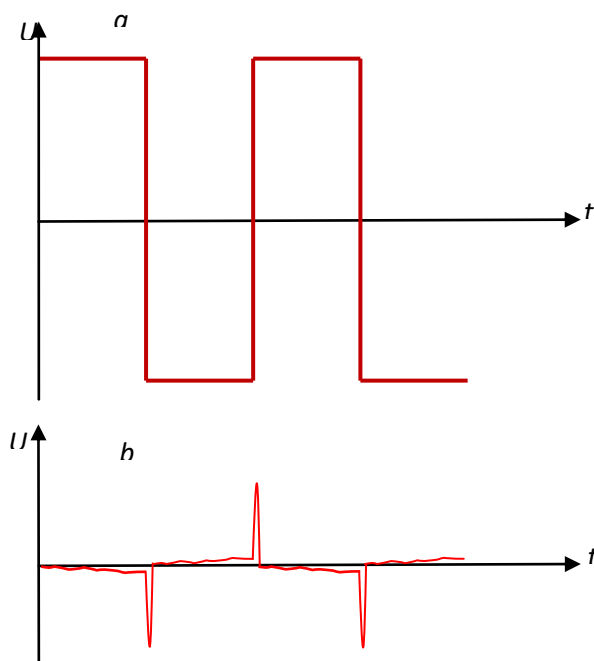


Рис. 4.19. Временные диаграммы сигналов системы движения на основе пьезоэлектрических элементов: а – форма задающего прямоугольного сигнала; б – форма сигнала ускорения центра пьезоэлектрического элемента

Дополнительное подтверждение этому выводу было получено при исследовании зависимости величины резонансного эффекта для оксидного олова от максимального значения напряжения на пьезоэлементах, представленной на рисунке 4.20. Как видно из этого рисунка, при прямоугольном задающем сигнале насыщение кривой зависимости величины резонансного эффекта ε от напряжения U на пьезоэлементах действительно достигается значительно раньше, чем при использовании задающего сигнала гармонической формы.

Далее, следует учесть, что в используемой геометрии обратного рассеяния (см. рисунок 4.16) углы падения гамма-излучения на исследуемый образец могут изменяться в достаточно широких пределах, причем для некоторых углов падения и отражения от поверхности образца проекция скорости движения источника на направление распростране-

ния гамма-квантов может быть значительно меньше модуля самой скорости. Поэтому рабочее напряжение на пьезоэлектрических элементах должно быть, как минимум, в несколько раз больше по сравнению со значениями напряжений на этих элементах в эмиссионном варианте измерений, для которого была получена экспериментальная зависимость, представленная на рисунке 4.20.

Это, в свою очередь, означает, что выбираемое значение рабочего напряжения на пьезоэлектрических элементах, обеспечивающего возвратно-поступательное движение источника излучения $^{119m}\text{SnO}_2$, должно быть значительно большим по сравнению с напряжением, прикладываемым к пьезоэлементам при эмиссионных измерениях. Такое строгое неравенство достигалось на практике при выборе напряжения с амплитудным значением 30 В.

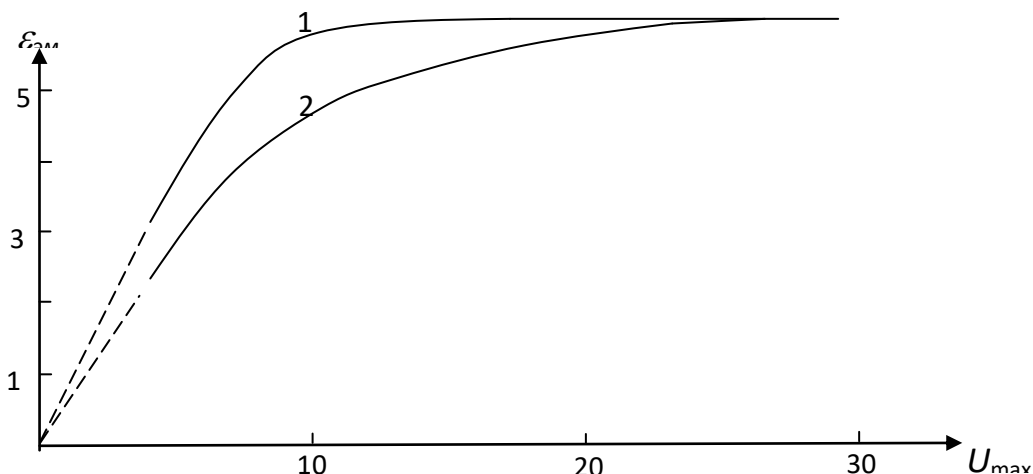


Рис. 4.20. Зависимость величины резонансного эффекта $\varepsilon_{эм}$ для эмиссионного спектра источника $^{119m}\text{SnO}_2$ от амплитудного значения напряжения U_{max} на пьезоэлементах для случаев прямоугольного задающего сигнала (1) и для гармонического сигнала (2).

Далее следует учесть, что при возвратно-поступательном движении источника излучения всегда имеются моменты времени, когда скорость его колебаний проходит через ноль. Поэтому регистрация событий в такие моменты времени запрещается при помощи соответствующего блокирующего сигнала, подаваемого на систему накопления информации и формируемого в моменты времени пиковых значений ускорения пьезоэлементов (см. рисунок 4.19b).

С использованием разработанных аппаратных средств для практической реализации метода мессбауэровской концентратометрии в полевых условиях, нами была разработана соответствующая аппаратная база для создания мессбауэровских концентратометров оксидного олова в полевых условиях, и полученная на одном из таких приборов зависимость величины резонансного эффекта от концентрации оксидного олова приведена на рисунке 4.21. Оцененная пороговая чувствительность концентратометра на содержание касситерита в образце составила около 0,005 %, что до настоящего времени остается рекордной вели-

чиной для любых типов концентратометров, основанных на физических методах экспрессных измерений.

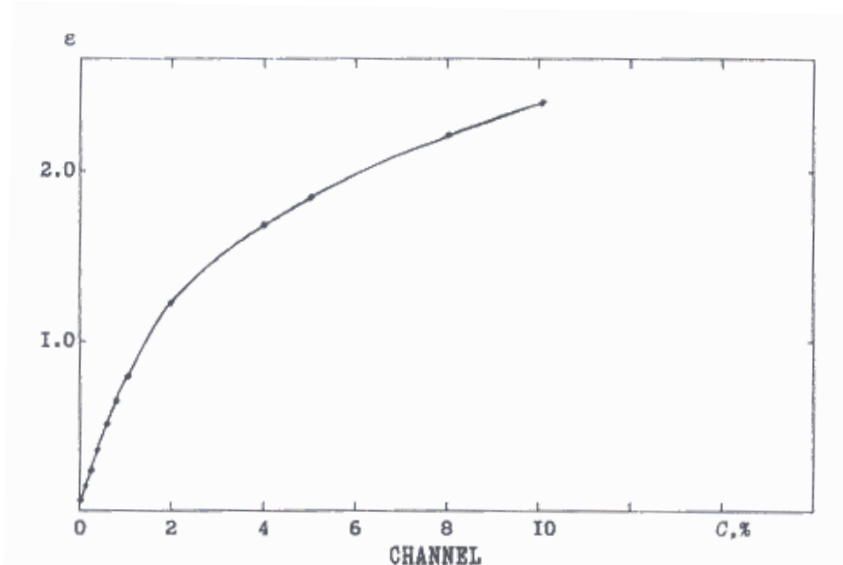


Рис. 4.21. Зависимость величины резонансного эффекта ε от концентрации оксидного олова C , полученная с помощью экспериментального образца экспресс-анализатора оксидного олова.

В заключение этого раздела еще раз подчеркнем тот факт, что реализация мессбауэровских измерений концентрации касситерита в геологических образцах действительно возможна непосредственно на поисковых участках оловорудных месторождений, что является исключительно важным обстоятельством с практической точки зрения.

Заметим для сравнения, что конкурирующий метод рентгеновского анализа образцов по возбуждаемому характеристическому излучению искомых элементов таблицы Менделеева, позволяет измерять только *общую концентрацию* таких элементов без определения их *фазовых состояний*. Поэтому при геологоразведочных работах на оловорудных месторождениях, где наибольший интерес представляет не элементная концентрация олова, а концентрация его диоксида, рентгеновский метод может использоваться лишь для предварительного отбора проб с целью их последующего фазового анализа химическими методами в условиях стационарных лабораторий.

Учитывая то обстоятельство, что используемые химические методы фазового анализа являются, как правило, дорогостоящими и достаточно долговременными, то задача геологических экспедиций по поиску месторождений касситерита становится двухэтапной.

На первом этапе, выполняемом в полевых условиях, производится формирование коллекции оловосодержащих образцов с использованием рентгеновских методов анализа. На втором этапе, выполняемом в условиях стационарных лабораторий, как правило, удаленных от поисковых участков, проводится фазовый химический анализ образцов с определением в них концентрации диоксида олова.

Такая двухэтапная работа предусматривает транспортировку отобранных с оловорудного месторождения проб в исследовательскую лабораторию с их последующим химиче-

ским анализом. В результате темпы геологоразведочных работ могут значительно замедляться до нескольких месяцев и более.

В связи с этим становятся очевидными преимущества метода мессбауэровской концентратометрии в его применении к анализу оловорудных месторождений, когда значительный объем экспрессных измерений концентрации диоксида олова (касситерита) может быть проведен непосредственно в полевых условиях с получением всей необходимой информации о его распределении по исследуемым участкам.

Вместе с тем, использование при таких измерениях источника гамма-резонансного излучения $^{119\text{m}}\text{SnO}_2$ достаточно высокой активности – в пределах от 1 до 2 ГБк – требует принятия дополнительных мер для обеспечения радиационной безопасности при эксплуатации мессбауэровских анализаторов касситерита, и необходимость решения этой проблемы как обязательного условия для применения этих приборов в поисково-разведочных работах до настоящего времени сдерживает их практическое применение.

4.4 Методы повышения производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений

Как известно, производительность трансмиссионных гамма-резонансных измерений при накоплении мессбауэровских спектров определяется выражением (см., например, [12]):

$$Q = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon + 2} N(\infty), \quad (4.41)$$

где ε - величина резонансного эффекта, определяемая как отношение

$$\varepsilon = \frac{N(\infty) - N(0)}{N(\infty)}. \quad (4.42)$$

Здесь $N(0)$ – число зарегистрированных событий в максимуме резонанса, и $N(\infty)$ – среднее число накопленных фоновых событий.

При трансмиссионных измерениях образцов с естественным содержанием мессбауэровского изотопа в естественной смеси изотопов, величина резонансного эффекта всегда много меньше единицы, и уравнение (4.41) можно приближенно записать в виде

$$Q \approx \frac{1}{2} \varepsilon^2 N(\infty). \quad (4.43)$$

Для того, чтобы определить технические возможности к повышению производительности мессбауэровских измерений, необходимо выразить Q через соответствующие параметры используемого мессбауэровского спектрометра, в частности через характеристики источника гамма-резонансного излучения, спектрометрического тракта и тракта регистрации гамма-квантов, прошедших через резонансный поглотитель.

Как правило, используемые в мессбауэровской спектроскопии источники гамма-излучения содержат несколько гамма-линий, и для наиболее популярного источника

Co-57, используемого для измерения эффекта Мессбауэра на железе-57, спектр излучения приведен на рисунке 4.5.

При наличии нескольких линий в спектре испускания источника ^{57}Co , показанных на этом рисунке, особенно важной представляется способность детектора мессбауэровского спектрометра к выделению линии резонансного излучения из общего потока гамма-излучения. Очевидно, что чем выше энергетическое разрешение детектора, тем эффективнее его способность разделять гамма-линии различных энергий, и тем выше величина резонансного эффекта ε в измеряемом мессбауэровском спектре. Одновременно с этим, производительность измерений Q прямо пропорционально зависит от количества набранных событий $N(\infty)$ нерезонансного фона, которое непосредственно определяется быстродействием детектора при заданном времени измерений.

Отсюда уже на качественном уровне становится очевидным, что для обеспечения высокой производительности измерения мессбауэровских спектров, необходимо использовать быстродействующие детекторы гамма-квантов низких и средних энергий, обладающих высокой загрузочной способностью.

В то же время, сформулированные выше требования к энергетическому разрешению детектора и его высокой загрузочной способности могут конфликтовать друг с другом – действительно, повышение энергетического разрешения, как правило, приводит к снижению быстродействия детектора, и, наоборот, повышение быстродействия детектора достигается, как правило, за счет уменьшения его энергетического разрешения.

В связи с этим аналитическое исследование характеристик используемых детекторов гамма-резонансного излучения при оптимизации его эксплуатационных параметров приобретает важное практическое значение.

Покажем теперь, что наиболее информативное аналитическое выражение, связывающее производительность гамма-резонансных измерений с техническими характеристиками спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра, может быть получено при введении параметров спектрометрической селективности и абсолютной селективности детектора.

Спектрометрическая селективность S_s определяется через отношение скорости счета полезных событий (соответствующих регистрации резонансных гамма-квантов) к скорости счета нерезонансного фона в выделенном энергетическом окне [13]

$$S_s = \frac{I_{total} - I_b}{I_b}, \quad (4.44)$$

где I_{total} – полная регистрируемая интенсивность; I_b – интенсивность нерезонансного фона.

При использовании резонансных детекторов целесообразно также определить абсолютную селективность S_a как отношение эффективности регистрации η_0 резонансных гамма-квантов к эффективности регистрации η_∞ гамма-квантов вне резонанса

$$S_a = \frac{\eta_0}{\eta_\infty}. \quad (4.45)$$

С практической точки зрения является важным и то, что оба введенных понятия селективности (4.44) и (4.45) могут непосредственно определяться в эксперименте. В частности, спектрометрическая селективность (4.44) измеряется с использованием метода фильтров с вырезанием (при изменении интенсивности фона I_b) и без вырезания (при измерении полной интенсивности регистрируемых событий I_{total}) линии резонансного взаимодействия, а абсолютная селективность может непосредственно оцениваться при измерении мессбаэровского спектра используемого источника излучений с применением формулы (3.5).

Далее, в геометрии пропускания интенсивность гамма-резонансного излучения, прошедшего через резонансный поглотитель в условиях резонанса, определяется выражением (см., например, [2])

$$I(0) = I_0 e^{-\mu\rho} [1 - fCF(C_a)], \quad (4.46)$$

а интенсивность нерезонансного фона, измеряемого при рассогласовании резонансных условий, находится по формуле

$$I(\infty) = I_0 e^{-\mu\rho}, \quad (4.47)$$

где I_0 – интенсивность мессбаэровского излучения в выбранный телесный угол регистрации детектора, μ – массовый коэффициент ослабления для исследуемого образца, ρ – поверхностная плотность поглотителя, C_a – эффективная толщина резонансного поглотителя, и

$$F(C_a) = e^{-C_a/2} J_0(C_a/2), \quad (4.48)$$

где J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка от мнимого аргумента.

Введем в явном виде интенсивность фонового излучения I_b и рассмотрим случай применения резонансного детектора, для которого раздельно определим эффективность регистрации резонансного (η_0) излучения и эффективность регистрации нерезонансного (η_∞) излучения. В этом случае на основе уравнения (4.46) получаем выражение для интенсивности выходных сигналов детектора в следующем виде:

$$I_{out}(0) = \eta_0 I_0 e^{-\mu\rho} f [1 - fF(C_a)] + \eta_\infty (1 - f) I_0 e^{-\mu\rho} + \eta_b I_b, \quad (4.49a)$$

$$I_{out}(\infty) = \eta_0 I_0 f e^{-\mu\rho} + \eta_\infty (1 - f) I_0 e^{-\mu\rho} + \eta_b I_b. \quad (4.49b)$$

Экспериментально измеряемая величина резонансного эффекта определяется отношением

$$\varepsilon = \frac{I_{out}(\infty) - I_{out}(0)}{I_{out}(\infty)}, \quad (4.50)$$

а производительность измерения определяется как

$$Q = \varepsilon^2 I_{out}(\infty) = \frac{(I_{out}(\infty) - I_{out}(0))^2}{I_{out}(\infty)}. \quad (4.51)$$

С учетом полученных выражений, рассмотрим два предельных случая:

1. Малые скорости счета выходных сигналов детектора излучения, далекие от его предельно допустимых значений.

2. Максимальная загрузка детектора излучения, близкая к уровню таких предельно допустимых значений.

В первом случае можно непосредственно подставить уравнения (4.49a-b) в уравнение (4.51). В результате приходим к следующему выражению для производительности измерений:

$$Q = \frac{\eta_0 I_0 e^{-\mu \rho} S_a S_s [fF(C_a)]^2}{f S_a S_s + (1-f) S_s + 1}. \quad (4.52)$$

Полученное уравнение (4.52) показывает, что производительность мессбауэровских измерений, как и следовало ожидать, достаточно сложным образом зависит от параметров источника, детектора и поглотителя.

На практике важно провести сравнение двух различных детекторов с заданными характеристиками, и в этом случае можно использовать отношение продуктивностей для сравниваемых детекторов, которое при применении резонансных детекторов записывается в виде

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\eta_{01} S_{a1} S_{s1} [f S_{a2} S_{s2} + (1-f) S_{s2} + 1]}{\eta_{02} S_{a2} S_{s2} [f S_{a1} S_{s1} + (1-f) S_{s1} + 1]}. \quad (4.53)$$

Это отношение зависит как от параметров источника излучений (фактор f), так и параметров детектора – спектрометрической (S_s) и абсолютной (S_a) селективности.

Далее заметим, что при использовании нерезонансного детектора, отношение производительности измерений для двух детекторов принимает вид

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\eta_{\infty 1} S_{s1} [S_{s2} + 1]}{\eta_{\infty 2} S_{s2} [S_{s1} + 1]}, \quad (4.54)$$

и зависит только от параметров детекторов, и не зависит от характеристик источника и используемой геометрии измерений. В силу этого обстоятельства, полученное выражение (4.54) может быть непосредственно использовано на практике при поиске оптимального детектора излучений при измерениях в геометрии пропускания. Более того, такой анализ можно еще больше упростить, если ввести в рассмотрение условный «идеальный детектор» с эффективностью регистрации мессбауэровского гамма-излучения, равной единице, и спектрометрической селективностью, стремящейся к бесконечности. В этом случае отношение продуктивностей измерений для используемого детектора Q и «идеального» детектора Q_{id} принимает предельно простой вид:

$$\frac{Q}{Q_{id}} = \frac{\eta S_s}{S_s + 1}, \quad (4.55)$$

Полученное выражение (4.55) позволяет сделать два важных с практической точки зрения вывода:

1. При значении спектрметрической селективности S_s в несколько единиц, разработка каких-либо дополнительных методов для ее дальнейшего повышения в трансмиссионной геометрии почти не влияет на уже достигнутое значение производительности измерений и фактически не имеет практического значения.

2. В то же время, продуктивность трансмиссионных измерений остается линейной функцией эффективности регистрации мессбауэровского излучения.

Таким образом, эффективность регистрации резонансного излучения становится важным параметром, определяющим, наряду с предельной загрузочной способностью спектрметрического тракта мессбауэровского спектрометра, производительность мессбауэровских измерений.

Последнее обстоятельство заставляет отдельно проанализировать производительность гамма-резонансных измерений при достижении предельных загрузочных способностях для различных типов детекторов гамма-резонансного излучения, применяемых на практике.

Условия предельных загрузок детекторов для мессбауэровских спектрометров могут реализовываться в двух случаях: либо при применении источника гамма-резонансного излучения высокой активности, либо при применении «сжатой» геометрии измерений, характеризующей малым расстоянием между источником и детектором и сравнительно большим телесным углом регистрации гамма-излучения, прошедшего через резонансный поглотитель. В обоих случаях интенсивность $I_{out}(\infty)$ в уравнении (4.51) должна пониматься как предельно допустимая интенсивность I_L резонансного излучения, регистрируемая детектором, вне зависимости от его эффективности регистрации. Следовательно, для отношения продуктивностей двух детекторов следует записать вместо формулы (4.53):

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{I_{L1}}{I_{L2}} \frac{(S_{a1}S_{s1})^2 [fS_{a2}S_{s2} + (1-f)S_{s2} + 1]^2}{(S_{a2}S_{s2})^2 [fS_{a1}S_{s1} + (1-f)S_{s1} + 1]^2} . \quad (4.56)$$

Из полученного уравнения (4.56) можно увидеть, что в случае предельных загрузок детекторов, влияние спектрметрической селективности детектора на производительность гамма-резонансных измерений оказывается более существенной, чем для случая малых скоростей счета детектором. Этот эффект можно объяснить тем, что предельная загрузка детектора определяется суммарной скоростью счета полезных и фоновых событий, поэтому минимизация фона (скоррелированная с повышением спектрметрической селективности детектора) становится особенно важной задачей.

Таким образом, наш анализ показывает, что производительность гамма-резонансных измерений может быть действительно выражена в аналитической форме через введенные выше параметры детектора резонансного излучения: абсолютную селективность S_a , спектрметрическую селективность S_s , эффективность регистрации η и его предельную загрузочную способность I_L .

Далее, на основе полученных выше результатов сравним производительности измерений для различных типов детекторов низкоэнергетического гамма-излучения, используемых в мессбауэровской спектроскопии, параметры которых приведены в Таблице 4.1.

Таблица 4.1. Параметры различных детекторов для мессбауэровской спектроскопии, определяющие производительность гамма-резонансных измерений

Тип детектора	Эффективность регистрации	S_s, S_a	$I_L, \text{с}^{-1}$
NaI(Tl)	$\approx 0,9$	$S_s \approx 4$	$\approx 10^4$
Полупроводниковые детекторы (SD)	$\approx 0,9$	$S_s \rightarrow \infty$	$\approx 10^4$
Пропорциональные детекторы на основе наполнителя Ar-Xe (PC)	$\approx 0,5$	$S_s \approx 10$	$\approx 10^4$
Резонансные сцинтилляционные детектора для изотопа Fe-57 (RSD)	$\approx 0,15$	$S_s \approx 2, S_a \approx 5$	$\approx 10^6$

Подстановка этих параметров в формулу (4.55) позволяет сравнить производительности измерений для этих детекторов, и результаты такого сравнения приведены в Таблице 4.2.

Таблица 4.2. Сравнительная оценка производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений для различных типов детекторов низкоэнергетического гамма-излучения при низкой и предельно высокой скорости счета их выходных сигналов

Низкая скорость счета	Предельная скорость счета
$Q_{SD} \approx 0,9 Q_{ideal}$	$Q_{SD} \approx 0,9 Q_{ideal}$
$Q_{PC} \approx 0,5 Q_{ideal}$	$Q_{PC} \approx 0,9 Q_{SD}$
$Q_{NaI} \approx 0,7 Q_{ideal}$	$Q_{NaI} \approx 0,6 Q_{SD}$
$Q_{RSD} \approx 0,4 Q_{ideal}$	$Q_{RSD} \approx 4,0 Q_{ideal}$

Результаты, представленные в таблице 4.2, показывают, что при ограниченной по каким-либо причинам активности используемого источника мессбауэровского излучения (например, в условиях учебной лаборатории), наиболее целесообразным представляется применение полупроводникового детектора низкоэнергетических гамма-квантов [3], для которого производительность гамма-резонансных измерений приближается к случаю применения «идеального» детектора гамма-излучения ($Q_{SD} \approx 0,9 Q_{ideal}$) с эффективностью регистрации мессбауэровского гамма-излучения равной единице, и спектрометрической селективностью, значительно большей единицы.

При реализации предельно допустимой нагрузочной способности спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра, наиболее эффективным становится применение резонансного сцинтилляционного детектора (RSD), обеспечивающего примерно четырехкратное повышение производительности измерений даже по сравнению с «идеальным» нерезонансным детектором гамма-излучения при реально достижимой (в условиях оборудованной научной лаборатории) активности источника мессбауэровской спектроскопии ^{57}Co в несколько ГБк.

В то же время отметим, что используемые в настоящее время резонансные сцинтилляционные детекторы для мессбауэровской спектроскопии на железе-57 имеют сравни-

тельно небольшую эффективность регистрации – не более 20 %, поэтому при скоростях счета, далеких от предельно допустимых значений, наиболее эффективными по прежнему остаются полупроводниковые детекторы.

Очевидно, что для дальнейшего повышения производительности гамма-резонансных измерений с использованием стандартных активностей применяемых источников мессбауэровского излучения необходимо создать быстродействующий детектор мягкого гамма-излучения, который, в отличие от резонансных сцинтилляционных детекторов, должен характеризоваться достаточно высокой эффективностью регистрации низкоэнергетических гамма-квантов.

Оптимальная комбинация требуемых параметров детектора гамма-резонансного излучения – в частности, высокая спектрометрическая селективность и высокая эффективность регистрации мессбауэровского излучения – была достигнута для сцинтилляционного детектора на основе иттриево-алюминиевого перовскита легированного церием $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ (YAP) [13].

Основные характеристики сцинтиллятора YAP в сравнении с наиболее часто применяемым в мессбауэровской спектроскопии сцинтиллятором NaI(Tl) приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3. Характеристики сцинтиллятора $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$

Параметр	$\text{YAlO}_3:\text{Ce}$	NaI(Tl)
Эффективный атомный номер	36	50
Плотность, г/см ³	5,55	3,67
Световыход, %	40	100
Время высвечивания, нс	28	230
Коэффициент преломления	1,94	1,85
Максимум люминесценции, нм	347	410
Температурный коэффициент световыходп, %/К	0,39	0,22-0,95
Точка плавления, °С	1850	652

В этой таблице отдельно выделены ключевые характеристики сцинтилляторов, влияющие в наибольшей степени на производительность гамма-резонансных измерений – световыход (определяющий энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора) и время высвечивания (определяющие предельно достижимое быстродействие детектора). Как видно из таблицы, световыход сцинтиллятора YAP составляет 40 % от световыхода NaI(Tl) ; в результате этого энергетическое разрешение детектора на основе сцинтиллятора YAP примерно на 30 % хуже по сравнению с детектором со сцинтиллятором NaI(Tl) . Это означает, что при прочих равных условиях, спектрометрическая селективность S_s традиционного детектора NaI(Tl) всегда оказывается выше, чем для детектора YAP.

В то же время, как видно из уравнений (4.55), (4.56), при значениях спектрометрической селективности S_s значительно больших, чем единица – а этот случай реализуется для

обоих типов рассматриваемых сцинтилляционных детекторов – дальнейшее повышение значения S_s будет оказывать уже незначительное влияние на повышение производительности гамма-резонансных измерений. В этой ситуации критичным фактором становится предельная загрузочная способность детектора гамма-резонансного излучения, которая, согласно формуле (4.56), линейно влияет на производительность мессбауэровских измерений.

Поэтому значительно меньшее время высвечивания для сцинтиллятора YAP (28 нс) по сравнению со временем высвечивания NaI(Tl) (230 нс) приобретает принципиально важное практическое значение, поскольку обуславливает принципиальную способность детектора на основе сцинтиллятора YAP радикально, практически на порядок величины, повысить допустимую загрузочную способность спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра и, согласно соотношению (4.56), во столько же раз повысить производительность трансмиссионных гамма-резонансных измерений. При этом соответствующим выбором толщины сцинтиллятора YAP можно обеспечить практически стопроцентную эффективность регистрации резонансных гамма-квантов, поскольку плотность материала YAP ($5,55 \text{ г/см}^3$) даже выше, чем для NaI ($3,67 \text{ г/см}^3$).

В практической реализации спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра со сцинтилляционным детектором на основе кристалла YAP толщиной 0,35 мм (достаточной для эффективной регистрации мягкого гамма-излучения), в сочетании специальным быстродействующим усилителем его выходных сигналов, получены следующие основные характеристики [12, 13]: $\eta=0,9$; $S_s=3$, $I_L=10^5 \text{ с}^{-1}$.

С использованием полученных выше численных значений в таблице 4.4 приведено сравнение производительности трансмиссионных гамма-резонансных измерений для детектора со сцинтиллятором YAP с другими типами детекторов низкоэнергетического гамма-излучения, применяемых в практике мессбауэровской спектроскопии.

Таблица 4.4. Результаты сравнения производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений для детектора YAP с другими детекторами мессбауэровской спектроскопии при низкой и предельно высокой скорости счета выходных сигналов.

Низкая скорость счета	Предельная скорость счета
$0,75Q_{SD}$	$5,6Q_{SD}$
$1,4Q_{PC}$	$6,8Q_{PC}$
$0,9Q_{NaI}$	$8,8Q_{NaI}$
$1,8Q_{RSD}$	$1,8Q_{RSD}$

Полученные результаты позволяют заключить, что при реализации предельно допустимых скоростей счета регистрируемых резонансных гамма-квантов, производительность трансмиссионных гамма-резонансных измерений с использованием детектора со сцинтиллятором YAP может быть увеличена в 5-8 раз по сравнению с традиционными детекторами, используемыми в мессбауэровской спектроскопии!

Учитывая то обстоятельство, что мессбауэровские измерения являются, как правило, долговременными – от нескольких часов до нескольких дней – такое повышение их про-

изводительности означает значительную, иногда колоссальную, экономию времени в проведении научных и научно-прикладных исследований.

Заметим, что реализация условий максимальной загрузочной способности спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра может достигаться при стандартной активности источников гамма-резонансного излучения порядка 1 ГБк и оптимально «сжатой» геометрии измерений, в которой уширение гамма-резонансных линий за счет геометрических факторов практически еще не сказывается на качестве измеряемых мессбауэровских спектров.

На основе сцинтилляционных детекторов с кристаллами YAP и миниатюризованных систем движения оригинальной разработки [14] на физическом факультете БГУ совместно с Институтом ядерных проблем и Университетом Палацкого (г. Оломоуц, Республика Чехия) были разработаны быстродействующие мессбауэровские спектрометры MS-2000 для проведения научных и прикладных исследований на основе ядерного гамма-резонанса с использованием трансмиссионной геометрии [15].

Заметим, что проблема минимизации массово-габаритных характеристик систем движения для доплеровских модуляторов мессбауэровской спектроскопии привлекала заметное внимание нашей исследовательской группы, и быстрое развитие соответствующих технических методов в решении этой проблемы было стимулировано и тем, что именно наша группа была выбрана Институтом космических исследований (ИКИ) Российской Академии Наук для разработки миниатюрного мессбауэровского спектрометра для исследования поверхности Марса в рамках Российских космических программ.

В результате разработки миниатюризированной системы движения для такого спектрометра был создан макет доплеровского модулятора общим весом 36 г и размерами $\varnothing 22 \text{ мм} \times 48 \text{ мм}$ [14], что до настоящего времени остается рекордным результатом с точки зрения минимизации систем движения для мессбауэровской спектроскопии, особенно с учетом того, что точностные характеристики скоростной шкалы такого миниатюрного мессбауэровского спектрометра вполне соответствовали стандартным значениям для лабораторных вариантов исполнения (в частности, нелинейность скоростной шкалы была менее 0,1 %).

К сожалению, в связи с экономическими трудностями 90-х годов прошлого столетия, Российская программа по исследованию Марса была закрыта, и разработанный нами макет спектрометра остался невостребованным.

Заметим, что в NASA также велась параллельная разработка миниатюрного мессбауэровского спектрометра для исследования поверхности Марса, и в начале 2000-х годов два таких спектрометра были доставлены на поверхность этой планеты. Согласно информации, полученной от руководителя этой разработки доктора КлингелехOFFера, масса доплеровского модулятора NASA составила около 80 г, и размеры около $\varnothing 40 \text{ мм} \times 70 \text{ мм}$, что заметно хуже массо-габаритных характеристик, полученных нами. Кроме того, нелинейность скоростной шкалы мессбауэровского спектрометра NASA составила около 0,3 %, что также хуже по сравнению с достигнутым нами значением менее 0,1 %.

Тем не менее, научные результаты, полученные с помощью мессбауэровского спектрометра NASA, действительно позволили получить уникальную информацию о составе

поверхности этой планеты. В частности, при расшифровке полученных мессбауэровских спектров с поверхности Марса были выявлены минералы, которые могли образовываться только при наличии воды. Таким образом, было доказано, что в прошлом на этой планете присутствовала вода.

И все же наша разработка миниатюрного доплеровского модулятора не пропала даром, и на основе разработанных технических решений был разработан мини-модулятор для лабораторных применений с массой 1,2 кг и размерами $\varnothing 34 \text{ мм} \times 62 \text{ мм}$, оптимально подходивший для реализации «сжатой» геометрии измерений, использованной нами и нашими коллегами из Университета Палацкого для регистрации резонансного гамма-излучения с помощью YAP детектора в режиме его максимальной загрузки.

В результате было достигнуто уникальное сочетание малых габаритов мессбауэровского спектрометра с рекордной производительностью измерений в «сжатой» геометрии.

Обширная география заключенных контрактов на продажу этого спектрометра во многие университеты и научно-исследовательские центры во всем мире, а также полученные награды на международных научных и научно-технических выставках (в том числе Гран-При) в нулевые годы настоящего столетия подтвердили исключительно высокий уровень этой научной разработки физиков БГУ и Университета Палацкого.



Рис. 4.22. Общий вид мессбауэровского спектрометра MS-2000

5 ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА В ПРИКЛАДНЫХ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ БГУ

В настоящем разделе рассмотрены основные направления прикладных и фундаментальных научных исследований с использованием эффекта Мессбауэра, реализованных на физическом факультете БГУ в сотрудничестве с рядом отечественных и зарубежных организаций (прежде всего, Институтом ядерных проблем БГУ, химическим факультетом БГУ, Петербургским институтом ядерной физики (ПИЯФ), университетом Палацкого (Республика Чехия), Университетом Окан (Стамбул, Турция), Стамбульским университетом (Турция)), и представлены их основные результаты.

Первое из рассматриваемых ниже направлений (п. 5.1) – исследование с помощью воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных электронов структурно-фазовых изменений в тонких поверхностных слоях материалов после различных видов их обработки [16-22], а также исследование структуры сверхтонких железосодержащих пленок методами конверсионной мессбауэровской спектроскопии [23], в том числе в геометрии полного внешнего отражения [24] гамма-резонансного излучения [25].

Второе из рассматриваемых направлений (п. 5.2) – исследование механизма высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих сверхпроводниках; и третье, наиболее фундаментальное направление (п. 5.3) – применение эффекта Мессбауэра в физике пространства-времени, в том числе экспериментальные исследования во вращающихся системах отсчета. Также рассмотрена принципиальная схема эксперимента, основанная на эффекте Мессбауэра для синхротронного излучения, предназначенная для качественно новой проверки специальной теории относительности, направленной на поиск гипотетического «эфира Дирака», отличительной особенностью которого является допущение о существовании выделенной системы отсчета во Вселенной при сохранении принципа ковариантности для фундаментальных физических уравнений.

В рамках первого направления выявлено значительное изменение структуры и фазового состава крайне тонких – менее 0,1 мкм – поверхностных слоев материалов, подверженных различным видам механической обработки [16-19] (п. 5.1.1), а также ионной имплантации [20-22] (п. 5.1.2).

Кроме того, в п. 5.1.3 кратко представлены результаты исследований структуры и состава предельно тонких железосодержащих пленок, для которых применение традиционной трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии становится практически неэффективным из-за крайне малой степени поглощения гамма-резонансного излучения в таких пленках и, соответственно, незначительной величины резонансного эффекта [23]. Вместе с тем, при использовании конверсионной мессбауэровской спектроскопии на основе воздушного сцинтилляционного детектора, полученные мессбауэровские спектры характеризуются типичными величинами резонансного эффекта порядка 10 процентов, как и для стандартных мессбауэровских измерений.

Более того, применение касательного падения инициирующего пучка резонансных гамма-квантов на поверхность исследуемого образца при использовании воздушного

сцинтилляционного детектора для регистрации конверсионных электронов, вылетающих с поверхности этого образца, открывает принципиальную возможность для эффективной реализации такой геометрии измерений, при которой реализуется полное внешнее отражение резонансных гамма-квантов от поверхности образца [25]. Интерес к такого рода исследований обусловлен тем, что в режиме полного внешнего отражения резонансных гамма-квантов от поверхности образца, глубина проникновения гамма-излучения в образец не превышает нескольких нанометров. В настоящее время не существует другого конкурирующего метода исследований, позволяющего извлекать информацию о структуре и фазовом составе столь тонкого поверхностного слоя, и в п. 5.1.3 представлен демонстрационный пример на тему такого исследования.

Далее, в разделе 5.2 описываются эксперименты по исследованию структуры и макроскопических характеристик высокотемпературных сверхпроводников на основе соединений мышьяка с железом [26-29], выполненные на физическом факультете БГУ и Университете Палацкого (г. Оломоуц, Республика Чехия), и в разделе 5.3 описаны эксперименты по исследованию эффекта Мессбауэра во вращающихся системах, выполненные в Минске в 2008 году и Стамбуле в 2014 году [30-37]. Рассматриваются следствия полученных результатов как с фундаментально научной, так и практической точек зрения.

Относительно исследований, представленных в п. 5.2 и 5.3, несколько парадоксально звучит тот факт, что основные результаты, рассмотренные в этих разделах, выражаются формально отрицательно, а именно:

- по результатам наших исследований высокотемпературной сверхпроводимости выявлен ряд железосодержащих соединений, для которых можно было ожидать проявление эффекта высокотемпературной сверхпроводимости, но, тем не менее, этот эффект не наблюдался вплоть до температур жидкого гелия;

- по результатам проведенных исследований эффекта Мессбауэра во вращающихся системах не подтверждено безусловное выполнение принципа эквивалентности Эйнштейна для квантово-механических объектов, таких как гамма-резонансные ядра, заключенные в кристаллические решетки.

Однако, как известно, отрицательный результат в науке есть тоже результат, причем в нашем случае справедливость этого общего утверждения проявляется весьма конкретно:

- неудача наших попыток обнаружить высокотемпературную сверхпроводимость в ряде железосодержащих соединений привело нас к открытию высокотемпературного эффекта Кондо [38], проявляющегося в инверсной зависимости проводимости образца от температуры: т.е. вместо классически ожидаемого снижения сопротивления образца с уменьшением его температуры, наблюдается обратный эффект увеличения сопротивления при уменьшении температуры образца. При этом подчеркнем, что до проведения наших исследований [26-29], эффект Кондо, как и было изначально предсказано [38], наблюдался только при температурах жидкого гелия;

- результаты измерения эффекта Мессбауэра во вращающихся системах отсчета привели нас к выводу о том, что эффективное гравитационное поле для наблюдателей в таких системах не может приниматься во всех случаях эквивалентным реальному гравитационному полю даже в пределах сколь угодно малых выделенных объемов.

Причиной последнего отрицательного утверждения служит то, что «настоящее» гравитационное поле должно быть описано в терминах искривленной геометрии пространства-времени, тогда как для вращающихся систем, по крайней мере, для мессбауэровских ядер в кристаллической решетке, их квантово-механические характеристики также могут оказывать существенное влияние на наблюдаемые сдвиги гамма-резонансных линий, формально не объясняемые принципом эквивалентности. На экспериментальном уровне нарушение данного принципа проявляется в наличии некоторого дополнительного энергетического сдвига между гамма-резонансными линиями источника и поглотителя излучений с различными значениями радиальных координат, составляющего около 30 % от обычного сдвига линий, обусловленного релятивистским замедлением времени для вращающихся объектов [30-37].

Полученные нами результаты по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах и обнаружение дополнительного к квадратичному эффекту Доплера энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения вызвало оживленную научную дискуссию, в которой различными авторами были предложены возможные физические механизмы для объяснения такого дополнительного к релятивистскому замедлению времени энергетического сдвига линий испускания и поглощения во вращающихся системах (подраздел 5.4). В то же время, как показано нами [39-51] и рассмотрено в этом же подразделе, ни одно из предложенных объяснений в отношении физической природы дополнительного энергетического сдвига линий испускания и поглощения во вращающихся системах нельзя признать удовлетворительным. Так что исследования в этом направлении должны быть продолжены.

Наконец, в разделе 5.5 представлено предложение [52] по качественно новой экспериментальной проверке специальной теории относительности для наблюдения движения объектов относительно «эфира Дирака», для которого, как и в специальной теории относительности, принимается принцип ковариантности фундаментальных физических уравнений. В то же время, возможность наблюдения «абсолютного движения» тел полностью не исключается в силу свойства некоммутативности последовательных преобразований Лоренца. При этом отличие предсказываемых для эфира Дирака эффектов от результатов специальной теории относительности крайне мало и лежит на грани современных экспериментальных возможностей. Тем не менее, как показано в разделе 5.5, при использовании синхротронных пучков гамма-резонансного излучения такая возможность является принципиально реализуемой.

5.1 Исследование модифицированных поверхностных слоев железосодержащих материалов с помощью воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных и оже-электронов

После создания воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных и оже-электронов нами был проведен анализ в отношении наиболее перспективных областей его применения в физике поверхности, и приоритет был отдан таким научным и научно-практическим исследованиям, которые открывали принципиальные возможности для получения уникальной информации, практически недоступной или крайне затрудненной для

других структурно-аналитических методов исследования. В частности, были выбраны следующие приоритетные направления:

- исследование структурно-фазовых изменений в поверхностных слоях сталей и сплавов после различных видов их механической обработки (п. 5.1.1) [16-19] и ионной имплантации [20-22] (п. 5.2.1);

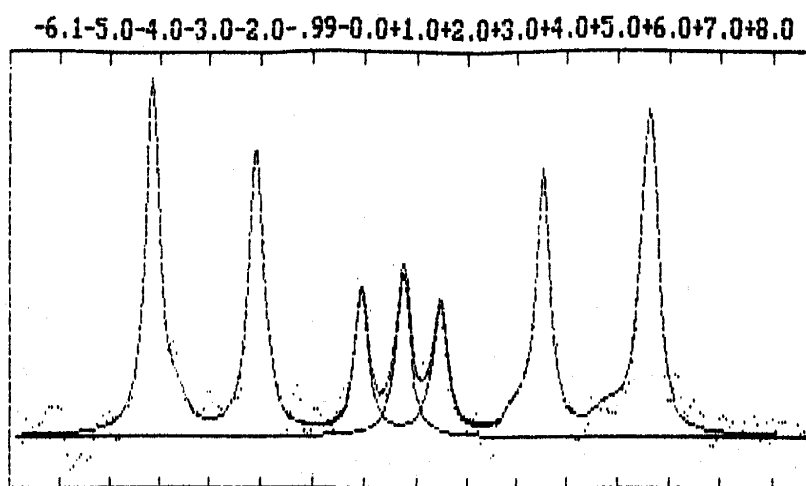
- исследование структурно-фазовых изменений в железосодержащих пленках малой толщины, для которых трансмиссионные мессбауэровские измерения практически невозможны из-за крайне малой величины резонансного эффекта [23];

- измерения мессбауэровских спектров конверсионных и оже-электронов с поверхности металлов в режиме полного внешнего отражения мессбауэровского излучения [25], при котором толщина исследуемого поверхностного слоя имеет рекордно малый порядок величины около одного нанометра. В силу этого обстоятельства экспериментальное исследование структуры и фазового состава столь малого поверхностного слоя представляет собой не только прикладную, но и фундаментальную физическую задачу, поскольку до настоящего времени собран крайне незначительный объем информации о поведении таких тонких слоев при различных внешних воздействиях.

5.1.1 Структурно-фазовые изменения в тонких поверхностных слоях сталей и сплавов после различных видов их механической обработки

Одной из первых экспериментальных задач в этом направлении нами было выбрано исследование поверхностного слоя образца из стали 45 после его шлифования и последующего полирования [16].

В качестве примера на рисунках 5.1 и 5.2 приведены мессбауэровские спектры конверсионных электронов, зарегистрированных с поверхности образца, представляющего собой стержень из стали 45 длиной 30 см и диаметром 1 см после его шлифования (рисунок 5.1, а) и последующего полирования (рисунок 5.2, а).



а)

Рис. 5.1: а - Мессбауэровский спектр конверсионных электронов исходной шлифованной поверхности стали 45

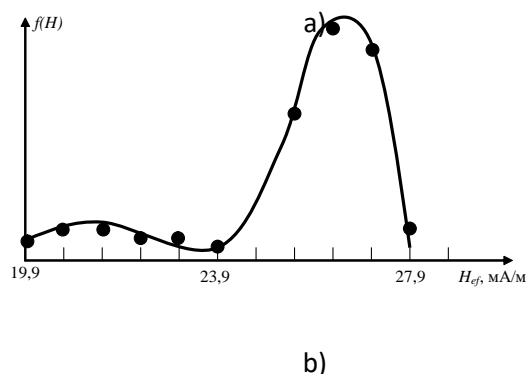


Рис. 5.1: б - распределение эффективного магнитного поля на ядрах железа H_{ef} для мессбауэровского спектра шлифованной поверхности стали 45

Мессбауэровский спектр конверсионных электронов исходной шлифованной поверхности стали (рисунок 5.1, а) представляет собой суперпозицию уширенных линий секстета магнитной сверхтонкой структуры (ширина линий около 0,50 мм/с) и монолинии γ -железа (аустенита) с изомерным сдвигом относительно α -железа, равным $\delta = (-0.05 \pm 0.03)$ мм/с. Концентрация аустенита, оцененная по площади спектра, составила $(11 \pm 1.1) \%$.

Параметры секстета линий магнитной сверхтонкой структуры соответствуют структуре чистого α -железа (феррита). Величина эффективного магнитного поля H_{ef} на ядрах атомов железа в этой фазе составляет 330 кЭ [1]. Также имеет место уширение линий магнитной сверхтонкой структуры по сравнению с их естественной шириной, характерное для стали 45.

Кроме того, в центральной части мессбауэровского спектра поверхности стали после ее шлифования (рисунок 5.1, а) наблюдается линия остаточного или возникшего в результате механической обработки параметрического аустенита (γ -железо). Его концентрация, оцененная по площади спектра, составляет около 8,5 %. Для оценки глубины залегания аустенитной фазы на поверхности образца нами проводилось дополнительное измерение мессбауэровского спектра рассеянного резонансного гамма-излучения энергией 14,4 кэВ, пробег которого в стали составляет около 20 мкм. Форма полученного спектра близка к форме спектра на рисунке 5.1, что свидетельствует о том, что толщина поверхностного слоя, в котором присутствует аустенит, составляет не менее 20 мкм.

Присутствие аустенита в поверхностном слое стали после шлифования, вообще говоря, не является неожиданным. Локальный разогрев поверхности, возникающий при данном типе обработки, и ее последующее быстрое охлаждение делают возможным преобразование различных исходных магнитных фазовых состояний железа в немагнитный аустенит [1]. Построенное распределение эффективного магнитного поля H_{ef} на резонансных ядрах для магнитных фаз железа (рисунок 5.1, б) показывает, что поверхность стали 45 содержит смесь феррита (эффективное магнитное поле на ядрах железа $H_{ef} = 26,3$ мА/м) и мартенсита ($H_{ef} = 20,7 \dots 23,9$ мА/м).

Форма мессбауэровского спектра поверхности стали претерпела существенные изменения в результате ее полирования (рисунок 5.2, а). А именно, в центральной части спектра наблюдается практически полное исчезновение гамма-резонансной линии остаточного аустенита.

Соответствующее распределение эффективного магнитного поля на ядрах железа приведено на рисунке 5.2, б.

Полученные спектры доказывают полное превращение аустенита в магнитные фазы железа в исследуемом поверхностном слое. Кроме того, обнаруживается существенное уширение распределения эффективного магнитного поля на ядрах железа H_{ef} в области 23,9...27,9 мА/м, а также появление дополнительных экстремумов при $H_{ef} \approx 13$ мА/м и $H_{ef} \approx 17$ мА/м. Эти значения эффективного магнитного поля соответствуют карбидам χ -Fe₅C₂ и θ -Fe₃C, соответственно [1]. Полная концентрация карбидов равна $(8,3 \pm 1,1)$ %, что близко к концентрации аустенита в исходной шлифованной поверхности стали.

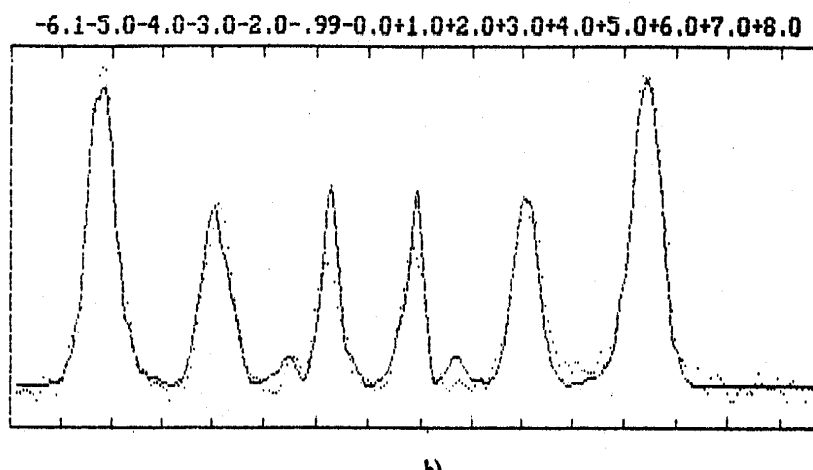
Эти результаты позволяют предположить, что в процессе полирования происходит практически полное превращение аустенита в карбидные фазы железа. Такое превращение аналогично фазовому превращению в системе Fe-C при закалке сталей при температурах более 300°C [2].

Подчеркнем, что описанные выше эффекты имеют место только для крайне тонкого поверхностного слоя, определяемого пробегом низкоэнергетических и конверсионных электронов, т.е. около 0,1 мкм. На больших глубинах аустенит по-прежнему обнаруживается, что было подтверждено при измерении мессбауэровских спектров резонансно рассеянных гамма-квантов энергией 14,4 кэВ, имеющих пробег в стали около 10 мкм.

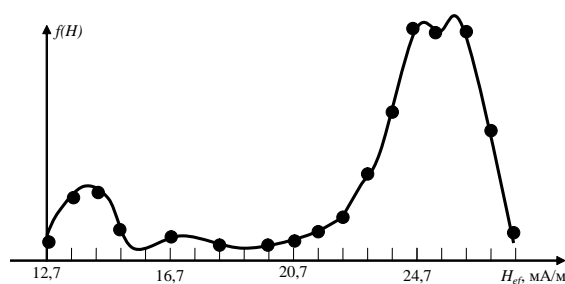
Детальная математическая обработка мессбауэровского спектра поверхности стали после полирования и распределение эффективного магнитного поля на ядрах железа (рисунок 5.2, б) показывают, что продуктом распада аустенита является феррито-карбидная смесь, возникновение которой способствует повышению твердости поверхностного слоя стали после его полирования, что действительно наблюдается на практике.

Таким образом, выявляемые с помощью мессбауэровской спектроскопии конверсионных и оже-электронов фазовые и структурные превращения в крайне тонких поверхностных слоях материалов (не более 0,1 мкм) позволяют дать физическое объяснение закономерностям в изменении их макроскопических свойств, ранее выявляемых на эмпирическом уровне, и лучше понять физику наблюдаемых процессов.

Также подчеркнем, что возможность измерения мессбауэровских спектров для образцов практически произвольных форм и размеров (в частности - стального стержня длиной 30 см и диаметром 1 см, для которого получены спектры, приведенные на рисунках 5.1 и 5.2) являлась и до настоящего времени является эксклюзивным свойством воздушного сцинтилляционного детектора низкоэнергетических электронов. Для всех других типов детекторов низкоэнергетических электронов, основанных, как правило, на использовании газовых смесей фиксированного состава в качестве рабочего вещества, проведение мессбауэровских измерений требует специальной пробоподготовки при фиксированной (как правило, не более 1 см²) площади исследуемого образца.



a)



b)

Рис. 5.2: а – Мессбауэровский спектр конверсионных электронов полированной поверхности стали 45; б -распределение эффективного магнитного поля на ядрах железа H_{ef} для мессбауэровского спектра полированной поверхности стали 45

Важно подчеркнуть, что аналогичные исследования, проведенные с регистрацией характеристического рентгеновского излучения железа, имеющего средний пробег в сталях около 20 мкм, не дали статистически выявляемых отличий в мессбауэровских спектрах шлифованной и полированной поверхностей сталей.

Таким образом, мы заключаем, что выявленные фазовые превращения аустенита в карбиды железа происходят в тонком поверхностном слое, соответствующим максимальному пробегу конверсионных электронов (около 0,1 мкм), и методология измерений, позволившая получить этот результат, может быть названа как селективная по глубине неразрушающая мессбауэровская спектроскопия.

По результатам представленных выше исследований можно заключить, что процесс полирования сталей сопровождается структурными и фазовыми превращениями в их поверхности. Известно, что процесс полирования сопровождается микропластическими деформациями, а превращение аустенита в магнитные фазы железа при пластических деформациях уже было хорошо известно [2]. В тоже время, нами дополнительно обнаруже-

но образование карбидных фаз железа. Это позволяет предположить, что повышение твердости слоев Бейльби (специфических слоев, возникших в результате полирования поверхности металла), объясняется не только дисперсионным твердением, но и преобразованием γ -железа в карбиды.

Последнее обстоятельство обуславливает особый интерес к изучению процесса полирования стали с исходной структурой γ -железа. В качестве таковой мы выбрали нержавеющую сталь 12Cr18Ni9Ti, легированную хромом, никелем и титаном. Размеры образца стали 40×40×1 мм.

Полученные мессбауэровские спектры стали после отжига, алмазного полирования и алмазного полирования в присутствии внешнего магнитного поля приведены на рисунках 5.3, 5.4 и 5.5, соответственно. На рисунках 5.6 и 5.7 приведены распределения эффективного магнитного поля на ядрах железа H_{ef} для исследуемых образцов.

Мессбауэровский спектр отожженного образца (рисунок 5.3) содержит единственную линию с изомерным сдвигом $\delta = (-0,04 \pm 0,003)$ мм/с относительно α -железа. После алмазного полирования возникает группа секстетов магнитной сверхтонкой структуры при одновременном уменьшении площади центральной линии (рисунок 5.4). Полная концентрация магнитных фаз железа равна (53 ± 12) %.

В то же время, идентификация конкретных магнитных фаз представляется крайне затруднительным. Относительно широкое распределение эффективного магнитного поля на ядрах железа указывает на образование твердого раствора Fe+Cr+Ti; наблюдаемые локальные максимумы в этом распределении при значениях эффективного магнитного поля $H_{ef} = 17,1$ мА/м, 14,3 мА/м и 87,6 мА/м соответствуют карбидам θ -Fe₃C и χ -Fe₅C₂ [1]. Полученные нами результаты согласуются с данными работ других авторов для этого типа стали.

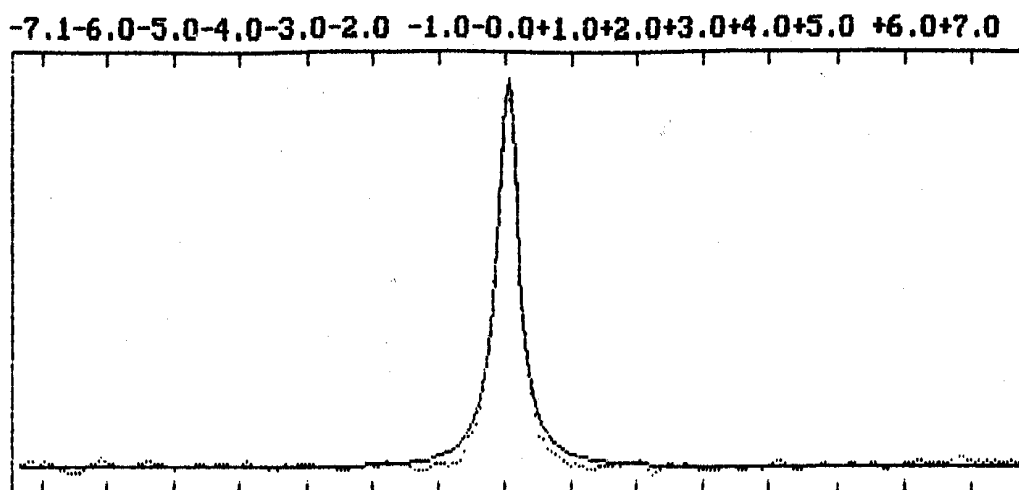


Рис. 5.3 - Мессбауэровский спектр конверсионных электронов поверхности нержавеющей стали 12Cr18Ni9Ti после отжига

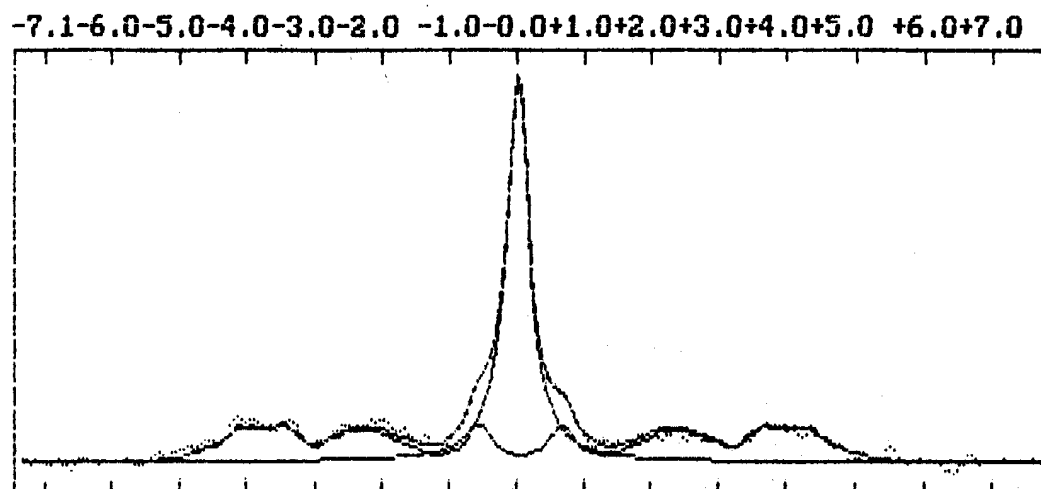


Рис. 5.4 - Мессбауэровский спектр конверсионных электронов поверхности нержавеющей стали 12Cr18Ni9Ti после алмазного полирования

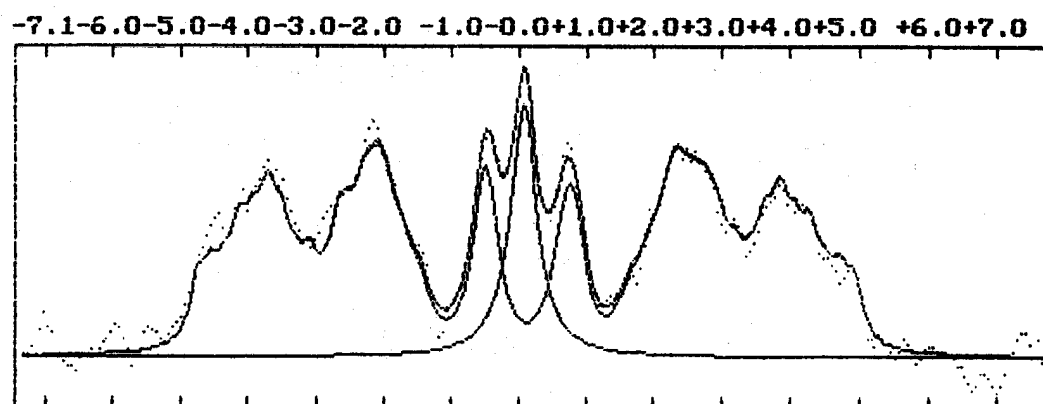


Рис. 5.5 - Мессбауэровский спектр конверсионных электронов поверхности нержавеющей стали 12Cr18Ni9Ti после алмазного полирования в присутствии внешнего магнитного поля

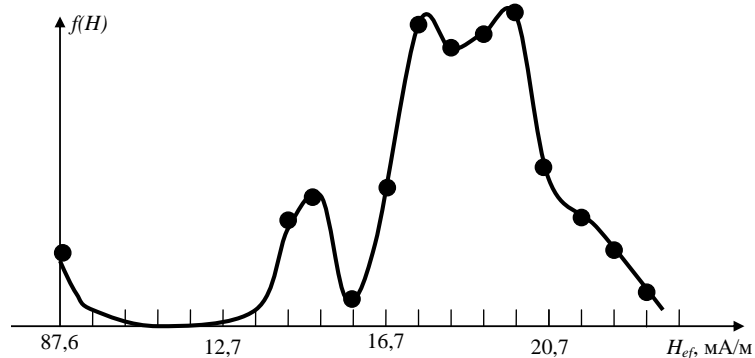


Рис. 5.6 – Распределение эффективного магнитного поля на ядрах железа H_{ef} для мессбауэровского спектра полированной поверхности нержавеющей стали 12Cr18Ni9Ti.

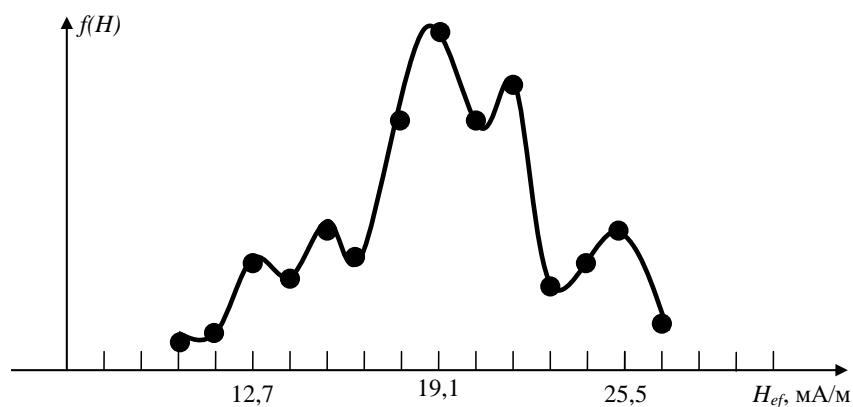


Рис. 5.7 – Распределение эффективного магнитного поля на ядрах железа H_{ef} для мессбауэровского спектра полированной поверхности нержавеющей стали 12Cr18Ni9Ti в присутствии внешнего магнитного поля

Эти результаты подтверждают ранее известный результат, что магнитное поле при механической обработке поверхностей металлов оказывает существенное влияние на их свойства, причем механизм этого влияния практически не раскрыт до настоящего времени.

Полученные нами результаты однозначно доказывают, что такое влияние напрямую связано с локальными структурно-фазовыми изменениями в поверхностных слоях металлов. В частности, наблюдается существенно более глубокое преобразование парамагнитного железа в магнитные фазы с уменьшением концентрации аустенита до $(8,7 \pm 1,4) \%$. В соответствующем распределении эффективного магнитного поля на ядрах железа (см. рисунок 5.7) появляется локальный максимум при $H_{ef} \geq 23,9$ MA/M, что свидетельствует об образовании фазы феррита в результате окисления легирующих элементов.

Таким образом, мы можем заключить, что присутствие магнитного поля действительно катализирует превращение γ -железа в магнитные фазы, а также способствует окислению легирующих элементов. Единственным реальным эффектом, способным объяснить

эти результаты, является, по нашему мнению, магнитострикция, сопровождающая процесс механической обработки поверхности.

В заключение отметим, что мессбауэровские спектры нержавеющей стали 12Cr18Ni9Ti после отжига, алмазного полирования и полирования в присутствии внешнего магнитного поля, измеренные с регистрацией характеристического рентгеновского излучения железа, не выявляют статистически значимых различий по сравнению с исходным образцом. Это свидетельствует о том, что обнаруженные структурные измерения и фазовые превращения происходят только в тонком (порядка 0,1 мкм) поверхностном слое стали, и одновременно доказывают высокую эффективность селективной по глубине поверхности неразрушающей мессбауэровской спектроскопии в исследовании поверхностных слоев материалов, подверженных различным видам обработки.

5.1.2 Структурно-фазовые изменения в тонких поверхностных слоях металлов после ионной имплантации

Еще один важный пример применения воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных электронов в исследовании структуры поверхностностей материалов является ионная имплантация поверхностных слоев с целью улучшения их эксплуатационных характеристик без изменения объемной структуры образцов.

В силу крайне малого пробега ионов в твердых телах, глубина модифицированного поверхностного слоя – даже если она и превышает спрямленный пробег имплантируемых ионов в сталях за счет последующих диффузионных процессов – не превышает, как правило, долей микрометра. Поэтому мессбауэровские эксперименты с использованием рассеянных гамма-резонансных квантов или характеристического рентгеновского излучения железа, позволяющие получать интегрированную информацию о структуре поверхностного слоя толщиной порядка 10 мкм, являются практически нечувствительными к структурно-фазовым изменениям в тонком поверхностном слое толщиной около 0,1 мкм.

Таким образом, измерение мессбауэровских спектров поверхностностей ионно-имплантированных образцов с использованием различных видов вторичных излучений, сопровождающих эффект Мессбауэра, действительно позволяет проводить селективные по глубине образца исследования либо в диапазоне до 0,1 мкм (регистрации с помощью воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных и оже-электронов, вылетающих с поверхности образца), либо в диапазоне до 10...20 мкм (регистрация резонансных гамма-квантов 14,4 кэВ и характеристических рентгеновских квантов железа 6,3 кэВ с помощью стандартного детектора гамма-квантов средних и малых энергий).

В качестве примера использования такого комбинированного подхода в исследовании процессов модификации структуры поверхностностей сталей после ионной имплантации на рисунке 5.8 приведен мессбауэровский спектр конверсионных и оже-электронов поверхности исходного образца стали М2, представляющего собой суперпозицию фазовых состояний α -Fe(C) (секстет уширенных линий магнитной сверхтонкой структуры) и γ -Fe(C) (одиночная уширенная линия в районе нулевой относительной скорости) [20].

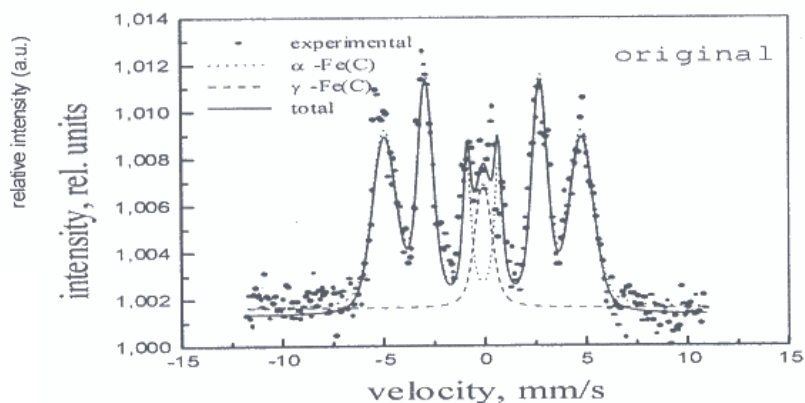


Рис. 5.8. Мессбауэровские спектры конверсионных и оже-электронов поверхности исходного образца стали M2

Далее на рисунках 5.9 а, б приведены мессбауэровские спектры поверхности стали M2 после плазменно-иммерсионной имплантации ионами азота, измеренные при регистрации конверсионных и оже-электронов с помощью воздушного сцинтилляционного детектора (а), а также с регистрацией характеристических рентгеновских квантов железа 6,3 кэВ.

Сравнение мессбауэровских спектров на рисунках 5.9 а, б даже на визуальном уровне показывает радикальное различие в структуре мессбауэровских спектров в поверхностном слое около 0,1 мкм (а) и в поверхностном слое около 10 мкм (б).

Детальный анализ мессбауэровских спектров на рисунках 5.8 и 5.9 выходит за рамки настоящего раздела и может быть найден в работе [20], и он еще раз демонстрирует уникальные практически возможности мессбауэровской спектроскопии конверсионных электронов в исследовании очень тонких поверхностных слоев материалов при различных видах их обработки.

Другие примеры применения воздушного сцинтилляционного детектора в исследовании модифицированных слоев металлов после ионной имплантации представлены нами в работах [21, 22].

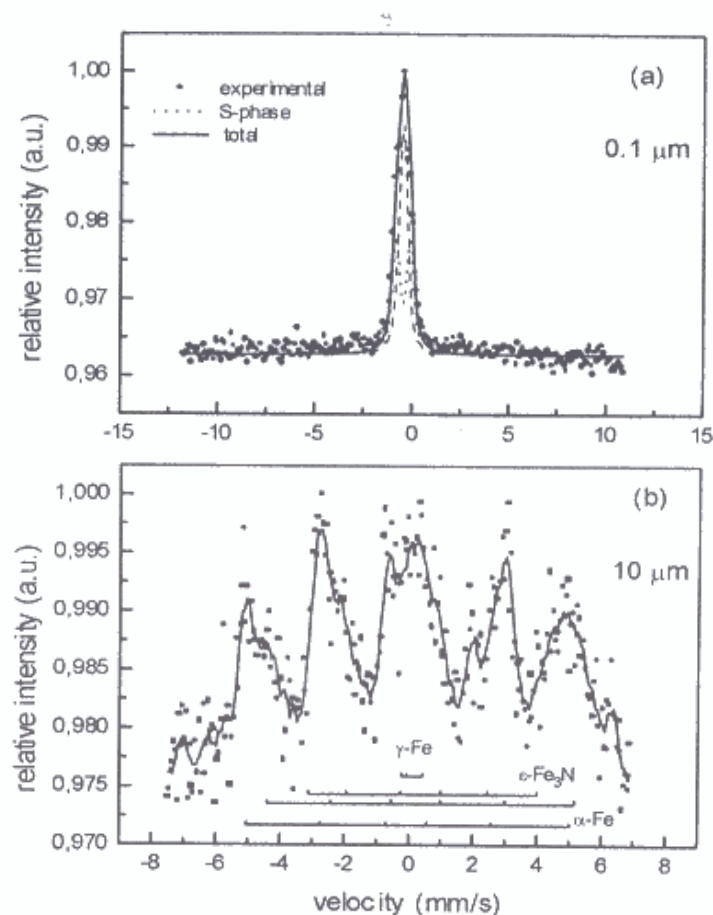


Рис. 5.9. Мессбауэровские спектры конверсионных и оже-электронов поверхности стали M2 после ионной имплантации: а – спектры конверсионных электронов; б – спектр характеристических рентгеновских квантов железа 6,3 кэВ

5.1.3 Исследование структуры тонких магнитных пленок на основе соединений железа в геометрии полного внешнего отражения мессбауэровского излучения

Железосодержащие сверхтонкие магнитные пленки достаточно широко используются на практике в качестве катализирующих элементов при проведении ряда практически важных химических реакций. Как правило, такие пленки с толщиной порядка 0,1 мкм и менее наносятся на немагнитные подложки (стекло, и др.), и качество их синтеза может значительно влиять на протекание химических реакций, в которых они применяются как катализаторы.

Поэтому выявление основных закономерностей в формировании их структуры при различных методах их синтеза имеет важное научное и научно-практическое значение.

Нами совместно с сотрудниками химического факультета БГУ выполнен цикл гамма-резонансных исследований структурно-фазовых превращений в тонких пленках с использованием различных методов их получения (см., например, [23]).

Особый научный и научно-практический интерес вызывают такие исследования структуры и фазового состава поверхностных слоев тонких пленок, которые могут быть

реализованы в режиме полного внешнего отражения мессбауэровского излучения от их поверхности.

Как известно, коэффициент преломления резонансного гамма-излучения в средах n всегда немного меньше единицы, и поэтому при достаточно малых касательных углах падения φ такого излучения на границу раздела «воздух-среда» возникает эффект полного внешнего отражения (ПВО) гамма-излучения от границы такого раздела по аналогии с аналогичным эффектом в классической оптике. Условие полного внешнего отражения электромагнитного излучения определяется соотношением $\sin^2 \varphi \leq 1 - n^2$, и для гамма-резонансного излучения железа 14,4 кэВ угол φ имеет порядок величины 10^{-6} .

При этом глубина проникновения электромагнитного излучения в материал образца в режиме полного внешнего отражения сравнима с его длиной волны, что в случае гамма-резонансного излучения с энергией 14,4 кэВ составляет величину порядка одного нанометра [24].

С увеличением угла скольжения резонансного гамма-излучения по поверхности исследуемого образца амплитуда зеркально отраженной волны быстро уменьшается и становится неразличимой на нерезонансном фоне.

Таким образом, для эффективной реализации условий ПВО расходимость пучка гамма-квантов должны быть сравнимой с углом $\varphi \approx 10^{-6}$, что накладывает жесткие условия на соответствующую коллимацию пучка гамма-квантов.

В то же время, необходимость столь жесткой коллимации пучка неизбежно приводит к потере скорости счета детектора электронов и ухудшению соотношения эффект/фон по сравнению с традиционными измерениями мессбауэровских спектров в геометрии рассеяния.

В силу этих обстоятельств, в научной литературе имеется крайне незначительное число работ с реализацией измерений мессбауэровских спектров в режиме ПВО гамма-резонансного излучения.

В то же время, использование воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных электронов, геометрия измерений в котором уже основана на использовании касательного падения гамма-резонансного излучения на поверхность исследуемого образца, позволяет наиболее просто адаптировать этот детектор к измерениям спектров в режиме ПВО с минимальными потерями в интенсивности излучения, падающего на образец под углами его полного внешнего отражения. В частности, в реализованной нами модельной геометрии измерений ПВО, интенсивность регистрируемых детектором полезных событий составила от 30 до 50 импульсов в секунду [25], что в принципе делает возможным измерение мессбауэровских спектров в режиме полного внешнего отражения от поверхности исследуемых образцов. Более того, такого рода измерения, характеризующиеся крайне малой толщиной проникновения в исследуемый образец порядка одного нанометра, безусловно следует отнести к фундаментальным исследованиям, в которых могут использоваться специально приготовленные образцы, обогащенные резонансным изотопам. В этом случае резонансное взаимодействие мессбауэровских гамма-квантов с железосодержащим образцом становится доминирующим на фоне других конкурентных процессов взаимодействия, что позволяет получать статистически обеспеченные результаты при

гамма-резонансных исследованиях поверхностных слоев материалов за время измерения, составляющее несколько часов [25].

Такого рода исследования были реализованы нами для тонкопленочных структур на основе оксида CoFe_2O_4 , получаемых осаждением из водных коллоидных растворов на подложки из стекла.

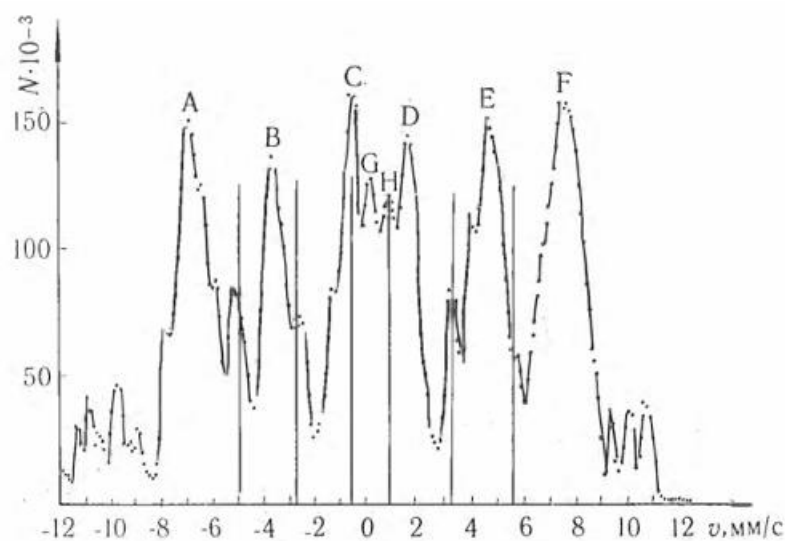
При проведении этих исследований с воздушным сцинтилляционным детектором электронов использовалась специальная коллимационная система для падающего на поверхность пленки гамма-резонансного излучения, состоящая из двух соосных коллиматоров с шириной коллимационной щели 2 мм, разделенных расстоянием l не менее 30 см.

Юстировка образца проводилась с помощью оптического излучения, проходящего через обе щели, и при минимально наблюдаемой ширине щели вычислялся угол наклона образца к оси пучка $\theta = \Delta y / l$, где Δy – изменение координаты изображения щели за счет отражения света от образца. В наших экспериментах величина θ имела порядок 10^{-3} , и угол скольжения составлял около $3 \cdot 10^{-3}$, что было достаточно для реализации режима полного внешнего отражения гамма-резонансного излучения от поверхности исследуемого образца.

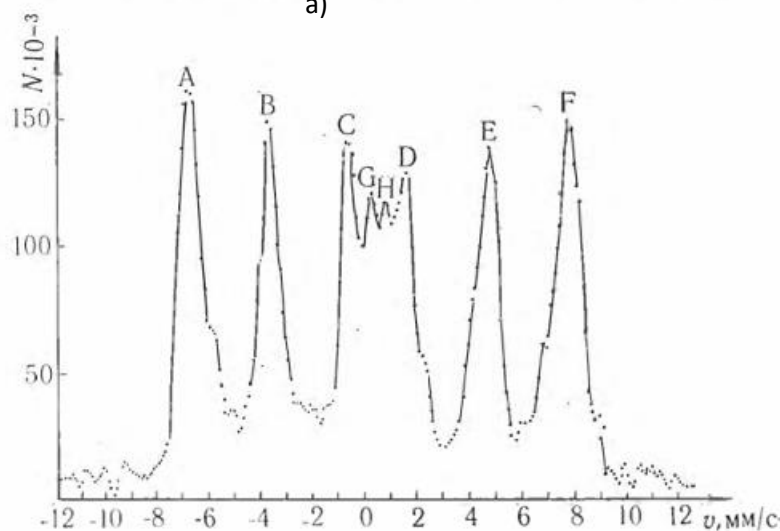
Разработанный метод был использован для исследования структуры и фазового состава приповерхностных слоев пленочной структуры CoFe_2O_4 при различных температурах отжига образцов. Измерение мессбауэровских спектров проводилось как в условиях полного внешнего отражения мессбауэровского излучения от поверхности пленки (глубина исследуемого слоя около 1 нм), так и при рассогласовании условий полного внешнего отражения излучения, при котором мессбауэровские спектры измерялись по всей толщине пленки, составлявшей около 100 нм. Время измерения каждого мессбауэровского спектра доходило до 24 часов.

В качестве примера такого исследования на рисунке 5.10 приведены спектры исходной структуры пленки после отжига при температуре 150°C. Основу спектра составляет суперпозиция секстета уширенных линий магнитной сверхтонкой структуры (обозначенной буквами А, В, С, D, E, F) и дублета квадрупольного расщепления ядерных уровней немагнитного железа со значительно меньшей интенсивностью (линии G и H).

Уширение линий зеемановского секстета магнитой сверхтонкой структуры по сравнению с контрольным образцом α -железа было вполне ожидаемо и возникало в силу того, что в решетке исследуемого соединения CoFe_2O_4 атомы железа занимают две различные координации с различающимися значениями эффективного магнитного поля на ядрах, в полной аналогии с оксидом Fe_3O_4 [1]. Поэтому спектр магнитного железа фактически представляет суперпозицию двух неразрешенных зеемановских секстетов с близкими характеристикам. Кроме того, для очень тонкого приповерхностного слоя заметный вклад в дополнительное уширение мессбауэровских линий могут вносить и релаксационные процессы [4].



а)



б)

Рис. 5.10. Мессбауэровские спектры, полученные с тонкой пленки CoFe_2O_4 при температуре отжига 150°C : а — в условиях ПВО; б — при рассогласовании условий ПВО.

В то же время, сравнение мессбауэровских спектров на рисунках 5.10 а и б показывает и значительные отличия в их структуре, что, в свою очередь, отражает отличие физико-химических свойств тонкого поверхностного слоя около 2 нм от свойств образца в целом. Это различие в частности проявляется в большей ширине линий зеемановского секстета на спектрах ПВО (рисунок 5.10 а) по сравнению со спектрами, измеренными при рассогласовании условий ПВО (рисунок 5.10 б), и это различие связано, скорее всего, с большей диффузионной подвижностью атомов железа на поверхности образца, чем в его глубинных слоях. Такая диффузионная подвижность действительно может приводить к значительному уширению мессбауэровских линий [1, 4].

Еще одним отличием мессбауэровского спектра образца, измеренного в условиях ПВО (рисунок 5.10 а) по сравнению со спектром на рисунке 5.10 б, является присутствие сек-

стета линий металлического железа α -Fe, положение которых на рисунке 5.10 а показано вертикальными линиями). Скорее всего, такие поверхностные вкрапления металлического железа на поверхности образца находятся в виде кластеров, и их наличие само по себе представляет собой интересный физико-химический эффект, требующий своего объяснения.

Далее, на рисунках 5.11 а, б представлены спектры, полученные с пленки после ее отжига при температуре 550 °С.

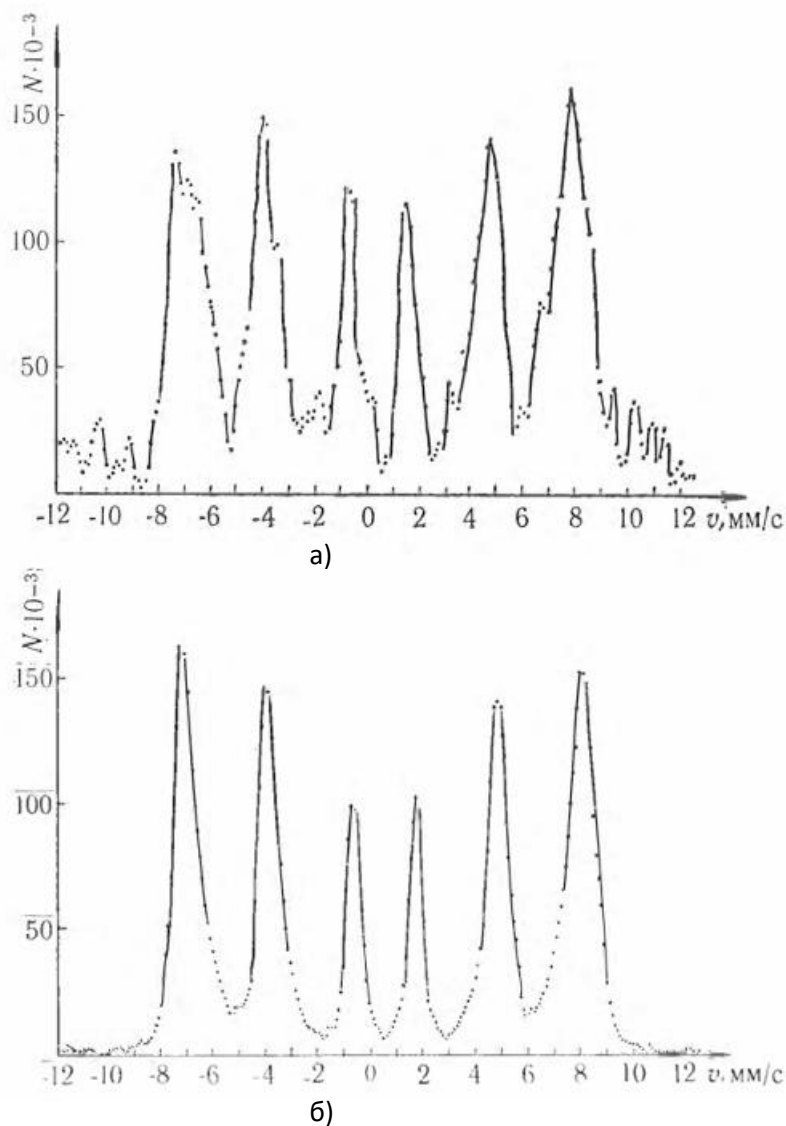


Рис. 5.10. Мессбауэровские спектры, полученные с пленки при температуре отжига 550°С: а — в условиях ПВО; б — при рассогласовании условий ПВО

Обращает на себя внимание полное превращение парамагнитного железа в окисное, что проявляется в исчезновении центрального дублета квадрупольного расщепления. Сравнение спектров позволяет сделать качественный вывод об уширении линий спектра припо-

верхностного слоя, измеренного в режиме ПВО, по сравнению со спектром от всего образца, измеренного при рассогласовании условий ПВО.

Причиной этого могут быть как диффузионные процессы на поверхности, так и наличие дополнительных фаз окисного железа в слое ~ 2 нм. К сожалению, рентгеноструктурные исследования, которые помогли бы ответить на этот вопрос, в таком тонком слое невозможны. В спектре ПВО наблюдается также исчезновение линий от металлического железа, что связано с переходом последнего в окисные формы при отжиге образца.

Таким образом, проведенные исследования доказали возможность реализации экспериментов по ПВО мессбауэровского излучения с помощью воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных электронов и одновременно продемонстрировали практическую эффективность метода в изучении тонких поверхностных слоев материалов.

5.2 Трансмиссионные мессбауэровские исследования высокотемпературных сверхпроводников на основе соединений мышьяка и железа

Высокотемпературные железосодержащие сверхпроводники были обнаружены в 2008 году исследователями из Японии и Китая. Ими было открыто новое семейство высокотемпературных сверхпроводников с общей химической формулой ReFeAsO , где Re обозначает какой-либо из редкоземельных металлов (Sm, Nd, Pr, Ce или La) [53-56]. Как оказалось, эти вещества обладают неожиданно высокой температурой перехода в сверхпроводящее состояние, достигающей 55 К.

Уникальность этого открытия состояла в том, что в состав почти всех ранее открытых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) входил оксид меди. Полученный впервые широкий класс некупратных ВТСП вселял надежду на то, что будет наконец найдено общее теоретическое объяснение явления высокотемпературной сверхпроводимости. Также ожидалось, что открытие железосодержащих сверхпроводников откроет новые возможности на пути к дальнейшему повышению температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

Первое сообщение об открытии некупратного ВТСП с формулой $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ($x=0,05\dots 0,12$) было сделано в начале 2008 года.

Некоторое время спустя, в том же 2008 году, стали появляться сообщения об открытии сверхпроводимости в других соединениях железа с мышьяком: GdOFeAs ($T_c=36$ К), SmOFeAs ($T_c=43$ К), PrOFeAs ($T_c=52$ К), и, наконец, $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ с рекордным значением $T_c=55$ К при $x=0,1$ [56].

Как известно, в классических сверхпроводниках механизм сверхпроводимости объясняется через образование куперовских пар электронов, которые распространяются в сверхпроводниках без потери энергии. Согласно общепризнанной теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) [57], пары удерживаются вместе посредством колебаний через основу материала из положительно заряженных ионов. Однако в настоящее время полагается, что этот механизм не объясняет явления высокотемпературной сверхпроводимости в купратных сверхпроводниках, где критическая температура может достигать значения

138 К. В таких сверхпроводниках каждое соединение содержит плоскости кислорода и ионов меди, упакованных в квадратных структурах.

Новые ВТСП на основе арсенидов железа имеют ряд структурных свойств, которые делают их похожими на купратные ВТСП. Они также являются многослойными материалами, однако вместо меди и кислорода они содержат плоскости железа и мышьяка. Между плоскостями лежат элементы, такие как лантан, церий или самарий, смешанные с кислородом или фтором. Кроме того, как ранее известные, так и новые ВТСП изначально являются плохими проводниками или диэлектриками и в широком температурном интервале являются антиферромагнетиками. Это дает основание предположить, что механизм высокотемпературной сверхпроводимости примерно одинаков в купратных и арсенидных ВПСТ. Однако между этими типами соединений имеется ряд существенных отличий, и качественные расчеты показывают, что механизмы ВТСП в этих соединениях не могут быть тождественны друг другу.

Необходимо также отметить ряд важных различий между старыми и новыми ВТСП в отношении их макроскопических свойств. В частности, расчетами показано, что железосодержащие ВТСП способны генерировать магнитное поле, на порядок величины превышающее значения, достигнутые с купратными соединениями. Это открывает совершенно новые и важные перспективы практического использования сверхпроводников на основе арсенида железа.

Кроме того, как известно, купратные ВТСП деградируют со временем из-за потери кислорода, являющегося принципиально важным элементом в обеспечении механизма их высокотемпературной сверхпроводимости. В противоположность этому, сверхпроводники на основе арсенида железа являются стабильными соединениями, не показывающими заметного изменения их физико-химических свойств с течением времени.

С точки зрения новых возможностей в проведении структурно-аналитических исследований ВТСП на основе арсенида железа, принципиально важным также является наличие железа в формуле соединения, причем не в качестве легирующего элемента, как в ряде купратных ВТСП, а как элемента, входящего в химическую формулу исследуемого соединения. Это обстоятельство позволяет проведение мессбауэровских исследований арсенид-железистых ВТСП с достижением высокой статистической обеспеченности получаемых спектров при сравнительно большой величине резонансного эффекта, достигающей нескольких процентов. В то же время, для купратных ВТСП, легированных железом, величина резонансного эффекта составляет величину менее 1 %, и в этих условиях мессбауэровская спектроскопия могла применяться только лишь как качественный метод (см., например, [58-63]).

В противоположность этому, для железосодержащих ВСТП эффект Мессбауэра потенциально может стать тем методом исследования, с помощью которого возможно получение качественно новой информации о механизме высокотемпературной сверхпроводимости, способным стать основой для разработки принципиально новых технологий для целенаправленного повышения критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние для исследуемых материалов.

При проведении наших исследований основное внимание было сфокусировано на сверхпроводниках с общей формулой LaOFeAs . В работах [64–67] было показано, что соединение LaOFeAs является парамагнитным при комнатной температуре и переходит в антиферромагнитное состояние при температуре около 140 К, оставаясь в этом состоянии вплоть до температуры жидкого гелия 4,2 К.

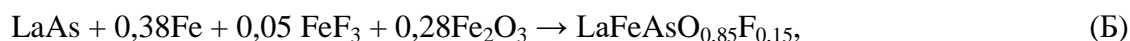
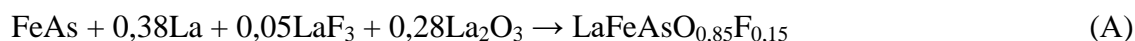
Легирование соединения LaOFeAs фтором с $x=0,11$ ($\text{LaO}_{0.89}\text{F}_{0.11}\text{FeAs}$) приводит к разрушению антиферромагнетизма: магнитное поле на ядрах железа становится равным нулю во всем температурном интервале от комнатной температуры до температуры жидкого гелия. В работе [64] также сделан вывод о том, что разрушение антиферромагнитного состояния LaOFeAs при его легирования фтором прямо связано с проявлением этим соединений свойства сверхпроводимости: последняя наблюдалась только в тех случаях, когда магнитное поле на ядрах железа оставалось равным нулю во всем исследуемом температурном интервале. Отмеченный эффект может быть важен при объяснении механизма сверхпроводимости в ВТСП на основе арсенида железа. В то же время, очевидно, что полученные результаты явно не исчерпывают возможностей эффекта Мессбауэра в исследовании новых ВТСП, и это обстоятельство стимулировало развитие наших собственных исследований макро- и микроскопических свойств ВТСП на основе арсенида железа.

Для их проведения потребовалась, прежде всего, разработка собственных методов и воспроизводимых технология получения высокотемпературных сверхпроводящих соединений с общей формулой ReFeAsO . Также нами предполагалось исследование ряда физических эффектов, которые могут влиять на свойства как высокотемпературных сверхпроводников, так и наноматериалов [26–29].

Синтез образцов проводился на химическом факультете БГУ на кафедре физической химии химического факультета (зав. кафедрой профессор В.В. Паньков). На первом этапе нами было синтезировано соединение $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$. Для синтеза образца сначала получили арсенид железа. Для этого в вакуумированной ампуле обжигали спрессованный порошок, состоящий из металлического мышьяка и карбонильного железа, при температуре 400–420 °С в течение 40 часов. Рентгенофазовый анализ (РФА) образца показал образование соединения FeAs . Вторая стадия синтеза проводилась согласно схеме $\text{FeAs} + 0,38\text{La} + 0,05\text{LaF}_3 + 0,28\text{La}_2\text{O}_3 \rightarrow \text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$.

Часть образцов была приготовлена в порошкообразном виде. РФА образца, выполненный на химическом факультете БГУ, показал значительное присутствие в нем соединения LaFeO_3 , что свидетельствует о выборе не самой оптимальной схемы синтеза, в результате которой фактически синтезировался образец, представляющий собой смесь $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$ и LaFeO_3 .

На последующих этапах реакции проводились в два этапа: синтез прекурсоров LaAs и FeAs , и далее синтез самих образцов методом твердофазного спекания согласно уравнениям



с использованием полученных прекурсоров.

Результаты синтеза контролировались рентгенофазовыми измерениями (РФА). Для примера на рисунке 5.1 приведена дифрактограмма образца $\text{FeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$, полученного в реакции (1).

РФА проводился при комнатной температуре на рентгеновском дифрактометре HZG 4A (Carl Zeiss, Jena, излучение $\text{Co}_{K\alpha}$, марганцевый фильтр) при токе 30 мА и напряжении 40 кВ. Измерения проводились в пошаговом режиме в диапазоне углов отражения излучения $8^\circ \leq 2\Theta \leq 130^\circ$, с шагом $0,02^\circ$. Время измерения в каждой точке 30 с.

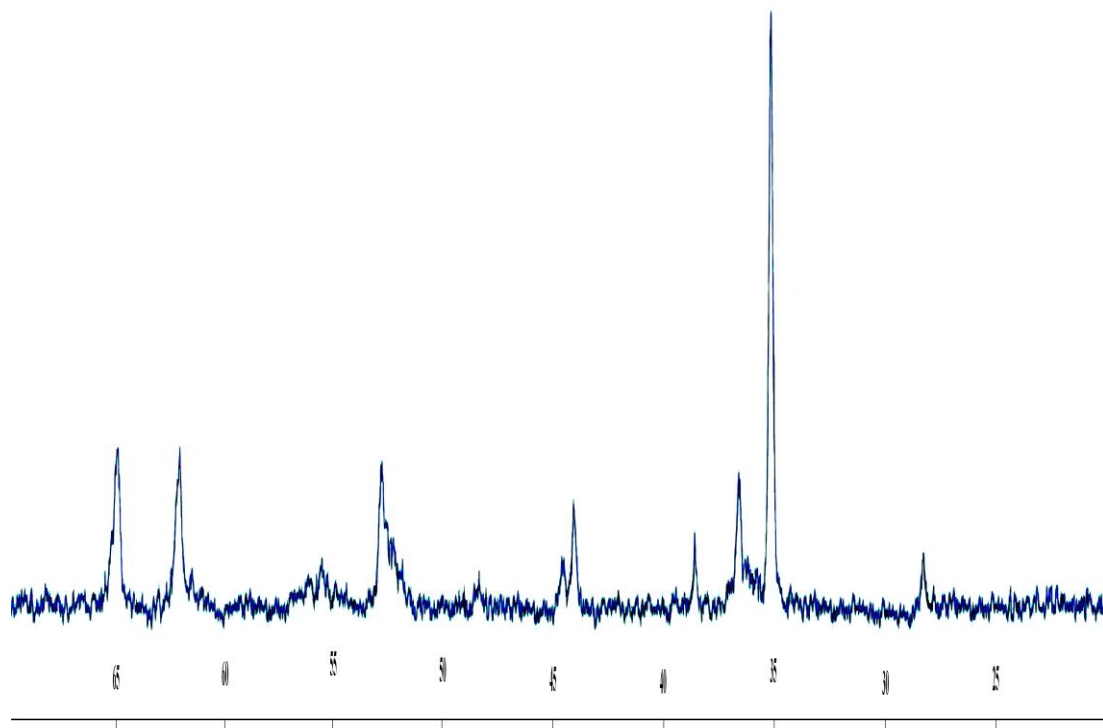


Рис. 5.1. Дифрактограмма соединения $\text{LaFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$, синтезированного в реакции (А). Измерения проводились при комнатной температуре на рентгеновском дифрактометре HZG 4A (Carl Zeiss, Jena, излучение $\text{Co}_{K\alpha}$, марганцевый фильтр) при токе 30 мА и напряжении 40 кВ. Измерения проводились в пошаговом режиме в диапазоне углов отражения излучения $8^\circ \leq 2\Theta \leq 130^\circ$, с шагом $0,02^\circ$. Время измерения в каждой точке 30 с

Мессбауэровские спектры измерялись в геометрии пропускания с использованием источника резонансного излучения ^{57}Co (Rh) активностью 0,6 ГБк. Для проведения мессбауэровских измерений при низких температурах образцы помещались в рабочую камеру криогенной системы Oxford Instruments; внешнее магнитное поле величиной до 5 Т прикладывалось в параллельном направлении по отношению к оси распространения пучка гамма-квантов. Для измерения спектров использовался высокоэкспрессный мессбауэровский спектрометр MS-2000, разработанный в БГУ [15] (см. п. 4.5). Время измерения на каждом образце составляло около 10 часов.

По результатам проведенного анализа результатов РФА (рисунок 5.1) нами получена тетрагональная единичная ячейка, параметры которой хорошо согласуются с известными данными. Это позволило нам заключить, что синтезируемое вещество является практически монофазным с содержанием $\text{LaFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ до 98 %. Добавим, что аналогичная дифрактограмма была получена и для образца, синтезированного в реакции (2).

Соответственно, дальнейшие исследования свойств образцов $\text{LaFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$, синтезированных в реакциях (1) и (2), показали, что оба типа образцов являются практически идентичными.

В дальнейшем основное внимание в проведении структурно-аналитических исследований было уделено образцу 1, синтезированному через реакцию (1).

Заметим, что кроме проведения мессбауэровских исследований образцов, нами также проводилось исследование их магнитных и электрических свойств.

С этой целью ряд образцов синтезировался в форме тороидов (наружный диаметр 12 мм, внутренний диаметр 9,5 мм и высота 5 мм), на которые была намотана катушка из 115 витков медного провода диаметром 0,1 мм. От генератора переменного напряжения ГЗ-118 через ограничивающий резистор в катушке возбуждалось переменное магнитное поле, при этом индуцированное в катушке напряжение измерялось цифровым мультиметром Agilent 34401A. Образец помещался в сосуд Дьюара с жидким гелием. Стабилизация температуры образца производилась стабилизатором с точностью 0,01 К. Температура измерялась германиевым термометром сопротивления ТПК-51 с точностью 0,01 К.

Выражение для полного импеданса катушки с образцом, если пренебречь собственной емкостью, имеет вид:

$$\text{Re } Z_K = R_K = R_{K0} + R_M, \quad \text{Im } Z_K = \omega L_K,$$

где R_{K0} - сопротивление измерительной катушки без образца,

R_M - сопротивление магнитных потерь в образце,

L_K - индуктивность измерительной катушки с образцом,

и величины R_M и L_K связаны с собственной индуктивностью самой катушки L_{K0} и магнитной проницаемостью сердечника $\mu = \mu' - i\mu''$ известными соотношениями:

$$R_M = \mu'' \omega L_{K0}, \quad \omega L_K = \mu' \omega L_{K0}.$$

Измерения проводились следующим образом: сначала при заданной температуре на относительно высоких частотах (в нашем случае 50, 100 и 200 кГц) измерялся модуль полного импеданса катушки с образцом. Затем измерения повторялись на низкой частоте около 1 кГц. Очевидно, что при низкочастотном измерении вклад в импеданс дает только активное сопротивление катушки. Это позволяет определить индуктивность катушки с образцом и вычислить реальную часть магнитной проницаемости. Мнимую ее часть можно получить, если измерять сдвиг фазы между опорным сигналом генератора и сигналом на измерительной катушке.

Также проводились измерения петли гистерезиса стандартным методом.

Мессбауэровские исследования образцов проводились в геометрии пропускания с использованием источника резонансного излучения Co(Rh) активностью 20 мКи и мессбауэровского спектрометра MS-2000. Исследуемые образцы помещались в гелиевый криостат, работающий в режиме замкнутого цикла, и позволяющий регулировать температуру образцов от 4,2 К до 300 К.

Мессбауэровские спектры образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}+\text{LaFeO}_3$, измеренные при температурах 300 К и 5 К, соответственно, приведены на рисунке 5.2. Источник резонансного излучения – $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$.

Математическая обработка и последующий анализ этих спектров подтверждает данные РФА, что основным синтезируемым соединением является LaFeO_3 , которому отвечает секстет магнитного сверхтонкого расщепления. Малоинтенсивная группа линий в районе нуля скорости соответствует сверхпроводящему соединению $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$.

Результаты магнитных измерений для этого образца и ход кривой магнитной индукции в зависимости от температуры приведены на рисунках 5.3 и 5.4, соответственно.

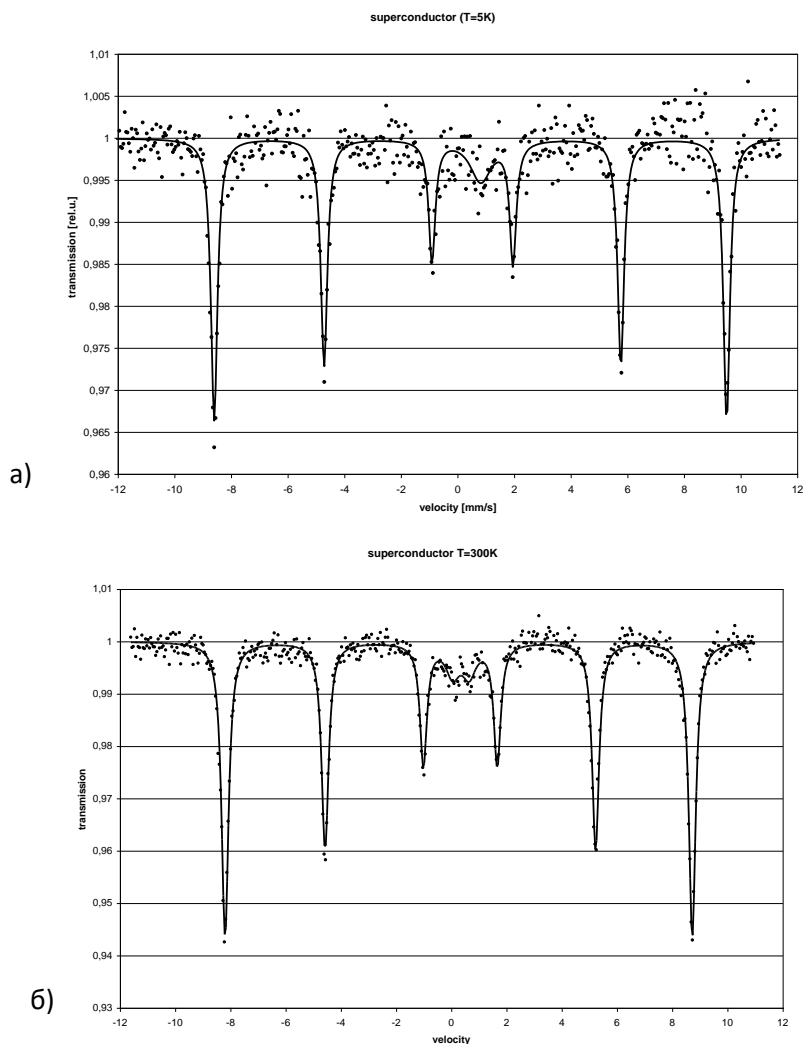


Рис. 5.2. Мессбауэровские спектры образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}+\text{LaFeO}_3$, измеренные при $T=5$ К (а) и $T=300$ К (б).

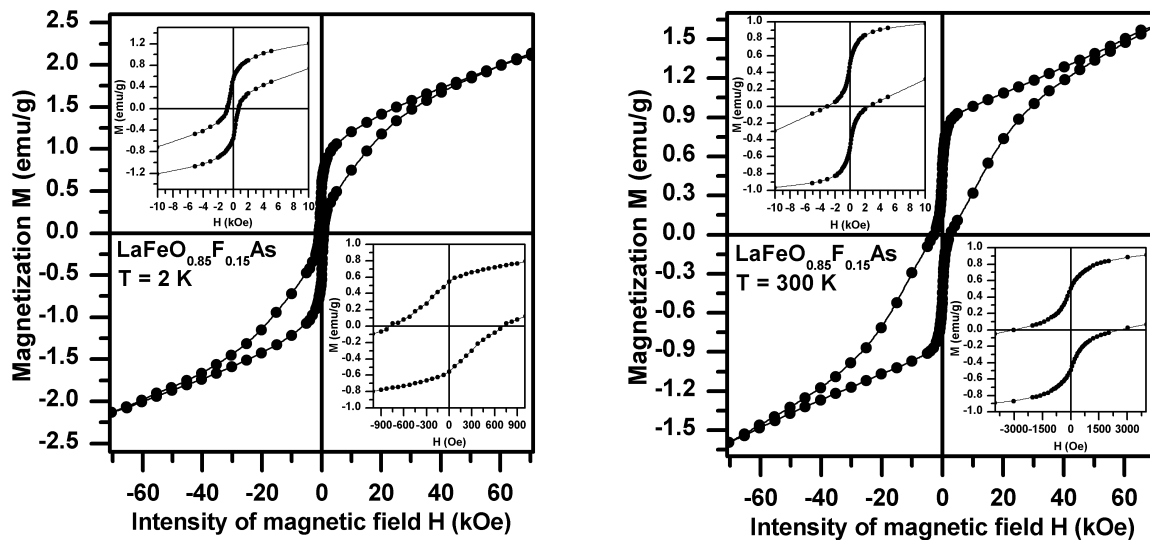


Рис. 5.3. Кривые намагничивания и кривые гистерезиса образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}+\text{LaFeO}_3$ во внешнем магнитном поле при температурах $T=2\text{ K}$ и $T=300\text{ K}$.

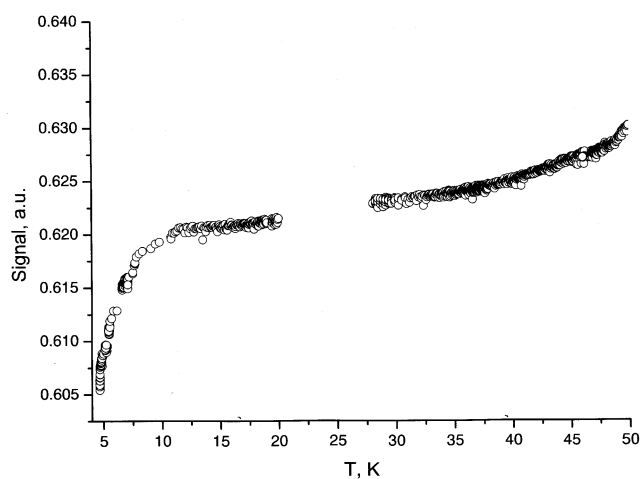


Рис.5. 4. Ход кривой магнитной индукции тороидального образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}+\text{LaFeO}_3$ в зависимости от температуры.

Результаты мессбауэровских измерений образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$, синтезированного по реакции (1), подтверждают наблюдения других авторов (см, например [60]), согласно которым при $x>0,10$ (в нашем случае $x=0,15$) дальний магнитный порядок в образцах исчезает, и они становятся парамагнитными во всем интервале исследуемых температур от 4.2 К до 300 К.

Для примера на рисунке 5.5 приведены мессбауэровские спектры образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$, измеренные при температурах 300 К и 5 К, соответственно.

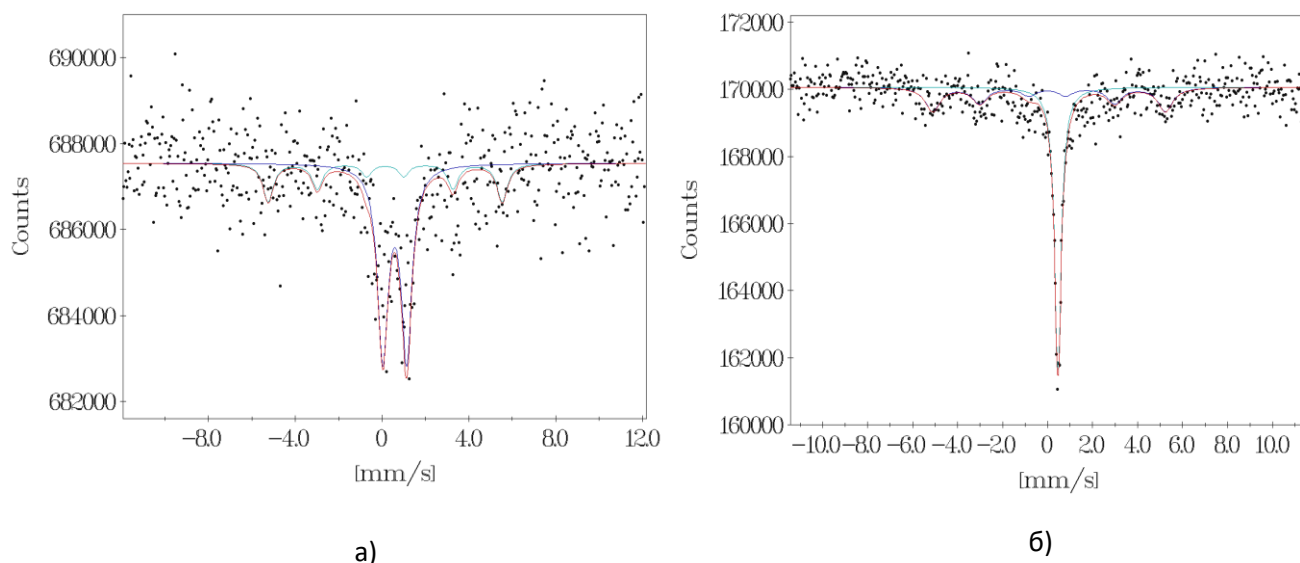


Рис. 5.5. Мессбауэровские спектр образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$, измеренные при $T=5$ К (а) и $T=300$ К (б).

Полученные спектры подтверждают данные рентгенофазового анализа о формировании практически монофазного соединения $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$, которое является парамагнетиком в широком температурном интервале.

Результаты магнитных измерений для этого образца и зависимость удельного сопротивления от температуры приведены на рисунке 5.6. Ферромагнитное поведение образцов при комнатной температуре может объясняться небольшой примесью оксида железа типа FeO_x . Эти измерения проведены на факультете естественных наук Университета Палацкого (Оломоуц, Республика Чехия).

На рисунке 5.7 представлена полученная нами зависимость удельного сопротивления тороидального образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$ от температуры, и на рисунке 5.8 воспроизведен укрупненный фрагмент рисунка 5.7 в температурном интервале 5...50 К, показывающий наличие высокотемпературного эффекта Кондо (возрастание удельного сопротивления образца с уменьшением температуры [38]), который, согласно нашим данным, ранее наблюдался только при температурах, близких к температуре жидкого гелия (менее 5 К), и еще никогда не наблюдался в температурном интервале до 40-50 К.

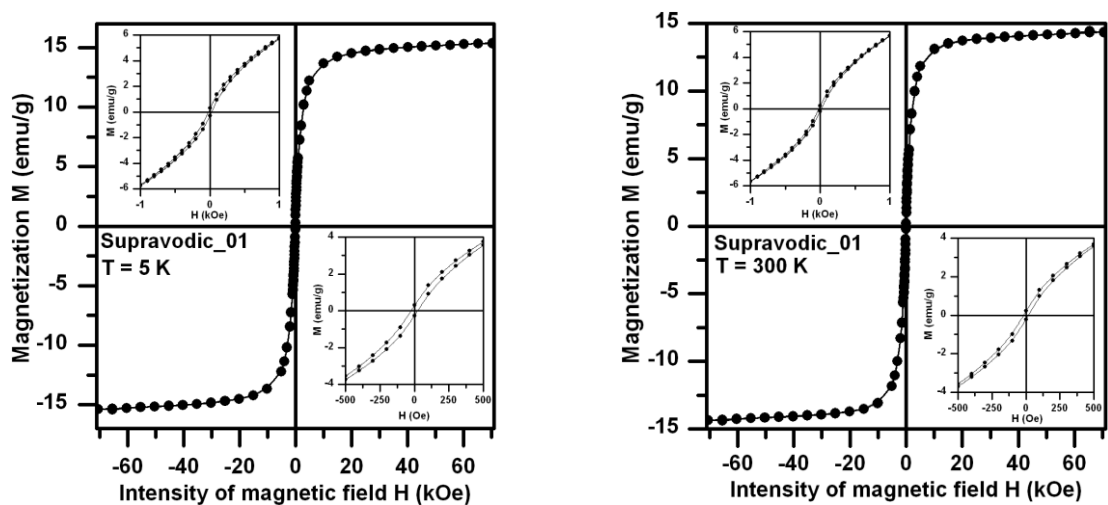


Рис. 5.6. Кривые намагничивания тороидального образца $\text{LaFeO}_{0,85}\text{F}_{0,15}\text{As}$ и параметры кривых гистерезиса, полученные при $T=5^\circ\text{K}$ и $T=300^\circ\text{K}$, соответственно (Таблица 5.1). Измерения проведены в Университете Палацкого (Оломоуц, Республика Чехия).

Таблица 5.1. Параметры кривых гистерезиса для исследуемого образца $\text{LaFeO}_{0,85}\text{F}_{0,15}\text{As}$

Sample	T	$M_{\text{max}+}$	$M_{\text{max}-}$	$H_{\text{C}+}$	$H_{\text{C}-}$	$M_{\text{R}+}$	$M_{\text{R}-}$
$\text{LaFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$	(K)	(emu/g)	(emu/g)	(Oe)	(Oe)	(emu/g)	(emu/g)
	5	15.3770	-15.3783	-25	24	0.2966	-0.2886
	300	14.3657	-14.3626	-18	15	0,2218	-0,2183

$M_{\text{max}+}$ (7 T) – максимальная намагниченность при 7 T, $M_{\text{max}-}$ (-7 T) – минимальная намагниченность при 7 T, $H_{\text{C}+}$ – положительная коэрцитивность, $H_{\text{C}-}$ – отрицательная коэрцитивность, $M_{\text{R}+}$ – положительная постоянная намагниченность.

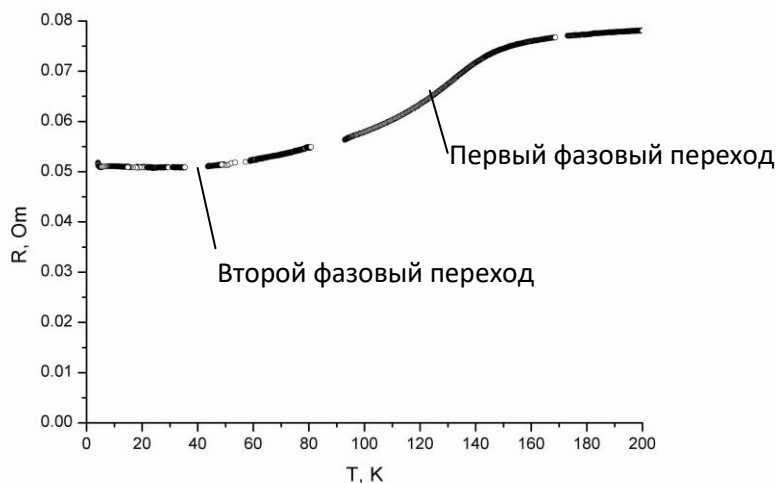


Рис. 5.7. Зависимость удельного сопротивления тороидального образца $\text{LaFeO}_{0,85}\text{F}_{0,15}\text{As}$ от температуры.

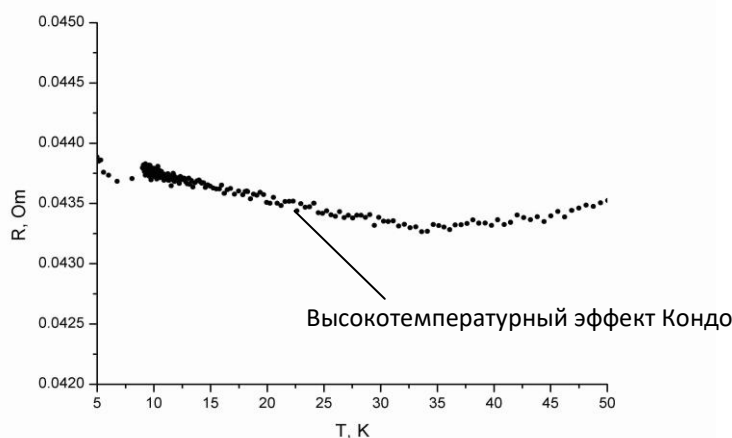


Рис. 5.8. Ход кривой удельного сопротивления тороидального образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$ в зависимости от температуры при $T < 50$ К.

При анализе данных исследований образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$, представленных на рисунках 5.6-5.8, также обращает на себя внимание противоречивый на первый взгляд результат: кривые намагничения и кривые гистерезиса для этого образца (рисунок 5.6) не обнаруживают эффекта сверхпроводимости во всем исследованном интервале температур $T = 2 \dots 300$ К, в то время как кривая магнитной индукции (рисунок 5.4) испытывает резкий спад при $T < 10$ К, что характерно при появлении эффекта сверхпроводимости. Для объяснения совокупности этих результатов мы предположили, что в данном образце при $T < 40$ К происходит кластеризация областей сверхпроводимости, при которой эффект сверхпроводимости не проявляется в магнитных измерениях, но заметен при измерении кривой магнитной индукции [26-28].

Интерес к обнаруженному эффекту объясняется тем, что при его детальном исследовании открывается принципиальная возможность для более полного понимания динамики процессов перехода образцов в сверхпроводящее состояние при варьировании относительного содержания компонент $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$ и LaFeO_3 с одновременным измерением мессбауэровских спектров таких образцов.

В то же время, при исследовании образца $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$ (данные рисунков 5.6-5.8), нами не были выявлено его перехода в сверхпроводящее состояние во всем диапазоне температур $T = 5 \dots 300$ К. По нашим оценкам, это связано с завышенной концентрацией легирующего элемента – фтора ($x = 0.15$), тогда как, по литературным данным, переход в сверхпроводящее состояние для этого соединения должен наблюдаться в области меньших значений $x = 0.10 \dots 0.14$.

Для подтверждения этого результата, на кафедре физической химии химическом факультете БГУ был синтезирован еще одна серия из нескольких образцов $\text{LaFeAsO}_{(1-x)}\text{F}_x$ с варьируемым значением x от 0,11 до 0,14.

Для исследования структуры указанных образцов нами использовался рентгенофазовый анализ (РФА), магнитные измерения, а также мессбауэровские измерения в диапазоне температур 4,2...300 К.

Результаты исследования образца с $x=0,12$ приведены на рисунках 5.9-5.12.

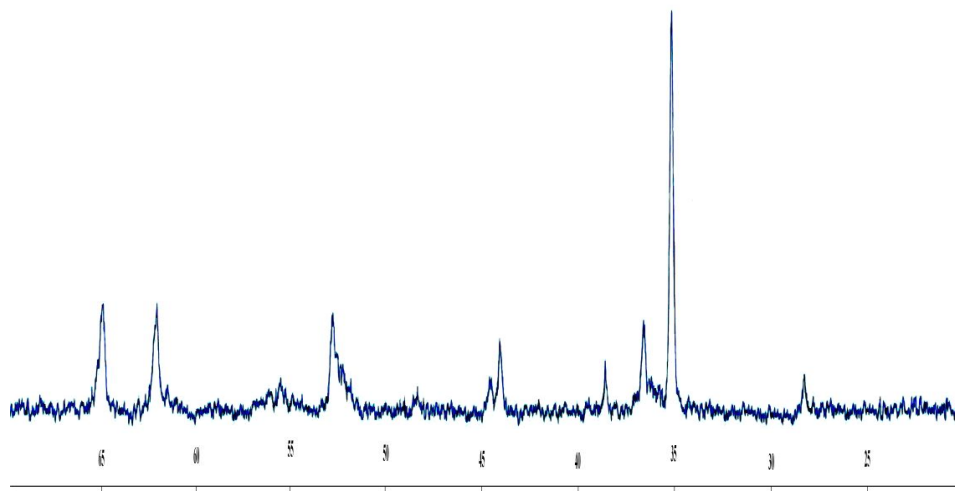


Рис. 5.9. Дифрактограмма соединения $\text{LaFeAsO}_{0.88}\text{F}_{0.12}$.

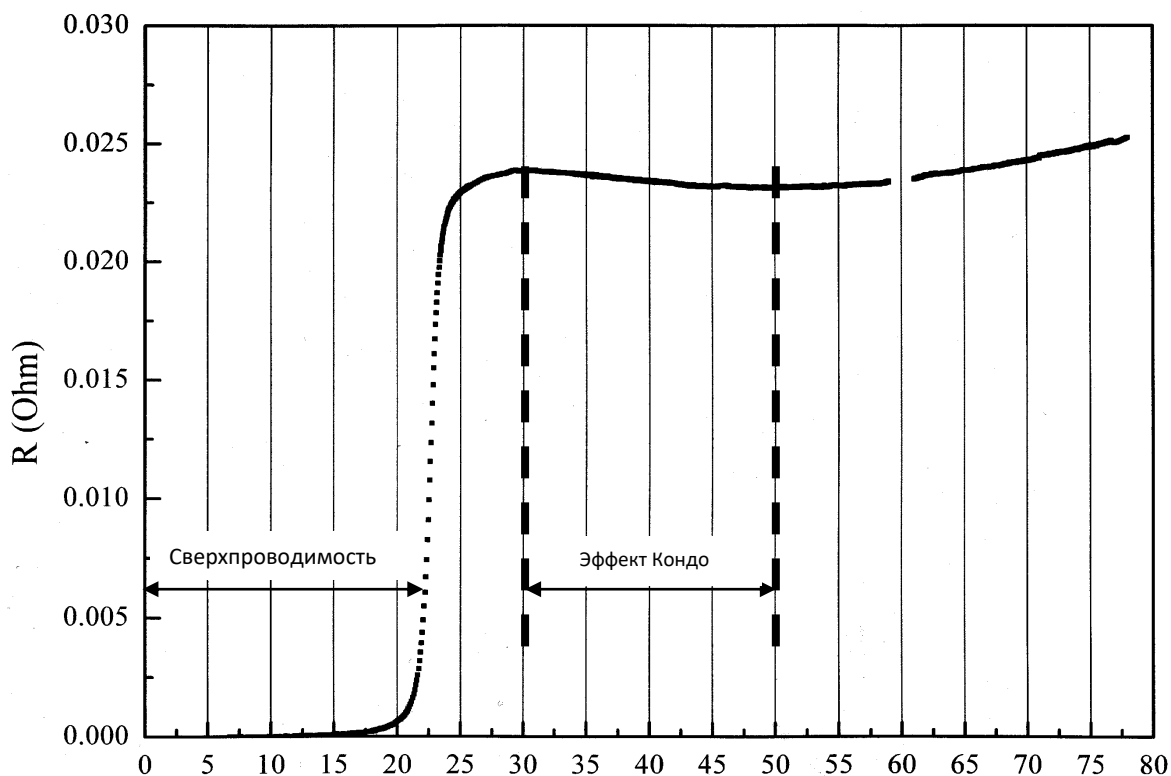
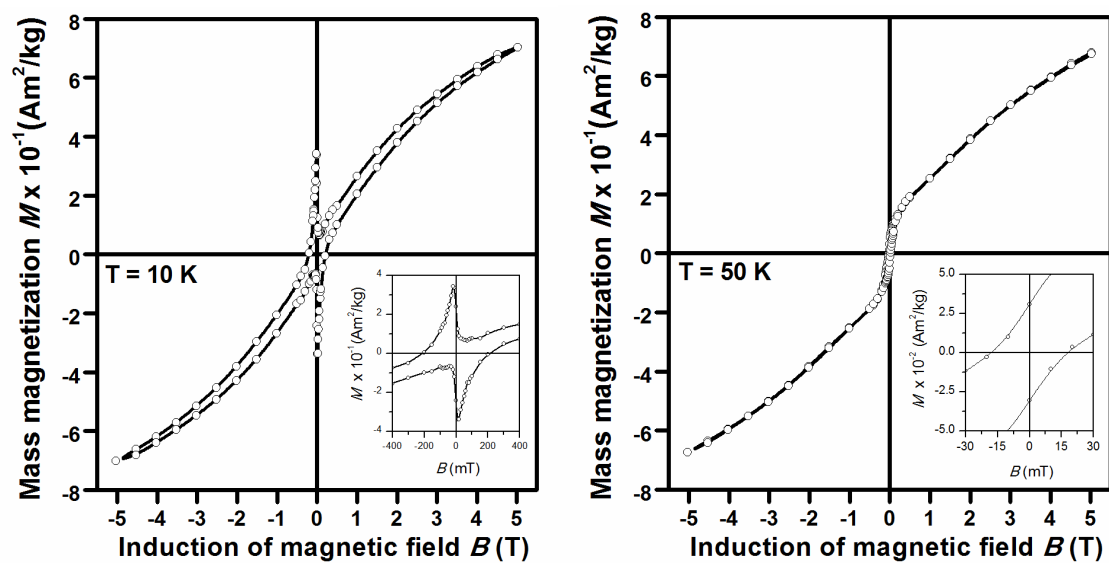


Рисунок 5.10 - Зависимость сопротивления образца R от температуры T в диапазоне температур от 5 К до 80 К



T (K)	$M_{\text{max}+} (5 \text{ T})$ (Am^2/kg)	$M_{\text{max}-} (-5 \text{ T})$ (Am^2/kg)	$B_{\text{C}+}$ (mT)	$B_{\text{C}-}$ (mT)	$M_{\text{R}+}$ (Am^2/kg)	$M_{\text{R}-}$ (Am^2/kg)
10	0.70	-0.70	211.79	-209.47	0.24	-0.24
50	0.68	-0.67	17.75	-17.80	0.03	-0.03

Рис. 5.11. Параметры петли гистерезиса образца $\text{LaFeO}_{0.88}\text{F}_{0.12}\text{As}$, измеренные при температурах 10 К и 50 К, где $M_{\text{max}+} (5 \text{ Тл})$ – максимальная намагниченность в магнитном поле 5 Тл, $M_{\text{max}-}$ (минус 5 Тл) – минимальная намагниченность в магнитном поле минус 5 Тл; $B_{\text{C}+}$ - положительная коэрцитивная сила; $B_{\text{C}-}$ - отрицательная коэрцитивная сила; $M_{\text{R}+}$ - положительная остаточная намагниченность и $M_{\text{R}-}$ - отрицательная остаточная намагниченность

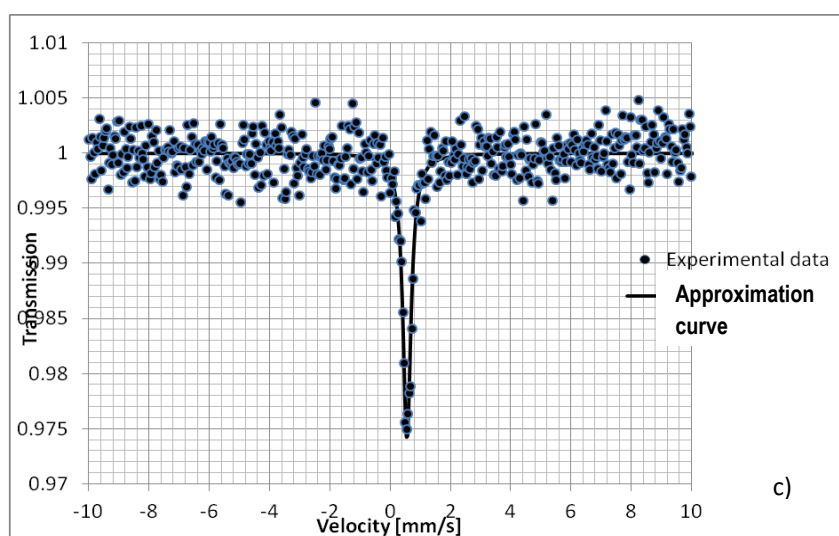
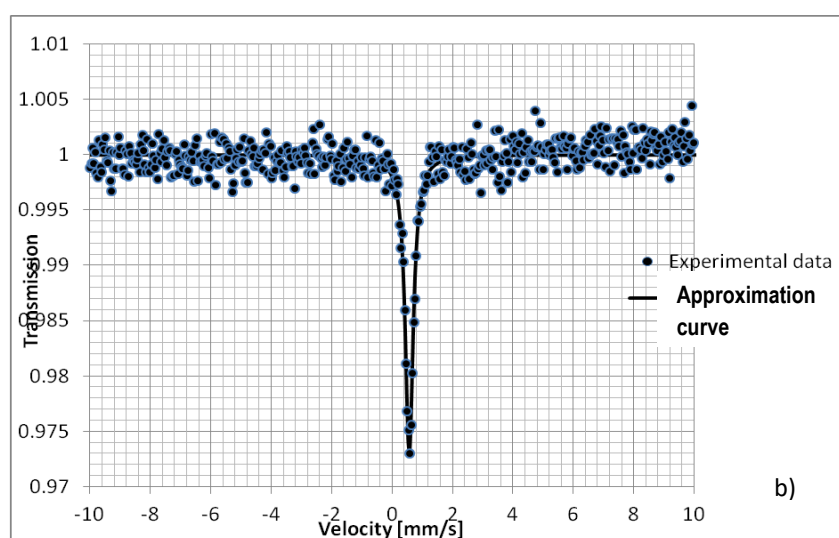
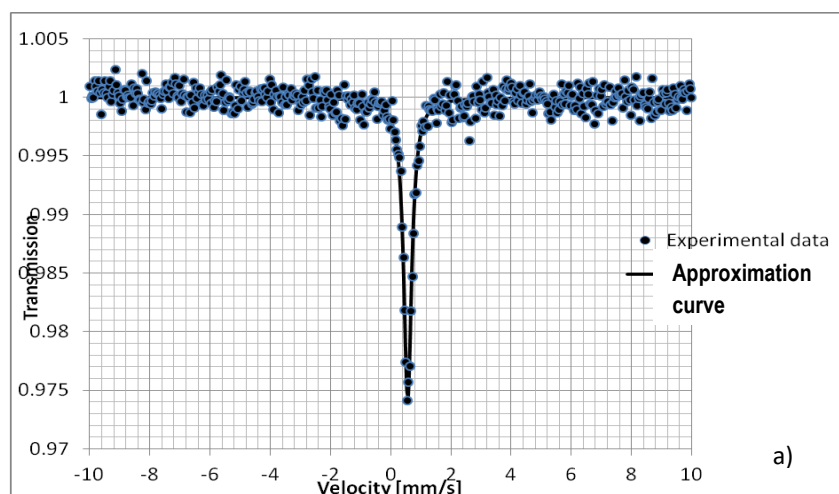


Рис. 5.12. Мессбауэровские спектры образца $\text{LaFeAsO}_{0.88}\text{F}_{0.12}$, измеренные при $T=5\text{ K}$ (a), $T=30\text{ K}$ (b), и $T=50\text{ K}$ (c)

Измерения РФА проводились с использованием характеристического излучения $\text{Co}_{K\alpha}$ в диапазоне углов 2θ от 10° до 70° . Анализ дифрактограмм проводился с помощью программы TREOR 90 [68].

Полученные результаты подтвердили образование твердого раствора на основе легированного фтором соединения LaFeAsO , содержание которого составляло около 98%. Наличие рефлексов исходных реагентов или примесных фаз не было обнаружено.

По расчету исходных компонентов установлено, что соединение $\text{LaFeAsO}_{0,88}\text{F}_{0,12}$ кристаллизуются в тетрагональную кристаллическую структуру, состоящую из чередующихся слоев Fe-As и La-O со следующими параметрами элементарной ячейки: $a = 0,3998$ нм, $c = 0,8735$ нм, что согласуется с данными работы [68].

Атомы железа и кислорода расположены в центре слегка искаженных As- и La-тетраэдров. При этом As-тетраэдры сжимаются в z-направлении; расстояние Fe-As равно 0,241 нм (0,234 нм по данным работы [64]), а углы As-Fe-As имеют значения $107,5^\circ$ ($105,8^\circ$ [68]) и $113,5^\circ$ ($117,1^\circ$ [69]). Каждый атом железа также связан с соседними атомами железа вдоль плоскости квадратной решетки с размером 0,285 нм (0,283 нм [63]).

Измерение сопротивления образца $\text{LaFeAsO}_{0,88}\text{F}_{0,12}$ проводилось во всем диапазоне температур 4,2-300 К с фиксированной разностью потенциалов V на краях образца при токе $I=24,7$ мА. Сопротивление R рассчитывалось по закону Ома $R=V/I$.

Наиболее интересная область зависимости сопротивления от температуры при $T < 80$ К приведена на рисунке 5.10. Наблюдаемый рост сопротивления образца при снижении температуры в области $T=30\dots 50$ К снова объясняется высокотемпературным эффектом Кондо (т.е. инверсной зависимостью сопротивления от температуры), впервые обнаруженным нами ранее на образце $\text{LaFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ [26].

В то же время, в отличие от соединения $\text{LaFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ (в котором эффект Кондо наблюдался вплоть до минимальной температуры 4,2 К), мы видим резкое снижение сопротивления образца до нуля в районе температур 20...25 К, т.е. переход к высокотемпературной сверхпроводимости. Вертикальные пунктирные линии на рисунке 5.10 показывают температурные области эффекта Кондо и сверхпроводимости.

Измеренные магнитные петли гистерезиса для образца $\text{LaFeAsO}_{0,88}\text{F}_{0,12}$ при температурах $T=10$ К и $T=50$ К, приведенные на рисунке 5.11, подтверждают наличие сверхпроводимости этого образца.

Кроме того, полученные данные показывают, что исследуемое соединение представляет собой сверхпроводник второго типа, находящийся в состоянии Мейснера и проявляющий диамагнетизм ниже критического поля $B_{C1} \approx 20$ мТл. При экстраполяции петли магнитного гистерезиса, приведенной на рисунке 5.11 при $T=10$ К, можно оценить величину второго критического поля $B_{C2} \approx 500$ мТл. Магнитные вихри в сверхпроводнике формируются между двумя указанными значениями критических магнитных полей. Плотность вихрей увеличивается с увеличением напряженности магнитного поля. При величине поля выше критического значения B_{C2} сверхпроводимость разрушается, и парамагнитный характер доминирует в магнитной петле гистерезиса.

При измерении мессбауэровских спектров порошкообразного образца $\text{LaFeAsO}_{0,88}\text{F}_{0,12}$ при различных температурах нами не обнаружено существенных изменений их парамет-

ров выше и ниже критической температуры [28]. В качестве примера на рисунке 5.12 приведены мессбауэровские спектры образца, измеренные при $T=5$ К (а), $T=30$ К (б) и $T=50$ К (с), которые представляют собой одиночную линию, максимум которой лежит вблизи нулевой относительной скорости. Параметры спектров практически не зависят от температуры и характеризуются величиной изомерного сдвига $\delta=(0,58 \pm 0,01)$ мм/с и шириной линии $\Gamma=(0,32 \pm 0,01)$ мм/с. Эти результаты согласуются с работой [64], согласно которой образцы $\text{LaFeAsO}_{(1-x)}\text{F}_x$ при $x>0,1$ представляют собой парамагнетики в широком температурном интервале от 4,2 до 300 К.

В то же время, нами было обнаружено, что в мессбауэровских спектрах образца $\text{LaFeO}_{0,88}\text{F}_{0,12}\text{As}$, помещенного во внешнее магнитное поле величиной 5 Тл, возникает магнитное сверхтонкое расщепление резонансной линии на секстет линий, расстояние между которыми соответствует локальному магнитному полю на ядре $H_{ef}=(45.5 \pm 0.5)$ кЭ.

Этот результат свидетельствует о появлении дальнего магнитного порядка в образце, возникающего за счет выстраивания магнитных моментов примесей вдоль направления внешнего магнитного поля (рис. 5.13).

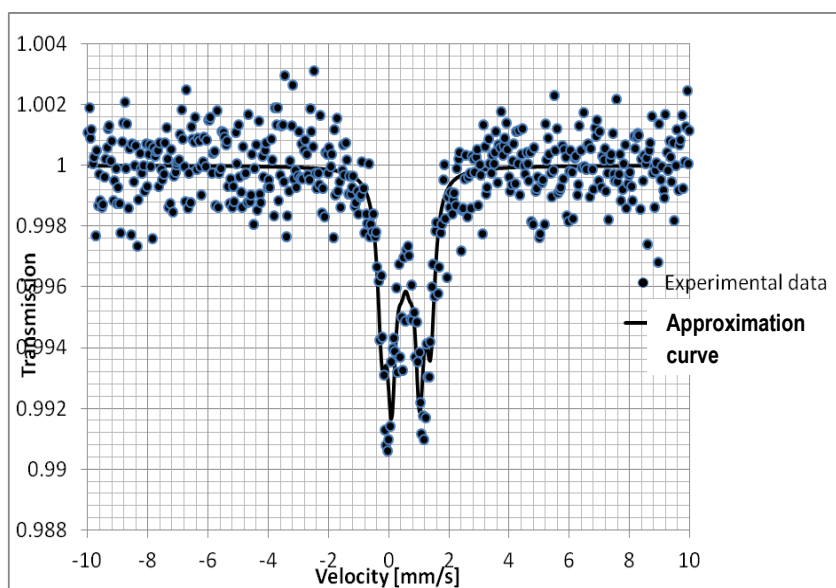


Рис. 5.13. Мессбауэровский спектр образца $\text{LaFeAsO}_{0,88}\text{F}_{0,12}$, измеренный при температуре $T=5$ К при наложении внешнего магнитного поля $B=5$ Тл.

Полученные результаты показывают актуальность дальнейших исследований электрофизических и магнитных характеристик образцов. Такие дополнительные исследования были проведены нами совместно с сотрудниками Петербургского института ядерной физики (г. Гатчина, Россия).

В частности, при исследовании степени проникновения магнитного поля в поликристаллические образцы $\text{LaFeAsO}_{0,88}\text{F}_{0,1}$, оцененной при измерении высших гармоник не-

линейной намагниченности в сочетании и измерением вольтамперных характеристик этих образцов, нами получены следующие основные результаты [27]:

- установлена температурная зависимость отношения амплитуд второй (C_2) и третьей (C_3) гармоник ЭДС в магнитном поле $H=5$ Э, которая приведена на рисунке 5.14;
- установлены вольтамперные характеристики образца в нулевом магнитном поле при различных фиксированных температурах. Результаты этих измерений приведены на рисунке 5.15;
- установлена зависимость нормированной плотности критического тока j_c от магнитного поля H , полученная из измерений третьей гармоники нелинейной намагниченности ($^\circ$) и вольтамперной характеристики (\bullet) при температуре 4,5 К, и приведенная на рисунке 5.16.

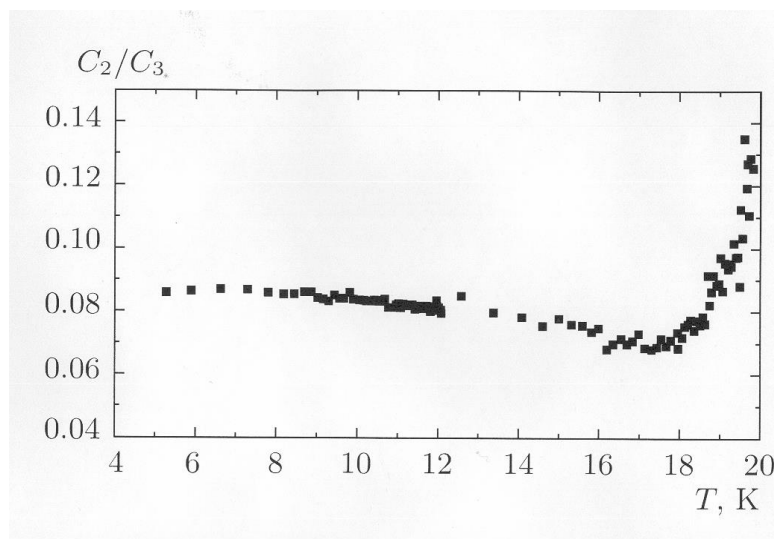


Рис. 5.14. Температурная зависимость отношения амплитуд второй (C_2) и третьей (C_3) гармоник ЭДС для образца $\text{LaFeAsO}_{0.88}\text{F}_{0.12}$ в магнитном поле $H=5$ Э

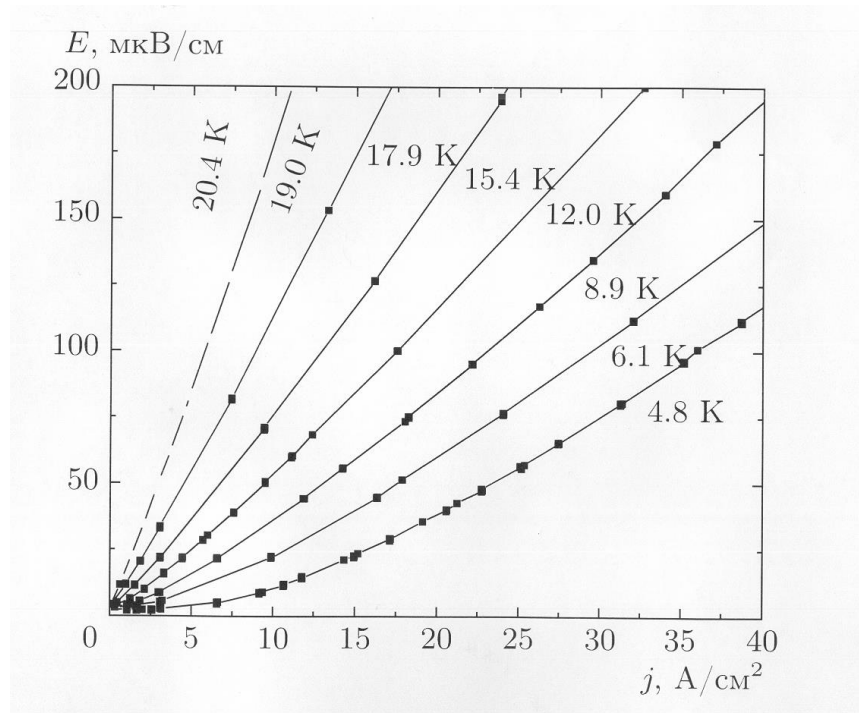


Рис. 5.15. Вольтамперные характеристики образца $\text{LaFeAsO}_{0.88}\text{F}_{0.12}$ в нулевом магнитном поле при различных фиксированных температурах

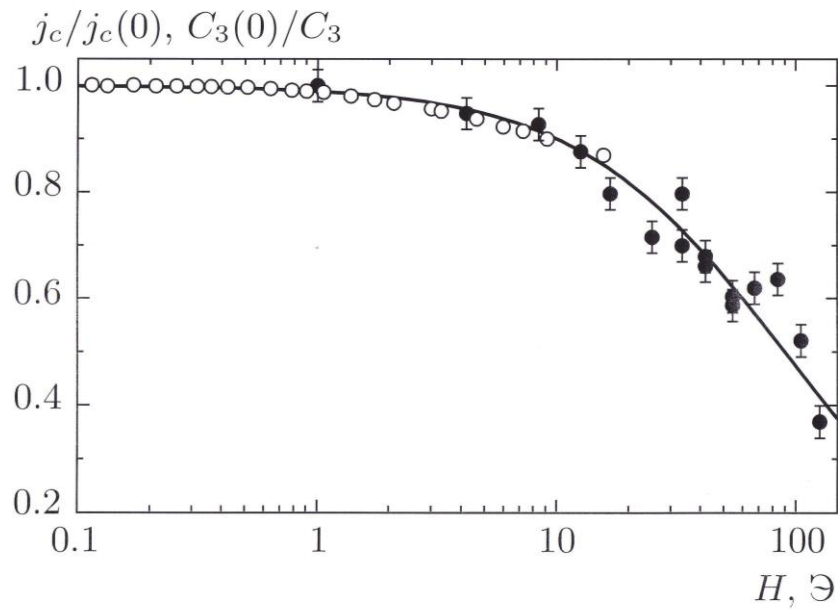


Рис. 5.16. Зависимость нормированной плотности критического тока j_c от магнитного поля H для образца $\text{LaFeAsO}_{0.88}\text{F}_{0.12}$, полученная из измерений третьей гармоники нелинейной намагниченности (\circ) и вольтамперной характеристики (\bullet) при температуре 4,5 К. Сплошная линия – зависимость $j_c(H)/j_c(0)$

Таким образом, на основе полученных данных магнитных и электрофизических измерений, представленных на рисунках 5.11, 5.14-5.16, подтверждено, что исследуемые образцы $\text{LaFeAsO}_{0,88}\text{F}_{0,12}$ представляют собой гранулированные сверхпроводники второго рода с нелинейными магнитными и электрическими свойствами, описываемыми электродинамикой джозефсоновской среды в рамках модели Кима-Андерсона.

Тем самым на новом классе поликристаллических сверхпроводников экспериментально подтверждена универсальность концепции низкополевой электродинамики и показано, что высокотемпературные сверхпроводники на основе арсенида железа действительно способны генерировать мощные магнитные поля, значительно превышающие значения полей, достигаемых при использовании некупратных высокотемпературных сверхпроводников [27].

Другой принципиально важный результат, полученный нами при исследовании железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников с формулой $\text{LaFeAsO}_{(1-x)}\text{F}_x$ – это обнаружение высокотемпературного эффекта Кондо, который при значении $x=0,15$ наблюдался в температурном диапазоне от 4 до ≈ 50 К (см. рисунок 5.8) и при значении $x=0,12$ – в температурном диапазоне от 25 до ≈ 50 К, с его дальнейшим переходом к эффекту сверхпроводимости в исследуемом образце в температурном интервале 4...25 К (рисунок 5.10).

Согласно гипотезе Кондо [38], эффект, названный его именем, возникает за счет достаточно сильной связи магнитных моментов электронов с магнитными моментами примесей, образованных легированным фтором (и такая связь магнитных моментов действительно может быть важной при формировании куперовских пар); однако при $x=0,15$ эта связь становится настолько сильной, что вместо эффекта высокотемпературной сверхпроводимости наблюдается высокотемпературный эффект Кондо во всем диапазоне температур, где можно было бы ожидать проявление сверхпроводящих свойств образцов (рисунок 5.8).

Подчеркнем, что возникновение сильной спиновой связи возникает, скорее всего, в результате фазового перехода второго рода в районе 40 К, впервые обнаруженного нами. Ранее для соединения $\text{LaFeO}_{1-x}\text{F}_x\text{As}$ был известен лишь фазовый переход при температуре около 130 К, также подтвержденный нашими исследованиями (первый фазовый переход, показанный на рисунке 5.7).

Как известно, аналитическая зависимость удельного сопротивления образца ρ от его температуры T при эффекте Кондо дается соотношением [38]

$$\rho(T) = \rho_0 + aT^2 + bT^5 + c \ln \frac{d}{T}, \quad (5.1)$$

где ρ_0 – остаточное удельное сопротивление, и a, b, c – константы.

В этом соотношении слагаемое aT^2 описывает Ферми-вклад, слагаемое bT^5 описывает вибрации решетки, а последнее слагаемое в правой части уравнения (5.1) ответственно за эффекта Кондо, возникающий при наличии достаточно сильной связи между магнитными моментами примеси и электронов проводимости. Как видно из уравнения (5.1), при доминирующем вкладе последнего слагаемого, производная $d\rho/dT$ становится отрица-

тельной, что означает увеличение удельного сопротивления образца при уменьшении его температуры, согласно полученным нами данным на рисунках 5.7 и 5.8.

Следует подчеркнуть, что до настоящего времени эффект Кондо наблюдался только при температурах, близких к температуре жидкого гелия, и обнаруженная нами зависимость удельного сопротивления образца от температуры на рисунках 5.7 и 5.8 представляет собой, по-видимому, первое экспериментальное наблюдение высокотемпературного эффекта Кондо, свидетельствующего об аномально сильном взаимодействии между спинами электронов проводимости и спинами примесей при $x=0,15$.

Важно подчеркнуть, что возникновение сильной спиновой связи возникает в результате фазового перехода второго рода в районе 40 К, также впервые обнаруженного нами. Ранее для соединения $\text{LaFeO}_{1-x}\text{F}_x\text{As}$ был известен лишь фазовый переход в районе 130 К, подтвержденный и нашими исследованиями (первый фазовый переход, показанный на рисунке 5.7).

Наличие второго фазового перехода при $T=40$ К дополнительно подтверждается данными мессбауэровских измерений, из которых видно, что линия парамагнитного соединения $\text{LaFeO}_{0,85}\text{F}_{0,15}\text{As}$, наблюдаемая в области температур $T=40\dots300$ К, рисунок 5.5 (b), при более низких температурах трансформируется в дублет линий (рисунок 5.5 (a)), что свидетельствует о структурной перестройке исследуемого соединения с появлением градиента электрического поля на резонансных ядрах.

Полученные экспериментальные результаты стимулировали наши исследования по взаимодействию магнитных моментов как в свободном состоянии, так и в твердых телах, как в квантовом [70], так и квазиклассическом [71-73] пределах.

В частности, в квазиклассическом пределе нами впервые полностью решена задача о взаимодействии компактного электрического (магнитного) диполя с внешними электрическим \mathbf{E} и магнитным \mathbf{B} полями [70-73].

Для полной силы \mathbf{F} , действующей на движущийся диполь, нами получено следующее выражение:

$$\mathbf{F} = \nabla(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) + \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) + \frac{1}{c} \frac{d}{dt}(\mathbf{p} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{c} \frac{d}{dt}(\mathbf{m} \times \mathbf{E}), \quad (5.2)$$

где \mathbf{p} , \mathbf{m} – электрический и магнитный дипольный момент, соответственно, в лабораторной системе отсчета, связанные с собственным электрическим (магнитным) дипольным моментом известными соотношениями (см., например, [73]):

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 - \frac{(\gamma - 1)}{\gamma^2} (\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{m}_0}{c}, \quad (5.3)$$

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 - \frac{(\gamma - 1)}{\gamma^2} (\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v} + \frac{\mathbf{p}_0 \times \mathbf{v}}{c}, \quad (5.4)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ обозначает фактор Лоренца для диполя, движущегося со скоростью \mathbf{v} .

Для момента сил \mathbf{T} , действующего на диполь, мы получили соотношение [73]

$$\mathbf{T} = \mathbf{p} \times \mathbf{E} + \mathbf{m} \times \mathbf{B} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{E}), \quad (5.5)$$

в котором первые два слагаемых в правой части ($\mathbf{p} \times \mathbf{E}$ и $\mathbf{m} \times \mathbf{B}$) описывают известное взаимодействие покоящихся диполей с внешними электромагнитными полями, тогда как третье и четвертое слагаемое ($\frac{1}{c} \mathbf{v} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{B})$ и $-\frac{1}{c} \mathbf{v} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{E})$) выведены нами впервые.

Соответственно, для энергии диполя во внешних электрических и магнитных полях нами получено уравнение [73]

$$E = -(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) - \frac{1}{c} (\mathbf{p} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{c} (\mathbf{m} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{v}, \quad (5.6)$$

в котором первые два слагаемых в правой части совпадают по форме с известными выражениями для энергии покоящегося электрического и магнитного диполя (т.е. $-(\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{E}) - (\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{B})$), в которых, однако, величины \mathbf{p} и \mathbf{m} определены в лабораторной системе. Третье и четвертое слагаемые в уравнении (5.6) ($-\frac{1}{c} (\mathbf{p} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{c} (\mathbf{m} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{v}$) выведены нами впервые.

При этом подчеркнем, что уравнение (5.6) не определяет полной энергии системы «диполь во внешнем электромагнитном поле», поскольку в это уравнение не включена часть энергии, поглощаемая (или выделяемая) в источнике напряжения/тока, поддерживающего постоянство собственного магнитного момента \mathbf{m}_0 . Поэтому выражение (8) определяет лишь электромагнитную часть энергии диполя, которая, в то же время, представляет наибольший практический интерес.

Далее, как показано нами в работе [72], уравнение (5.6) может быть выражено через собственные электрический \mathbf{p}_0 и магнитный \mathbf{m}_0 дипольные моменты и электромагнитное поле (\mathbf{E}, \mathbf{B}) в лабораторной системе отсчета, т.е. через комбинацию величин, наиболее удобную для практических применений. В этом случае уравнение (5.6) преобразуется к виду:

$$E = -\frac{(\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{E})}{\gamma^2} - \frac{(\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{v})(\gamma - 1)}{\gamma^2 v^2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) - \frac{(\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{B})}{\gamma^2} - \frac{(\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{v})(\gamma - 1)}{\gamma^2 v^2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}). \quad (5.7)$$

Анализ этого уравнения позволяет выявить его нетривиальное, вообще говоря, свойство: энергия электрического диполя \mathbf{p}_0 во внешнем электрическом поле \mathbf{E} не зависит от взаимодействия магнитного дипольного момента \mathbf{m}_0 с внешним магнитным полем \mathbf{B} и, наоборот, энергия магнитного диполя \mathbf{m}_0 во внешнем магнитном поле \mathbf{B} не зависит от взаимодействия электрического дипольного момента \mathbf{p}_0 с внешним электрическим полем \mathbf{E} . Данное обстоятельство может быть практически важным при расчетах энергии диполей в кристаллических полях твердых тел.

Обращаясь снова к уравнению (5.2), следует отметить, что последнее слагаемое в его правой части $-\frac{1}{c} \frac{d}{dt} (\mathbf{m} \times \mathbf{E})$ ранее также рассматривалось другими авторами [74-79], и с

физической точки зрения оно обусловлено тем, что магнитные диполи в электрическом поле обладают «скрытым» импульсом $\frac{1}{c}(\mathbf{m} \times \mathbf{E})$, изменение во времени которого приводит к появлению соответствующей механической силы на магнитный диполь. В то же время, вклад «скрытого» импульса во вращательный момент (описываемый последним слагаемым в правой части уравнения (7) $(-\frac{1}{c}\mathbf{v} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{E}))$ и в энергию магнитного диполя (последнее слагаемое в правой части уравнения (8) $(\frac{1}{c}(\mathbf{m} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{v})$) получены нами впервые.

Важно отметить, что уравнение Дирака для электрона во внешнем электромагнитном поле в квазиклассическом пределе также дает слагаемое $-\frac{1}{c}\mathbf{v} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{E})$ для силы, действующей на электрон [79], что свидетельствует о том, что электроны также обладают «скрытым» импульсом. Следовательно, при движении электронов проводимости в кристаллических электрических и магнитных полях, вклад слагаемого, обусловленного «скрытым импульсом», во взаимодействие таких электронов с магнитными моментами примесей также должен учитываться наряду с известными слагаемыми, представленными первыми двумя членами в правых частях уравнений (5.2), (5.5), (5.6), и описывающими в классическом пределе силу, вращательный момент на диполь и энергию диполя в электромагнитном поле, соответственно.

Наши предварительные расчеты показывают, что при рассмотрении эффекта Кондо вклад новых слагаемых во взаимодействие магнитных моментов, выявленных нами в работах [71-73], может оказаться существенным. В то же время, для количественного сопоставления расчетных и экспериментальных данных, необходимо проведение нового цикла комплексных исследований высокотемпературных сверхпроводников $\text{LaFeAsO}_{(1-x)}\text{F}_x$ при различных значениях $x=0,10\dots0,15$. Особый интерес вызывают предельные случаи $x=0,10\dots0,11$ (при которых возникает эффект подавления дальнего магнитного порядка в сверхпроводниках) и $x=0,14\dots0,15$ (когда, по нашему предположению, эффект высокотемпературной сверхпроводимости трансформируется в эффект Кондо). При этом принципиальное значение будут иметь данные мессбауэровских измерений, которые позволят определить локальную структуру сверхпроводника в районе температур около 40°K, при которых возникает выявленный нами фазовый переход в исследуемых сверхпроводниках, сопровождаемый изменениями их локальной структуры с появлением градиента электрического поля на резонансных ядрах.

Таким образом, по результатам проведенных исследований высокотемпературных сверхпроводников $\text{LaFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$, синтезированных различными способами, нами была выдвинута гипотеза об определяющем вкладе взаимодействия магнитных моментов электронов проводимости и примесных центров в образование куперовских пар. Данная гипотеза поддерживается двумя принципиальными фактами:

- корреляцией эффекта высокотемпературной сверхпроводимости с подавлением дальнего магнитного порядка в исследуемых образцах при $x > 0,10$. Действительно, при наличии дальнего магнитного порядка в образцах, локальные магнитные поля в кристаллах, как правило, очень велики (до нескольких сотен кЭ), и вклад в полную магнитную энергию электронов сверхпроводимости за счет их взаимодействия с магнитными моментами примесных центров намного меньше энергии взаимодействия этих электронов с магнитным полем внутри самого кристалла. Однако при подавлении дальнего магнитного порядка кристаллическое магнитное поле становится близким к нулю, и взаимодействие магнитных моментов электронов с магнитными моментами примесных центров становится доминирующим;

- обнаруженным нами высокотемпературным (при $T \approx 40$ К) эффектом Кондо при $x = 0,15$, обусловленным взаимодействием магнитных моментов электронов с магнитными моментами примесных центров. В этой связи вполне логично предположить, что взаимодействие магнитных моментов электронов с магнитными моментами примесей в некупратных высокотемпературных сверхпроводниках на основе арсенида железа должно играть важную роль в формировании куперовских пар, и проведение дальнейших исследований в указанных направлениях будет представлять значительную научную и практическую ценность.

В целом по результатам проведенных исследований мы пришли к следующему заключению:

1. Проведенные комплексные структурно-аналитические исследования серии образцов $\text{LaFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15} + \text{LaFeO}_3$ и $\text{LaFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ подтверждают существование ранее выявленного другими авторами эффекта подавления дальнего магнитного порядка в высокотемпературных сверхпроводниках на основе арсенида железа при их легировании фтором, и этот эффект определенно коррелирует с возникновением сверхпроводящих свойств в образцах $\text{LaFeAsO}_{(1-x)}\text{F}_x$ при $x > 0,10$.

2. Впервые обнаружен эффект кластеризации областей сверхпроводимости в образце $\text{LaFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15} + \text{LaFeO}_3$, при котором эффект сверхпроводимости при измерении сопротивления образцов проявляется при более высоких температурах, чем при магнитных измерениях. Соответственно, мессбауэровские спектры таких образцов представляют собой суперпозицию антиферромагнитной фазы и магнитно-неупорядоченной фазы во всем интервале исследованных температур 4,2 – 300 К. Обнаруженный эффект может быть использован в изучении динамики процессов перехода образцов на основе арсенида железа в сверхпроводящее состояние с применением эффекта Мессбауэра в сочетании с магнитными измерениями и измерениями полного импеданса.

3. При измерении температурной зависимости полного импеданса образцов $\text{LaFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ подтверждено наличие известного фазового перехода второго рода при температуре около 140 К, который не сопровождается изменением характеристик мессбауэровских спектров и, следовательно, изменением локальной структуры образцов. Выявлен новый, не известный ранее фазовый переход в районе 40 К, характеризующий появ-

лением градиента электрического поля на ядрах железа с величиной квадрупольного расщепления резонансных линий около 0,40 мм/с;

4. Одним из наиболее значимых результатов настоящей работы явилось обнаружение высокотемпературного эффекта Кондо (проявляющегося в инверсной зависимости сопротивления образца от температуры) в образцах $\text{LaFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ при температурах менее 40 К, возникающего в результате впервые выявленного нами фазового перехода при указанной температуре. Ранее эффект Кондо наблюдался лишь при температурах, сравнимых с температурой жидкого гелия. Наличие этого эффекта при температурах, коррелирующих с возникновением сверхпроводимости в образцах $\text{LaFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$, свидетельствует о возникновении сильной связи между магнитными моментами примеси и электронами проводимости;

5. На основе известной физической интерпретации эффекта Кондо, предполагающей существенное взаимодействие спинов электронов проводимости с магнитными моментами примесей в кристалле и определяющее дальний порядок в образце, подтвержден предварительный вывод о значительном вкладе указанного эффекта в механизм высокотемпературной сверхпроводимости. В этой связи проведены детальные исследования взаимодействия магнитных моментов в приближении их малых размеров, как в твердых телах, так и в свободном состоянии; как с рассмотрением квантовых эффектов, так и в полуклассическом пределе взаимодействия магнитных диполей. Показано возникновение нового, ранее не известного члена во взаимодействии магнитных диполей, связанного с существованием у них так называемого «скрытого импульса», в том числе у электронов проводимости и примесных магнитных диполей в твердых телах. Выявленный эффект может играть важную роль в объяснении высокотемпературного эффекта Кондо и, в конечном счете, самого механизма образования куперовских пар в сверхпроводниках на основе арсенида железа.

6. В результате проведенных исследований высокотемпературных сверхпроводников $\text{LaFeAsO}_{(1-x)}\text{F}_x$, синтезированных различными способами, выдвинута и обоснована гипотеза об определяющем вкладе взаимодействия магнитных моментов электронов проводимости с примесными центрами в образование куперовских пар. Данная гипотеза поддерживается двумя принципиальными фактами: корреляцией эффекта высокотемпературной сверхпроводимости с подавлением дальнего магнитного порядка в исследуемых образцах при $x > 0,10$ и высокотемпературным эффектом Кондо при $x = 0,15$, впервые обнаруженным в настоящей работе.

Первый из указанных эффектов имеет общезначимое значение в исследовании динамики перехода образцов в сверхпроводящее состояние, а второй эффект специфичен для железосодержащих сверхпроводников на основе арсенида железа, и его обнаружение открывает новые возможности в понимании механизмов их сверхпроводимости в некупратных сверхпроводниках.

Надеемся, что исследования в указанных направлениях будут продолжены.

5.3 Применение эффекта Мессбауэра в проверке следствий теории относительности в лабораторном масштабе

Рекордное энергетическое разрешение, достигаемое при наблюдении эффекта Мессбауэра на резонансных гамма-квантах, стимулировало постановку серии фундаменталь-

ных экспериментов по проверке принципиальных следствий специальной и общей теории относительности в экспериментах лабораторного масштаба, в частности, по измерению энергетических сдвигов для гамма-резонансного излучения как в гравитационном поле Земли [80-82], так и в эффективных гравитационных полях вращающихся систем отсчета (см., например, [83-88]), которые были выполнены в конце 50-х и в начале 60-х годов прошлого столетия вскоре после открытия Рудольфа Мессбауэра.

Во всех этих экспериментах использовался гамма-резонанс на железе-57 с энергией резонансного излучения 14,4 кэВ и относительной шириной измеряемой гамма-резонансной линии $\approx 0.8 \times 10^{-12}$. Указанная относительная ширина линии несколько меньше ее предельного теоретического значения 0.65×10^{-12} (соответствующего времени жизни 96 нс для резонансно возбужденного ядра ^{57}Fe [1]) за счет практически неустраняемых неоднородностей структуры поглотителей гамма-резонансного излучения. Тем не менее, указанное значение относительной ширины резонансной линии вполне достаточно для измерения как гравитационного красного смещения резонансных гамма-квантов на поверхности Земли, так и квадратичного эффекта Доплера на вращающихся резонансных поглотителях.

В следующем подразделе мы рассмотрим применение эффекта Мессбауэра в измерении энергии гамма-излучения в гравитационном поле Земли в зависимости от разности гравитационных потенциалов для источника и поглотителя гамма-резонансного излучения.

5.3.1 Измерение частотного сдвига гамма-резонансного излучения для источника и поглотителя, расположенных на разных высотах по отношению к поверхности Земли

Как известно, относительное изменение частоты электромагнитного излучения (или пропорциональной этой частоте энергии резонансного гамма-кванта E_γ) в однородном гравитационном поле – каковым можно считать поле Земли в лабораторном масштабе – дается известным соотношением

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = -\frac{gh}{c^2}, \quad (5.8)$$

где g – ускорение свободного падения, h – разность высот между источником излучения и его поглотителем, и знак «минус» соответствует случаю, когда поглотитель расположен выше источника. Из формулы (5.8) легко получить, что при разности высот $h=10$ м, $g=9.8$ м/с² и скорости света $c=3 \times 10^8$ м/с, отношение $\Delta E_\gamma / E_\gamma \approx 1,1 \cdot 10^{-16}$, что более чем на три порядка меньше относительной естественной ширины гамма-резонансной линии для железа-57 (0.65×10^{-12}).

Тем не менее, столь незначительная величина все же может быть зафиксирована при использовании специально разработанных методов измерения малых энергетических сдвигов мессбауэровского излучения.

Один из таких методов был предложен известным советским физиком Михаилом Исааковичем Подгорецким – профессором МГУ и соавтором открытия явления ядерной

прецессии нейтронов, сделанным совместно с профессором Владимиром Григорьевичем Барышевым, многолетним директором Института ядерных проблем БГУ.

Сущность предложенного метода измерения сверхмалых энергетических сдвигов гамма-резонансных линий заключалась в использовании источника и поглотителя с идентичными формами линий испускания и поглощения при их относительном покое, с последующей доплеровской модуляцией энергии линии испускания по гармоническому закону с такой специально подобранной амплитудой колебаний, при которой максимум линии испускания смещается на полуширину резонанса в двух различных полупериодах этих колебаний с положительной и отрицательной скоростью, соответственно (см. рисунок 5.17) – т.е. в тех точках резонансной линии, в которых наблюдается максимальная крутизна ее изменения.

В эксперименте Паунда и Ребки разность расстояний источника и поглотителя до поверхности Земли составляла 22,5 м, при которой относительный энергетический сдвиг линий испускания и поглощения, оцененный по формуле (5.8), равен $2,5 \times 10^{-15}$, что действительно является крайне малой величиной по сравнению с относительной шириной гамма-резонансной линии.

Тем не менее, при колебании источника излучения по гармоническому закону с амплитудой, обеспечивающей линейный доплеровский сдвиг на полуширину резонансной линии, и последующей регистрацией скоростей счета резонансных гамма-квантов, прошедших через резонансный поглотитель в течение временного интервала, при котором амплитуда гармонического сигнала близка к максимальным значениям, измерение столь малых энергетических сдвигов гамма-резонансных линий становится практически реализуемым. Это происходит не только за счет максимальной крутизны резонансных линий в выбранных точках измерений, но и благодаря тому, что изменения скорости счета резонансных гамма-квантов в двух полупериодах колебаний на противоположных склонах мессбауэровской линии противоположны друг другу по знаку (рисунок 5.17).

В этом – суть идеи М.И. Подгорецкого, блестяще реализованная Паундом и Ребкой [80, 81], а затем Паундом и Шнайдером в улучшенной схеме измерений [82].

В этих экспериментах использовались источник и поглотитель резонансного излучения в идентичной матрице железа; источник располагался в основании башни, а поглотитель – на ее вершине на расстоянии 22,5 м от источника. Сама башня была герметизирована и заполнена гелием для минимизации поглощения гамма-резонансного излучения при его распространении от источника к поглотителю.

После проведения такого цикла измерений, продолжительность которого составляла несколько дней, источник и поглотитель менялись местами для исключения возможных систематических эффектов, влияющих на наблюдаемые сдвиги гамма-резонансных линий испускания и поглощения, и инициировался новый цикл измерений в течение такое же времени.



Рис. 5.17. К иллюстрации алгоритма измерения относительного энергетического сдвига линий испускания и поглощения, использованного к эксперименте Паунда и Ребки. При однородном смещении обеих пунктирных линий вдоль оси энергии гамма-квантов E , изменение степени поглощения резонансных гамма-квантов на обоих склонах резонансной линии имеет противоположные знаки

В результате проведенных измерений и математической обработки полученных данных, Паунд и Ребка получили итоговое значение относительного энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения [80, 81]

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = (2,56 \pm 0,25) \times 10^{-15}, \quad (5.9)$$

что в пределах погрешности измерений соответствует предсказанному значению $gh/c^2 = 2,45$ при $h=22,5$ м.

Несколькими годами позже Паунд и Шнайдер опубликовали результат аналогичного эксперимента на основе улучшенной схемы измерений, который полностью соответствовал предсказанному теоретическому значению в пределах относительной погрешности измерений на уровне 1 % [82].

Отметим, что спустя почти два десятилетия, эксперименты по измерению гравитационного смещения энергии электромагнитного излучения в поле Земли были выполнены с изотопом ^{67}Zn [89], для которого естественная ширина резонансной линии почти на два порядка величины меньше, чем для изотопа ^{57}Fe . В этом эксперименте источник и поглотитель резонансного излучения располагались на противоположных краях диска диаметром всего около 1 м, ось которого была ориентирована параллельно поверхности Земли. Таким образом, измеряя мессбауэровские спектры поглощения при различных значениях угла поворота диска φ относительно его оси вращения, и определяя относительный энергетический сдвиг гамма-резонансного излучения $\Delta E_\gamma/E_\gamma$, можно получить еще более высокую точность измерения гравитационного энергетического смещения резонансного гамма-излучения в поле Земли по сравнению с ранее выполненными экспериментами Паунда и др. [80-82]. Полученные результаты полностью подтвердили справедливость формулы (5.8) с погрешностью менее 1 % [89].

В последующие несколько десятилетий и до настоящего времени новых экспериментов в этом направлении уже не проводилось, что является дополнительным подтверждением высочайшего уровня экспериментов Паунда и его учеников.

Отметим, что история с измерением гравитационного смещения электромагнитного излучения в лабораторных условиях в недавнее время получила дальнейшее развитие в связи с выполненным экспериментом [90] по измерению эффекта замедления времени в гравитационном поле Земли для пары идентичной квантовых часов. Как легко понять, результат такого эксперимента может быть непосредственно связан с эффектом гравитационного энергетического смещения электромагнитного излучения, и в следующем подразделе приведено его более подробное описание.

5.3.2. Проверка следствий общей теории относительности с помощью пары часы на основе оптической решетки: сравнение с результатами мессбауэровской спектроскопии

В статье [90] авторы сообщили о новой и более точной по сравнению с другими известными результатами экспериментальной проверке общей теории относительности (ОТО) с использованием пары идентичных часов на основе оптической решетки, расположенных на нижнем и верхнем этажах радиовещательной башни Tokyo Skytree с разностью высот $\Delta h=452,6$ м. Это более, чем в 20 (!) раз превышало разность высот между источником и поглотителем в мессбауэровских экспериментах Паунда с соавторами [80-82], что позволяло измерить разность хода таких часов со значительно лучшей точностью, чем точность измерения гравитационного смещения гамма-резонансного излучения в проведенных ранее мессбауэровских экспериментах.

Как и в работах [80-82], авторы эксперимента [90] также исходили из известного соотношения (5.8), справедливого в слабых гравитационных полях, которое удобно модифицировать к виду

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = (1 + \alpha) \frac{g \Delta h}{c^2}, \quad (5.10)$$

с введением экспериментально оцениваемого безразмерного параметра α для количественного выражения точности проверки предсказаний общей теории относительности (ОТО). Очевидно, что в идеальном случае, согласно ОТО, должно выполняться равенство $\alpha=0$ в отношении относительного энергетического (частотного) сдвига электромагнитного излучения и соответствующей зависимости хода часов от гравитационного потенциала в слабых гравитационных полях. Следовательно, верхний предел в численной оценке параметра α будет непосредственно отражать степень отклонения реально измеренного и теоретически предсказанного гравитационного смещения электромагнитного излучения на поверхности Земли.

Заметим, что параметр $\Delta \nu$ в формуле (5.10) обозначает сдвиг собственной частоты хода часов 2, расположенных на вершине башни, по сравнению с соответствующей частотой для часов 1, расположенных на земле, поэтому правая часть уравнения (5.10) не содержит знака «минус».

Стоит также отметить, что в настоящее время не только ОТО, но и другие конкурирующие теории гравитации удовлетворяют равенству $\alpha=0$ в уравнении (5.10) в случае слабой гравитации и в пределах достижимой точности измерений для современной экспериментальной техники (см., например, [91]). Поэтому, строго говоря, рассматриваемый эксперимент [90] нельзя однозначно классифицировать как верификацию ОТО. Это замечание, однако, не умаляет научной значимости предпринятой проверки уравнения (5.10) с ожидаемой рекордно малой погрешностью в измерении параметра α по сравнению с другими известными экспериментами.

При оценке научной значимости токийского эксперимента, прежде всего оценим нижний предел параметра α для экспериментов Паунда и Ребки [80, 81], и Паунда и Шнайдера [82] на основе уравнения (5.8), что приводит к следующим результатам:

$$\alpha < O(10^{-2}) \text{ (эксперимент Паунда и Ребки [80, 82])} \quad (5.11a)$$

$$\alpha < O(10^{-3}) \text{ (эксперимент Паунда и Шнайдера [82]).} \quad (5.11b)$$

По сравнению с численными значениями в формулах (5.11a-b), результат эксперимента на радиовещательной башне Tokyo Skytree действительно впечатляет:

$$\alpha = (1.4 \pm 9.1) \times 10^{-5}. \quad (5.12)$$

В то же время, более детальный анализ токийского эксперимента [90], выполненный нашей исследовательской группой, демонстрирует необходимость проведения его повторного и более углубленного рассмотрения, которое и было представлен нами в работе [92].

В частности, мы заключили, что для правильной физической интерпретации эксперимента на башне Tokyo Skytree, необходимо более детально проанализировать условия

проведения этого эксперимента по сравнению с авторским анализом этих условий, представленным в работе [90].

А именно, в рассматриваемом эксперименте, характеризуемым предельно высокой точностью измерения частотного сдвига для электромагнитного излучения, необходимо, помимо влияния гравитации, также учитывать и тот факт, что разность хода двух часов, находящихся на различных высотах, зависит не только от соответствующей разности гравитационных потенциалов согласно уравнению (5.8), но и должна включать дополнительный вклад в частотный сдвиг между часами, который обусловлен квадратичным эффектом Доплера из-за собственного вращения Земли вокруг своей оси.

Это объясняется тем, что орбитальные скорости вращения обоих часов вокруг земной оси немного отличаются друг от друга из-за разности их высот, определяющей разность расстояний до оси вращения. С интуитивной точки зрения действительно кажется, что разность скоростей вращения основания и вершины любого рукотворного объекта, вызванной суточным вращением Земли вокруг своей оси, всегда пренебрежимо мала. И действительно, такой энергетический сдвиг гамма-резонансного излучения за счет квадратичного эффекта Доплера был всегда пренебрежимо мал в экспериментах Паунда с сотрудниками [80-82] при расстоянии по вертикали между источником и поглотителем порядка 20 метров.

Однако для Токийского эксперимента такой интуитивный вывод оказывается ошибочным в силу крайне высокой чувствительности использованного метода измерения разности частот, а также существенно большей разностью высот между источником и приемником электромагнитного излучения по сравнению с другими аналогичными экспериментами. А именно, для башни Tokyo Skytree с высотой в несколько сот метров, различие в квадратичном эффекте Доплера для источника и приемника излучений во вращательной системе отсчета, связанной с суточным вращением Земли, действительно способно внести заметный вклад в измеряемую разность частот. Следовательно, такой вклад обязательно должен учитываться при интерпретации результатов эксперимента и оценке нижней границы для численной оценки параметра α .

Более того, при анализе и интерпретации результатов токийского эксперимента, приближение постоянного гравитационного поля на поверхности Земли, использованное в эксперименте Паунда с сотрудниками [80-82], оказывается уже недостаточным для его прецизионного анализа; вместо этого приближения, гравитационное поле Земли следует описывать на основе метрики Шварцшильда [93]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2 - r^2 d\vartheta^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2GM}{rc^2}}. \quad (5.13)$$

В этом уравнении M – масса Земли, G – гравитационная постоянная и r , ϑ , φ – сферические координаты в системе отсчета Земли.

Далее, для учета эффектов, возникающих вследствие вращения Земли вокруг собственной оси, введем в рассмотрение наблюдателя, покоящегося на поверхности Земли, с его собственной системой отсчета с координатами

$$r' = r, \vartheta' = \vartheta, \varphi' = \varphi + \omega t, t' = t. \quad (5.14)$$

где ω - угловая частота суточного вращения Земли.

В дальнейшем анализе мы пренебрежем наклоном земной оси по отношению с плоскости ее вращения вокруг Солнца, что, как показали наши предварительные оценки [92] является допустимым приближением в пределах погрешности измерений, достигнутой в работе [90].

Подставляя теперь уравнение (5.14) в уравнение (5.13), получаем следующее выражение для пространственно-временного интервала в системе отсчета, связанной с наблюдателем на поверхности Земли:

$$ds'^2 = c^2 dt'^2 \left(\left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right) - \frac{\omega^2 r'^2 \sin^2 \vartheta'}{c^2} \right) - \frac{dr'^2}{1 - \frac{2GM}{rc^2}} - r'^2 \sin^2 \vartheta' d\varphi'^2 - r'^2 d\vartheta'^2 + 2\omega r'^2 \sin^2 \vartheta' d\varphi' dt'. \quad (5.15)$$

Из уравнение (5.15) определяем метрический коэффициент

$$g_{00} = c^2 dt'^2 \left(\left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right) - \frac{\omega^2 r'^2 \sin^2 \vartheta'}{c^2} \right), \quad (5.16)$$

который, в свою очередь, позволяет определить ход собственного времени τ в любой точке на поверхности Земли через известное соотношение [93]

$$d\tau' = \frac{1}{c} \sqrt{g_{00}} dt' = dt' \left(\left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right) - \frac{\omega^2 r'^2 \sin^2 \vartheta'}{c^2} \right)^{1/2}. \quad (5.17)$$

В приближении до членов порядка c^{-2} , достаточном для дальнейшего анализа, получаем

$$d\tau' \approx dt' \left(1 - \frac{GM}{rc^2} - \frac{\omega^2 r'^2 \sin^2 \vartheta'}{2c^2} \right). \quad (5.18)$$

Применяя уравнение (5.18) к эксперименту на радиовещательной башне Токуо Skytree, мы примем равенство $r_{\text{low}}=R$ для часов на поверхности Земли, и равенство $r_{\text{up}}=R+\Delta h$ для часов на верхнем этаже башни, где R обозначает радиус Земли. Принимая также во внимание, что измеряемая частота излучения обратно пропорциональна ходу времени, получаем:

$$\nu(R + \Delta h) - \nu(R) \approx \nu_0 \left(\frac{GM\Delta h}{R^2 c^2} - \frac{\omega^2 R \Delta h \cos^2 \vartheta}{2c^2} \right). \quad (5.19)$$

Далее, обозначая ускорение свободного падения на поверхности Земли под действием силы тяжести через

$$\frac{GM}{R^2} = g_{gravity}, \quad (5.20)$$

и переопределяя экспериментально измеряемый параметр α в уравнении (5.10) таким образом, чтобы он зависел только от гравитационного притяжения Земли (т.е. без вклада центробежные силы), мы получаем относительное изменение частоты излучения при его распространении вдоль башни Tokyo Skytree в следующем виде:

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\nu} \right)_{total} = (1 + \alpha) \frac{g_{gravity} \Delta h}{c^2} - \frac{\omega^2 R \Delta h \cos^2 \vartheta}{c^2}. \quad (5.21)$$

Таким образом, относительный частотный сдвиг излучения содержит две компоненты, имеющие различную природу:

1 – компоненту

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\nu} \right)_{gravity} = (1 + \alpha) \frac{g_{gravity} \Delta h}{c^2}, \quad (5.22a)$$

обусловленную гравитационным полем Земли, и
2 – компоненту

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\nu} \right)_{SOD} = - \frac{\omega^2 R \Delta h \cos^2 \vartheta}{c^2}, \quad (5.22b)$$

обусловленную действием центробежной силы вследствие суточного вращения Земли вокруг ее оси и зависящую от эффективного гравитационного потенциала в системе отсчета, связанной с поверхностью Земли.

Отметим далее, что с точки зрения стороннего наблюдателя, не вовлеченного в суточное вращение Земли, вклад (5.22b) возникает из-за разности орбитальных скоростей обоих часов, вращающихся вместе с Землей на различных расстояниях R и $R+h$ от ее оси вращения. Это приводит к соответствующей разнице частот из-за эффекта Доплера второго порядка, который в принятой точности вычислений до членов c^{-2} определяется уравнением (5.22b).

Заметим, что вклад в частотный сдвиг (5.22b), обусловленный собственным вращением Земли, был практически не наблюдаем ни в одном из предыдущих экспериментов Паунда с сотрудниками по измерению влияния гравитации на частотный сдвиг электромагнитного излучения [80-82] по следующим двум причинам:

1 – относительно малой разницы высот Δh между излучателем и приемником электромагнитного излучения (в роли которых в экспериментах [80-82] выступали источник и поглотитель гамма-резонансного излучения);

2 – относительно большой погрешностью измерения сдвига частоты электромагнитного излучения, превышающей на два-три порядка величины соответствующую погрешность в современном эксперименте на радиовещательной башне Tokyo Skytree [90].

В противоположность этому, в отношении эксперимента [90] вклад от квадратичного эффекта Доплера в измеряемый частотный сдвиг, описываемый уравнением (5.22b), дол-

жен быть проанализирован в явном виде и сравнен с гравитационным вкладом в частотный сдвиг (5.22a).

Действительно, подставляя в уравнение (5.22b) соответствующие численные значения из работы [90] ($\omega=2\pi/86164,1=0,7292\times 10^{-4}$, $R=6,375\times 10^6$ м, $\vartheta=35,71^\circ$ для Токио, $\Delta h=452,596$ м (для башни Skytree), получаем

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_{SOD} = -1.13\times 10^{-16}, \quad (5.23)$$

что, таким образом, на два порядка величины больше относительной погрешности измерения сдвига частоты, которая составила величину около 10^{-18} [90]. Следовательно, при прецизионном измерении параметра α приближенное уравнение (5.10) следует заменить более точным уравнением (5.21). Эта замена обуславливает необходимость проведения повторного анализа токийского эксперимента с целью определения нового минимального предела для параметра α в уравнении (5.10) вместо авторской оценки (5.12) для этого эксперимента.

Одно из возможных решений проблемы по корректному учету компоненты частотного сдвига (5.22b) состоит в том, что при измерении ускорения свободного падения g на поверхности Земли следует выбрать метод, основанный на установлении баланса гравитационных и упругих сил, действующих на пробную массу.

При этом отметим, что в самом эксперименте [90] использовался принципиально другой метод измерения g , при котором установленный баланс сил, действующих на пробную массу, был чувствителен не только к величине самой гравитационной силы, но и к величине дополнительной компоненты, обусловленной воздействием центробежной силы на пробную массу, которая возникает вследствие собственного суточного вращения Земли. В силу этого обстоятельства, проекция статической уравновешивающей силы F на нормаль к земной поверхности в эксперименте [90] определялась уравнением

$$F = mg_{measured} = mg_{gravity} - m\omega^2 R \cos^2 \vartheta. \quad (5.24)$$

Подчеркнем, что именно величина ускорения $g_{measured}$, оцененная согласно уравнению (5.24), использовалась авторами токийского эксперимента [90] для оценки параметра α в соотношении (5.10).

Однако при наиболее информативном подходе к анализу экспериментальных данных токийского эксперимента, влияние силы тяжести на измеренный сдвиг частоты излучения должно определяться через истинное ускорение свободного падения (5.20). При таком подходе, предполагающем использование уравнения (5.24) для оценки частотного сдвига электромагнитного излучения на различных расстояниях от поверхности Земли, становится возможным представление полного частотного сдвига в виде суммы двух компонент, описывающих вклады как от гравитационного поля Земли, так и центробежного ускорения вследствие ее суточного вращения, *m.e.*

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_{total} &= \left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_{gravity} + \left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_{SOD} = (1 + \alpha) \frac{g_{gravity} \Delta h}{c^2} - \frac{\omega^2 R \Delta h \cos^2 \vartheta}{c^2} = \\ &= (1 + \alpha) \frac{g_{measured} \Delta h}{c^2} + \alpha \frac{\omega^2 R \Delta h \cos^2 \vartheta}{c^2} \approx (1 + \alpha) \frac{g_{measured} \Delta h}{c^2}. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Уравнение (5.25) сразу же показывает, что в соотношении (5.10), использованном авторами токийского эксперимента [90], ускорение свободного падения должно пониматься как $g_{measured}$, входящее в левую часть уравнения (5.24).

В то же время, выявленный физический механизм, ответственный за наблюдаемый сдвиг частоты электромагнитного излучения на разных высотах, определяемый уравнением (5.25), позволяет сформулировать еще одну актуальную экспериментальную задачу, направленную на прецизионное измерение второй составляющей сдвига частоты для двух часов, обусловленной их вращательным движением при суточном вращении Земли вокруг своей оси. Подчеркнем, что решение этой задачи стало возможным благодаря беспрецедентной точности измерений частотного сдвига часов, достигнутой в токийском эксперименте на Tokyo Skytree.

Принципиальный интерес к этой проблеме связан с недавним открытием дополнительного (по отношению к классическому квадратичному эффекту Доплера) частотного сдвига между линиями испускаемого и поглощаемого резонансного излучения мессбауэровских ядер, впервые обнаруженного нашей исследовательской группой в работе [31] при критическом анализе результатов известного исторического эксперимента Кюндига [30]. Более того, наличие такого дополнительного энергетического сдвига позже было подтверждено результатами современных мессбауэровских экспериментов во вращающейся системе, также выполненных нашей группой [31-34].

В настоящее время предпринимаются различные попытки объяснить происхождение указанного дополнительного частотного сдвига (см., например, работы [94-98]), однако большинство из них, как было показано нами (см., например, [39-51]) нельзя признать приемлемыми.

Подробный анализ таких попыток представлен в подразделе 5.3. Сейчас лишь отметим, что среди имеющихся на сегодняшний день гипотетически возможных объяснений в отношении физической природы такого дополнительного энергетического сдвига заслуживает интерес гипотеза [32], основанная на явном учете квантово-механического поведения резонансных ядер, заключенных в кристаллической решетке. Следовательно, если это объяснение действительно имеет место для такого специфического квантово-механического объема, как гамма-резонансные ядра, то оно, вообще говоря, не может непосредственно распространяться в отношении часов на оптической решетке, участвующих в суточном вращении Земли на разных высотах от ее поверхности, и описываемых существенно классическими уравнениями движения.

Следовательно, дополнительный энергетический сдвиг между линиями испускания и поглощения во вращающихся системах отсчета, наблюдаемый в резонансных ядрах при измерении эффекта Мессбауэра, вообще говоря, может не наблюдаться для часов башни

Tokyo Skytree, и это предположение стимулировал нас на проведение более тщательного анализа данных токийского эксперимента [92].

С формальной точки зрения, возможное присутствие такого дополнительного энергетического (частотного) сдвига между часами токийской башни в эксперименте [90] может быть учтено посредством модификации уравнения (5.22b) к виду

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_{SOD} = -2k \frac{\omega^2 R \Delta h \cos^2 \vartheta}{c^2}, \quad (5.26)$$

в котором введенный коэффициент k должен быть равным $1/2$ при отсутствии дополнительного частотного сдвига между часами, и превышать значение $1/2$ при наличии такого дополнительного сдвига, по аналогии с тем, как аналогичный коэффициент будет введен при анализе эффекта Мессбауэра во вращающихся системах в разделах 5.3.3-5.3.5.

С учетом соотношения (5.26), уравнение (5.25) может быть представлено в виде

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_{total} = \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_{gravity} + \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_{SOD} = (1 + \alpha) \frac{g_{gravity} \Delta h}{c^2} - 2k \frac{\omega^2 R \Delta h \cos^2 \vartheta}{c^2}. \quad (5.27)$$

Это уравнение показывает, что при прецизионном измерении коэффициента k необходимо проводить прямое измерение ускорения свободного падения $g_{gravity}$ вместо измерения ускорения $g_{measured}$, использованного при оценке параметра α авторами токийского эксперимента [90].

Такое прямое измерение $g_{gravity}$ может быть реализовано при применении высокоточного баллистического гравиметра, основанного на измерении времени свободного падения пробной массы.

При таком подходе открывается возможность для новой, физически более значимой, формулировки цели эксперимента Tokyo Skytree, при которой вместо оценки параметра α в уравнении (5.10) предлагается измерение коэффициента k в уравнении (5.27) с учетом того, что в любой разумной теории гравитации параметр α должно быть равен нулю. При этом особо подчеркнем, что оценка численного значения коэффициента k в уравнении (5.27) действительно важна, поскольку позволяет получить ответ на принципиальный вопрос: является ли наличие дополнительного частотного сдвига между линиями излучателя и приемника специфическим эффектом для мессбауэровских экспериментов по вращательной системе, в которых необходим учет квантово-механического поведения резонансных ядер, либо же такой дополнительный частотный сдвиг может иметь и число классическую природу?

Полагая, что точность измерения ускорения свободного падения баллистическим методом может быть сравнима с точностью его измерения посредством установления баланса гравитационных и упругих сил на пробной массе, можно оценить (см. [92]), что относительная неопределенность измерения при оценке коэффициента k , входящего в уравнение (5.27), может быть менее 10 % в условиях токийского эксперимента. Такая точность измерений была бы достаточной для ответа на вопрос о возможном присутствии или отсут-

ствии дополнительного частотного сдвига между часами башни Tokyo Skytree, связанного с суточным вращением Земли вокруг ее собственной оси.

Такие измерения действительно могли бы пролить свет на возможную физическую природу дополнительного энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения гамма-резонансного излучения во вращательных системах. К сожалению, до сих пор эти оценки не проведена авторами эксперимента [90].

И все-таки предварительные оценки такого рода могут быть действительно достигнуты при использовании очевидной связи между значениями ускорения свободного падения на поверхности Земли, измеренного баллистическим методом ($g_{measured}$) и ускорения свободного падения на поверхности Земли $g_{gravity}$, обусловленного исключительно гравитационным полем Земли, т.е.

$$g_{measured} = g_{gravity} - \omega^2 R \cos^2 \vartheta,$$

где второе слагаемое в правой части этого уравнения описывает центростремительное ускорение пробной массы на поверхности Земли за счет ее суточного вращения.

Далее, подставляя это выражение в формулу (5.27) и принимая $\alpha \ll 1$, мы получаем для имеющихся экспериментальных данных Токийского эксперимента значение коэффициента k близкое к 0,5 с погрешностью до нескольких долей процента.

Такой результат позволяет заключить, что проведение дополнительного прямого измерения ускорения свободного падения $g_{gravity}$ на башне Tokyo Skytree способно лишь уточнить различные источники погрешности в определении коэффициента k , но не повлиять на принципиальный вывод о близости этого коэффициента к значению 0,5.

А это, в свою очередь означает, что движение макроскопических объектов во вращающейся системе отсчета, связанной с суточными оборотами Земли вокруг своей оси – в частности, часов на основе оптической решетки – полностью описывается соответствующим классическим подходом, в том числе и стандартным квадратичным эффектом Доплера с коэффициентом $k=1/2$ в уравнении (5.26).

Этот результат еще раз говорит в пользу нашего предположения о квантово-механической природе дополнительного энергетического сдвига для гамма-резонансных квантов во вращающихся системах.

5.3.3 Эффект Мессбауэра во вращающихся системах. Опыт Кюндига и его анализ

В предыдущем параграфе уже упоминалась совокупность мессбауэровских экспериментов во вращающихся системах отсчета, которые можно условно разделить на две серии:

- 1 Серия экспериментов, выполненных в 20 веке (см., например, [83-88]), имеющая целью проверку релятивистского эффекта замедления времени в лабораторных условиях с использованием излучателей и поглотителей гамма-резонансного излучения с различающимися радиальными координатами. Чаще всего в этих экспериментах источник излучения располагался на оси вращения ротора, а поглотитель – на краю ротора;

- 2 Серия современных экспериментов, имеющая целью проверку принципа эквивалентности Эйнштейна для квантово-механических объектов – гамма-резонансных ядер, стимулированная выявленными нами принципиальными методологическими ошибками в

ранее выполненных экспериментах по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах в 20 веке [30].

Напомним, что первоначальная серия экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах, выполненная различными авторами (например, [83-88]), имела своей целью проверить релятивистский эффект замедления времени для вращающегося на ободу ротора поглотителя гамма-резонансного излучения относительно источника излучения, расположенного, как правило, на оси вращения (см. рисунок 5.18).

В такой схеме измерения частота гамма-резонансного излучения ν_s , испущенного источником на оси ротора, не зависит от частоты вращения ротора и определяется ходом лабораторных часов, тогда как частота гамма-резонансного излучения ν_a , падающего на вращающийся поглотитель, в его собственной системе отсчета возрастает за счет замедления времени в этом поглотителе, и соотношение между частотами дается известным выражением специальной теории относительности

$$\nu_a = \gamma \nu_s, \quad (5.28)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (5.29)$$

обозначает Лоренц-фактор для резонансного поглотителя, вращающегося на краю ротора с линейной скоростью v . Комбинируя уравнение (5.28) и (5.29), получаем следующее выражение

$$\nu_a \approx \nu_s \left(1 + \frac{v^2}{2c^2} \right). \quad (5.30)$$

с достаточной для практических целей точностью до членов порядка c^{-2} .

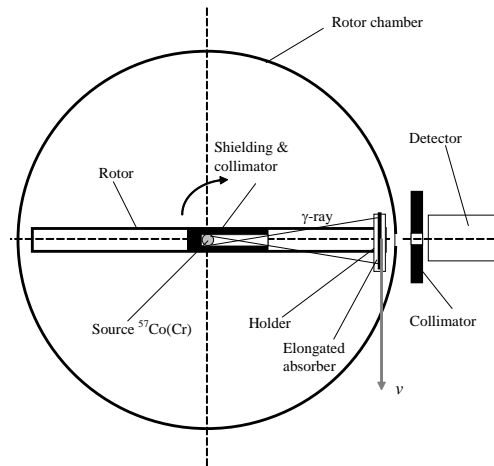


Рис. 5.18, адаптированный из [32]: Типичная схема эксперимента по измерению эффекта Мессбауэра во вращающейся системе. Источник резонансного излучения ^{57}Co закреплен на оси ротора внутри защитной капсулы, одновременно выполняющей роль коллиматора гамма-излучения, а резонансный поглотитель расположен на ободу ротора. Источник резонансного излучения покоится в лаборатории, и регистрация гамма-резонансного излучения производится в моменты времени, когда источник, поглотитель и детектор располагаются вдоль одной линии, как показано на рисунке.

При этом относительное изменение энергии гамма-излучения $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ равно

$$\frac{\nu_s - \nu_a}{\nu_s} = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = -\frac{v^2}{2c^2}. \quad (5.31)$$

Отметим, что знак минус в выражении (5.31) соответствует фиолетовому смещению частоты гамма-излучения, воспринимаемого поглотителем на ободу ротора.

Далее, для оценки относительного замедления времени между источником и поглотителем, пропорционального относительному изменению энергии гамма-резонансного излучения $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ в уравнении (5.31), необходимо измерить с достаточно высокой точностью изменение интенсивности излучения ΔN_{SOD} , прошедшего через резонансный поглотитель, в зависимости от его орбитальной скорости. А затем, предполагая известной форму гамма-резонансной линии используемого поглотителя мессбауэровского излучения (которая действительно может быть измерена с высокой точностью на стандартном мессбауэровском спектрометре высокого качества до проведения измерений во вращающейся системе), мы получаем возможность связать полученное изменение скорости счета детектора ΔN_{SOD} с энергетическим сдвигом гамма-резонансной линии поглощения ΔE_{SOD} (см. рисунок 5.19).

Такого рода количественные измерения эффекта замедления времени были проведены в 60-х годах прошлого столетия в серии мессбауэровских экспериментов во вращающихся системах [83-88]. Позднее гораздо более точные эксперименты с ионными пучками подтвердили этот релятивистский эффект с точностью около 10^{-9} (см. [99, 100] и ссылки в них), что не оставило место для сомнений в его справедливости.

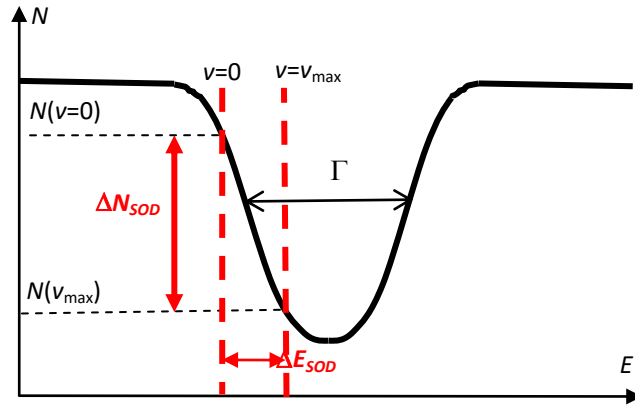


Рис. 5.19. Форма резонансной линии вращающегося поглотителя (сплошная кривая) и положения максимума резонансной линии источника (пунктирные линии) с точки зрения наблюдателя, находящегося на краю ротора при орбитальных скоростях $v=0$ и $v=v_{\max}$, соответственно. Здесь и далее приняты следующие обозначения: E — энергия гамма-квантов, Γ — ширина линии резонансного поглотителя, N — число отсчетов. Разница между $N(v=0)$ и $N(v_{\max})$ обычно составляет несколько процентов от фонового числа отсчетов и для гамма-резонанса на железе-57 соответствует типичному изменению отношения v^2/c^2 между 10^{-13} и 10^{-12} . Добавим, что проведение мессбауэровских экспериментов во вращающейся системе обычно требуют длительного времени измерения, от нескольких часов до нескольких суток, чтобы обеспечить достаточно малую величину статистической погрешности измерений при определении доплеровского сдвига второго порядка ΔE_{SOD} . Представленный рисунок дает самое общее представление об эксперименте без рассмотрения технических деталей по его практической реализации.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что в упомянутых выше экспериментах [83-88] и [99, 100] эффект замедления времени проверялся фактически в принципиально разных физических условиях: в экспериментах [99, 100] заряженные частицы в ионном пучке можно считать свободно движущимися, тогда как резонансные ядра в мессбауэровских экспериментах [83-88] связаны в твердом теле и фактически составляют макроскопическую квантовую систему. Таким образом, несмотря на огромную разницу в относительной точности измерений: 10^{-9} для ионных пучков и 10^{-2} для мессбауэровского излучения – эксперименты второго типа имеют свое самостоятельное значение для проверки единого характера эффекта замедления времени как для свободных, так и для связанных атомов. Здесь следует подчеркнуть, что до публикации работ нашей исследовательской группы [30-44] данному обстоятельству не придавалось особого значения.

Среди известных мессбауэровских экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра, выполненных в 20-ом веке, наиболее точным является эксперимент Кюндига, осуществленный в начале шестидесятых годов [88]. Это объясняется тем, что Кюндиг был и остается до настоящего времени единственным автором, который успешно осуществил линейную модуляцию энергии резонансного излучения во вращающейся системе.

Применение такого методологического подхода позволило ему непосредственно определять положение гамма-резонансных линий на шкале энергий и их смещение по этой шкале в зависимости от скорости резонансного поглотителя за счет квадратичного эффекта Доплера, вне зависимости от механических вибраций ротора. А такие вибрации всегда присутствуют в ультрацентрифугах, используемых в экспериментах по вращающимся системам, и они способны существенно влиять как на форму резонансной линии, приводя к ее уширению, так и в общем случае к ее смещению на энергетической шкале. Здесь однако важно заметить, что при хаотическом характере таких вибраций (что позднее действительно было подтверждено нами при анализе экспериментальных данных, полученных с синхротронным источником гамма-резонансного излучения, механически не связанным с вращающимся ротором [43]), резонансная линия при своем уширении действительно может не изменять своего положения («центра тяжести») на энергетической шкале.

В результате своих измерений, Кюндиг сообщил об экспериментальном подтверждении поперечного эффекта Доплера (или, что эквивалентно для его конфигурации, релятивистского замедления времени) с точностью около 1 %.

Полученный Кюндигом результат, наряду с аналогичными результатами мессбауэровских экспериментов во вращающихся системах, выполненных в 60-е годы прошлого столетия (в частности, [83-87]), были восприняты научной общественностью как весомое подтверждение следствий теории относительности, не оставляющее, с экспериментальной точки зрения, больше никаких принципиальных вопросов.

По этой причине в последующие несколько десятилетий физики не видели никаких оснований к дальнейшему повторению подобных измерений, и вся серия ранних экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах рассматривалась только в историческом аспекте как одно из важных экспериментальных подтверждений специальной теории относительности в лабораторном масштабе.

Новая страница в исследовании эффекта Мессбауэра во вращающихся системах была открыта нашей исследовательской группой, когда во время визита автора этих строк в Стамбульский университет в 2007 году, в нашей дискуссии с профессором Толгой Ярманом (Tolga Yarman) им было высказано предположение – хотя и по неоправданной в то время аргументацией – о том, что коэффициент пропорциональности между относительным изменением энергии ($\Delta E/E$) резонансных гамма-квантов и квадратом отношения (v/c) в уравнении (5.31) может значительно превышать значение $1/2$, и соответствующее отклонение может быть вполне измеримо в мессбауэровских экспериментах во вращающихся системах.

Данное предположение фактически означало, что уравнение (5.31) должно быть переписано в более общем виде

$$\frac{\nu_s - \nu_a}{\nu_s} = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = -k \frac{v^2}{c^2}, \quad (5.32)$$

для которого допускается неравенство $k > 0,5$, так что истинное значение коэффициента k должно определяться экспериментально.

Следует отметить, что наша первоначальная реакция на выдвинутую Ярманом гипотезу была скептической, и именно для демонстрации ее несостоятельности нами был проведен повторный анализ статьи Вальтера Кюндига [88], имеющий своей целью новую и тщательную проверку опубликованного им результата

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = -(1.0065 \pm 0.011) \frac{v^2}{c^2} = -(0.503 \pm 0.005) \frac{v^2}{2c^2}, \quad (5.33)$$

дающего, таким образом, значение коэффициента

$$k = 0.503 \pm 0.005 \quad (5.33a)$$

в полном соответствии с предсказанием СТО (5.31) для эффекта замедления времени во вращающемся поглотителе. При этом указанная в уравнении (5.33a) абсолютная погрешность в определении этого коэффициента являлась действительно рекордной малой для лабораторных экспериментов того времени и соответствовала относительной погрешности измерения эффекта замедления времени на уровне около 1 %.

Напомним, что в эксперименте Кюндига источник мессбауэровского излучения ^{57}Co , нанесенный на фольгу α -железа, был закреплен на оси вращения ротора в соответствии с рисунком 5.18. Ротор был изготовлен из специального алюминиевого сплава и имел диаметр 20 см. Резонансный поглотитель представлял собой фольгу толщиной 0,25 мкм из α -железа, обогащенную железом-57 до 91 %. Фольга была помещена внутри диска из оргстекла толщиной 1/6 дюйма и установлена на расстоянии $R=9,3$ см от оси вращения ротора. Источник и поглотитель устанавливались напротив друг друга в отверстии диаметром 1 см, просверленном диаметрально внутри ротора. Источник был приклеен к изолирующей пластинке из оргстекла, установленной на лицевой стороне пьезоэлектрического преобразователя.

На пьезоэлектрический преобразователь подавался периодический симметричный треугольный сигнал напряжения, обеспечивающий соответствующий треугольный закон смещения источника ^{57}Co и реализующий тем самым режим постоянной скорости колебаний источника. Этот оригинальный технический подход позволил Кюндигу установить прямую пропорциональность между амплитудой треугольного опорного сигнала напряжения и величиной относительной скорости между источником и поглотителем, и полученная зависимость между этими двумя величинами играла ключевую роль при обработке экспериментальных данных Вальтера Кюндига и их последующей физической интерпретации.

Резонансное излучение, прошедшее через поглотитель, регистрировалось двумя стационарными пропорциональными счетчиками, установленными вне ротора напротив друг друга на его противоположных сторонах. Технические подробности в организации системы регистрации можно найти в статье Кюндига [88]. Здесь важно обратить внимание на то, что использование задающих сигналов треугольной формы на пьезоэлектрический преобразователь позволило автору эксперимента реализовать стандартный режим постоянных скоростей во вращающейся системе. Таким образом, при заданной угловой частоте вращения ротора ω , соответствующее значение постоянной в каждом полупериоде колебаний скорости v являлось однозначной функцией амплитудных значений напряжения U , приложенного к пьезоэлектрическому элементу. В силу этого обстоятельства, экспериментатор мог непосредственно измерить форму резонансной линии, варьируя значения напряжения U при фиксированной угловой частоте вращения ротора ω . В результате серии таких измерений Кюндиг определял смещение гамма-резонансной линии D по шкале амплитудных значений напряжений U , приложенных к пьезоэлементу (см. рисунок 5.20, а) при каждом фиксированном значении угловой частоты вращения ротора ω .

Для завершения цикла измерений Кюндиг отдельно проводил калибровку пьезоэлектрической системы движения вне роторной системы, при которой пьезопреобразователь с закрепленным на нем источником излучения устанавливался на подвижной части обычного линейного механического привода. А далее, при постоянных в каждом полупериоде колебаний скоростях привода u (т.е. в режиме постоянных скоростей, см. раздел 3.2, рисунок 3.2 а), проводились стандартные для трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии измерения степени поглощения гамма-резонансного излучения, прошедшего через резонансный поглотитель, в зависимости от амплитудного значения D треугольного сигнала на пьезоэлементе (рисунок 5.20 б).

Подчеркнем, что в таких трансмиссионных измерениях использовались те же самые источник излучения, резонансный поглотитель и пропорциональный детектор, которые применялись и в роторном эксперименте. Таким образом, в результате этих измерений можно было установить однозначную связь между амплитудным напряжением на пьезоэлементе D (в вольтах) и скоростью привода u (в мм/с).

Далее, используя метод наименьших квадратов, Кюндиг построил функцию $D(u)$, представленную им в виде

$$D = (0.64 \pm 0.4) + (174.85 \pm 0.38)u - (1.79 \pm 0.85)u^2, \quad (5.34)$$

и позволяющую выразить различные значения напряжений D в единицах относительного энергетического сдвига $\Delta E/E = u/c$.

Заключительным шагом был пересчет набора значений D , полученных в роторном эксперименте, в относительный энергетический сдвиг резонансных линий как функции угловой скорости вращения ротора ω . В результате такой обработки экспериментальных данных Кюндиг получил значение (5.33а) для коэффициента k в полном соответствии с релятивистским предсказанием в отношении квадратичного эффекта Доплера.

В то же время, более внимательный взгляд на процедуру обработки данных, представленную Кюндигом [88], и имеющий, на самом деле, своей первоначальной мотивацией отвергнуть гипотезу Ярмана о возможном неравенстве $k > 0,5$, наоборот, привел нас к неожиданному выводу о наличии явных вычислительных ошибок Кюндига в процессе обработки полученных им экспериментальных данных.

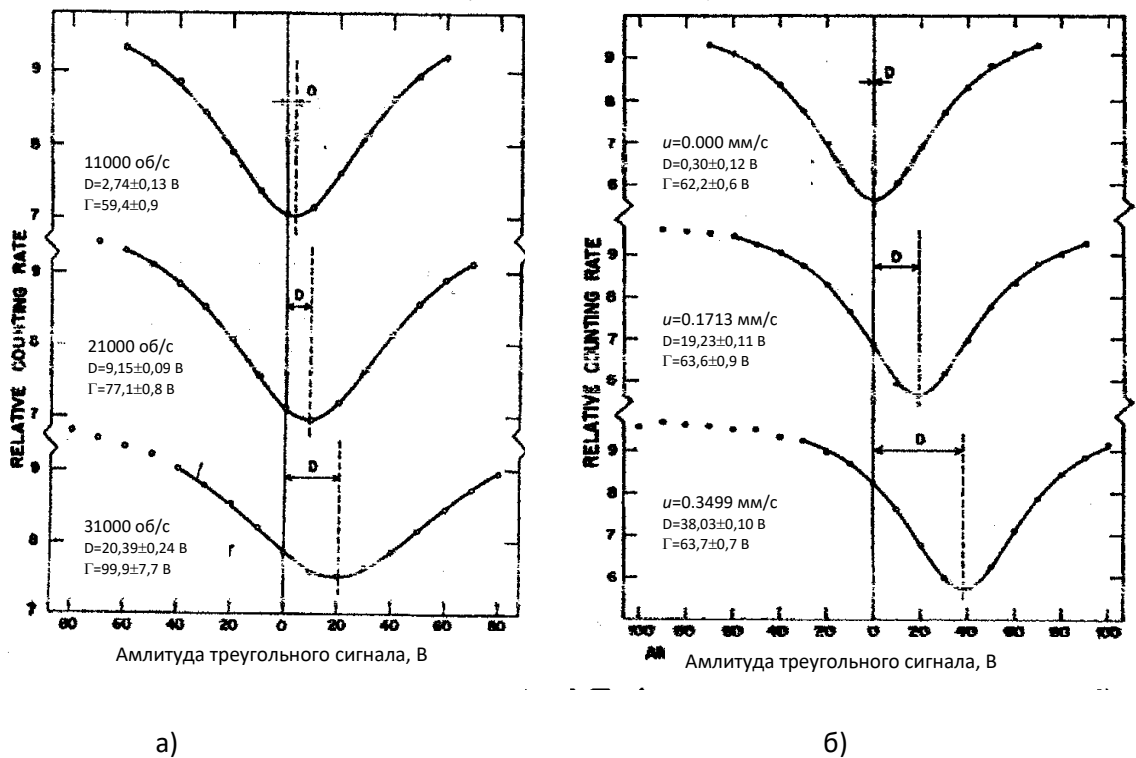


Рис. 5.20: а – Резонансные кривые, измеренные в роторной эксперименте Кюнига при различных угловых скоростях вращения ротора в зависимости от амплитудных значений треугольных сигналов напряжения на пьезоэлементе, линейно пропорциональных относительной скорости u между источником и резонансным поглотителем. На графике индифицированы соответствующие значения D смещения амплитуд гамма-резонансных линий (в вольтах) и их ширины Γ (в вольтах) при различных угловых скоростях вращения ротора (т.е. исходные экспериментальные данные). б – Резонансные кривые, измеренные вне роторной системы с помощью линейного доплеровского модулятора с установленным на нем пьезоэлементом с закрепленным источником излучения при различных значениях D приложенного напряжения к пьезоэлементу (калибровочные измерения)

А именно, было обнаружено, что построенная нами функция $D(u)$ с численными коэффициентами согласно соотношению (5.34) и показанная на рисунке 5.21 пунктирной линией, даже визуально не соответствовала положениям экстремумов линий резонансного поглощения на скоростной шкале с численными данными, приведенными в левой части рисунка 5.20б и показанными на рисунке 5.21 полыми кружками.

Правильная калибровочная кривая такого же вида, как (5.34), но с численными коэффициентами, соответствующими данным рисунка 5.20 б, показана на рисунке 5.21 сплошной линией.

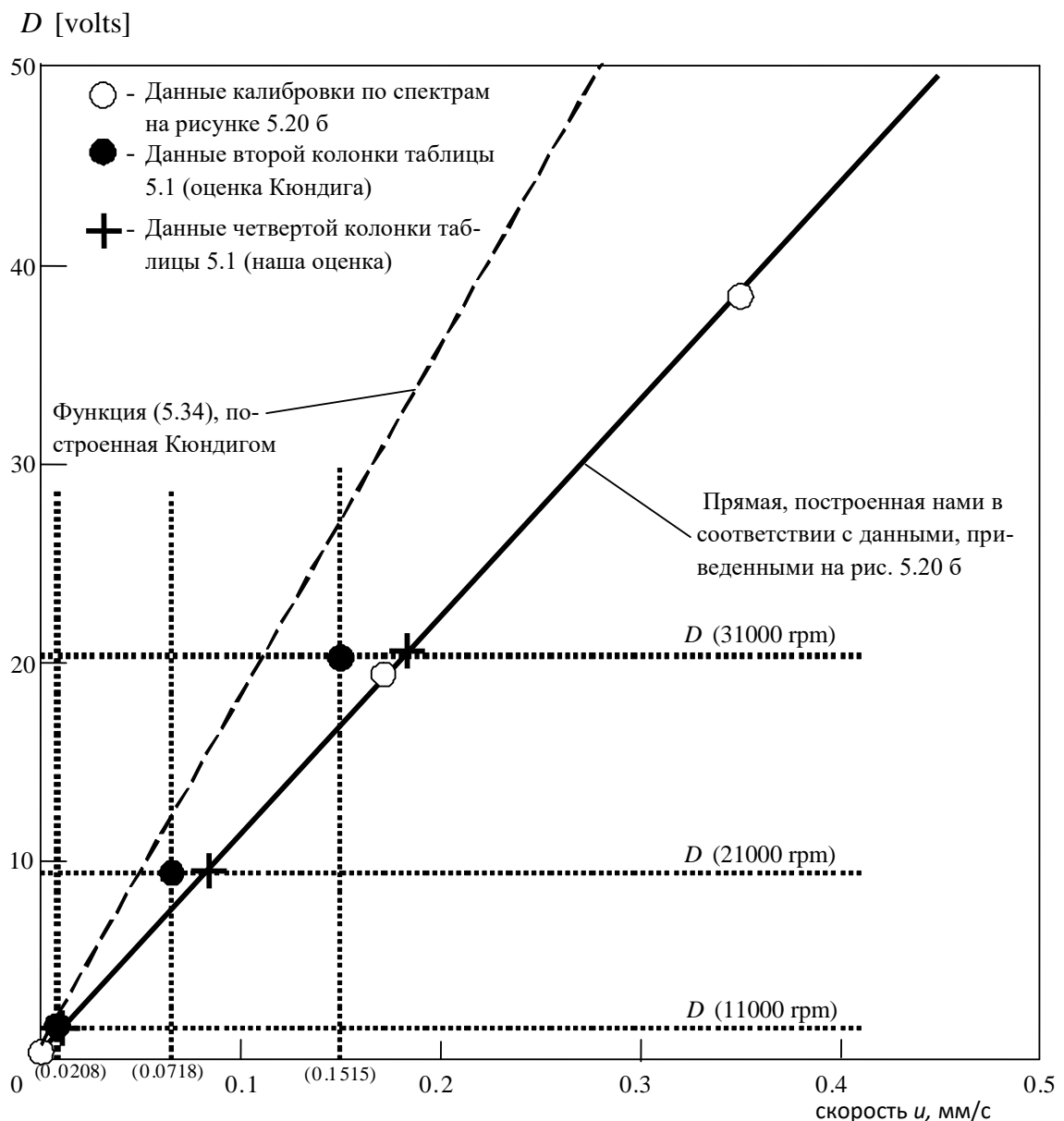


Рис. 5.21 Калибровочная кривая (пунктирная линия), построенная Кюндигом согласно выражению (5.34) в сравнении с калибровочной кривой (сплошной линией), построенной нами [30] (б) на основе численных данных рисунка 5.20б в сравнении с калибровочными данными (пустые кружки) и данными Кюндига из второй колонки таблицы 5.1.

Не менее удивительным для нас было и то, что приведенные Кюндигом в его статье [88] значения абсолютного сдвига резонансных линий в зависимости от приложенного напряжения на пьезоэлементы и воспроизводимые ниже в Таблице 5.1 в качестве выходных данных (показанных полными кружками на рисунке 5.21), не соответствовали ни калибровочной кривой из статьи Кюндига (пунктирная линия), ни скорректированной калибровочной кривой, построенной нами по результатам прямой обработки мессбауэровских спектров в статье Кюндига [88] и представленной на рисунке 5.21 сплошной линией.

Таблица 5.1. Численные данные эксперимента Кюндига (1-3 столбцы) в сравнении с нашей оценкой отношения $D/(R_A^2 - R_s^2)\omega^2$ (4 столбец), где R_A , R_s – радиальные координаты поглотителя и источника, соответственно. В таблице выделены данные при трех значениях скоростей вращения ротора, для которых Кюндигом [88] приведены соответствующие мессбауэровские спектры, и анализ которых позволял провести соответствующую корректировку результатов его измерений

Скорость вращения ротора (rpm)	Shift D (10^{-6} m/s) (Kündig)	$D/(R_A^2 - R_s^2)\omega^2$, (10^{-9} s/m) (Kündig)	$D/(R_A^2 - R_s^2)\omega^2$, (10^{-9} s/m) (our estimation)
3 000	-1.5±1.8	-1.7±2.1	-
11 000	20.8±1.5	1.803±0.127	1.965±0.11
21 000	71.8±1.2	1.705±0.029	1.955±0.025
25 000	101.4±1.5	1.703±0.026	-
31 000	151.5±2.3	1.653±0.025	2.037±0.020
35 000	195.0±2.3	1.666±0.020	-

Таким образом, результаты нашего анализа экспериментальных данных, представленных Кюндигом [88], однозначно свидетельствует о наличии вычислительных ошибок, допущенных в процессе обработки этих данных.

В связи с исключительным значением результатов Кюндига как автора единственного для его времени корректного методологического подхода к измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах, полученные нами результаты подчеркивают актуальность и важность для современной физики проблемы корректного определения коэффициента k в уравнении (5.32).

При решении этой проблемы мы предположили, что на данном этапе исследований вполне достаточно получить качественную оценку коэффициента k , при котором зависимость параметра D от тангенциальной скорости вращения поглотителя u может быть представлена в линейном виде с дальнейшим определением численных значений соответствующих коэффициентов методом наименьших квадратов с использованием совокупности численных данных, представленных на рисунке 5.20 б. В результате выполнения такой процедуры нами получена зависимость $D(u)$ вида [30]

$$D = (0.30 \pm 0.1) + (108.3 \pm 0.70)u, \quad (5.35)$$

которая представлена сплошной кривой на рисунке 5.21.

Сравнение числовых коэффициентов для зависимости Кюндига (5.34) с соответствующими коэффициентами в выражении (5.35) показывает, что, по неясным в настоящее время причинам, Кюндиг действительно совершил грубую ошибку в определении коэффициента при линейном по u слагаемом (174.85 ± 0.38), значительно отличающимся от соответствующего коэффициента (108.3 ± 0.70) в скорректированном соотношении (5.35).

Соответственно, вместо оценки Кюндига (5.33а) для коэффициента k , отвечающей стандартному квадратичному эффекту Доплера для вращающегося поглотителя в уравнении (5.32), нами получено другое значение [30]

$$k=0,595, \quad (5.36)$$

которое вполне согласуется с гипотезой Толги Ярмана о выполнении неравенства $k>0.5$.

Более того, в наших последующих статьях (см., например, [33]) было показано, что наличие центробежной силы на концевых участках пьезоэлемента, используемого для задания возвратно-поступательного движения источника излучений, может приводить к некоторому снижению скорости колебаний источника по сравнению с калибровочными измерениями вне роторной системы, что смещает оценку коэффициента k в уравнении (5.36) в сторону больших значений. В результате мы приходим к неравенству

$$k>0,6, \quad (5.37)$$

оставляя открытым вопрос о точном значении этого коэффициента для будущих экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах.

В любом случае, полученный результат (5.37) свидетельствует о том, что во вращающейся системе отсчета присутствует дополнительный к стандартному квадратичному эффекту Доплера (5.31) энергетический сдвиг между гамма-резонансными линиями испускания и поглощения, природа которого подлежит отдельному определению. Это делает весьма актуальной проблему точного измерения коэффициента k и выявления его физического смысла.

К сожалению, на момент выполнения нашего анализа эксперимента Кюндига, приводящего к оценке (5.37), Вальтер Кюндиг уже ушел из жизни. Поэтому в настоящее время уже никто не сможет пояснить, каким образом произошли выявленные выше вычислительные ошибки, исказившие истинный результат этого выдающегося эксперимента, реализованного на беспрецедентно высоком техническом уровне.

5.3.4 Эффект Мессбауэра во вращающихся системах. О результатах остальных экспериментов, выполненных в 20 веке

Рассматривая остальные эксперименты по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах (например [83-87]), мы еще раз подчеркнем уникальное техническое достижение Вальтера Кюндига по высокоточному измерению формы и положения гамма-резонансной линии поглощения на энергетической шкале с использованием режима постоянных скоростей источника гамма-резонансного излучения, закрепленного на оси вращающегося диска. Такой оригинальный методологический подход позволил ему одновре-

менно определять как форму, так и положение на энергетической (скоростной) шкале линии резонансного поглощения, т.е. реализовать прямые измерения эффекта Мессбауэра при различных угловых скоростях вращения ротора.

Во всех остальных мессбауэровских экспериментах, выполненных в 60-е годы прошлого столетия, источник и поглотитель излучения жестко закреплялись на роторе – как правило, источник помещался на оси вращения, а поглотитель на краю ротора. При такой конфигурации изменение энергии гамма-излучения, проходящего через резонансный поглотитель, должно определяться (как тогда полагалось) исключительно за счет квадратичного эффекта Доплера, обусловленного замедлением хода времени во вращающемся поглотителе. В то же время, необходимо подчеркнуть, что измеряемая скорость счета гамма-квантов, прошедших через резонансный поглотитель (обозначенная как ΔN_{SOD} на рисунке 5.19) зависела, вообще говоря, не только от величины энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения ((обозначенного как ΔE_{SOD} на рисунке 5.19), но и от возможных изменений самой формы гамма-резонансной линии используемого поглотителя гамма-резонансного излучения, прежде всего ее ширины и высоты, при изменении частоты вращения ротора.

В этой связи заметим, что во всех упомянутых выше экспериментах [83-87] форма гамма-резонансной линии используемого резонансного поглотителя определялась с применением обычных лабораторных трансмиссионных измерений, проводимых вне роторной системы. При таких стандартных измерениях, практически не лимитированных во времени, можно было обеспечить сколь угодно малую статистическую погрешность в измерении формы гамма-резонансных линий. Это, в свою очередь, обуславливало принципиальную возможность для достижения предельно малой погрешности измерения в отношении величины смещения такой гамма-резонансной линии по энергетической шкале. Более того, фактическая статистическая погрешность измерения положения гамма-резонансных линий на энергетической шкале становилась много меньше по сравнению с другими видами погрешностей измерений, определяемыми инструментальными факторами и дающими, таким образом, основной вклад в результирующую погрешность в оценке коэффициента k в соотношении (5.32).

Однако при таком подходе, использованном во всех упомянутых экспериментах [83-87], делалось неявное, хотя и критически важное допущение о том, что форма гамма-резонансной линии, измеренная при трансмиссионных измерениях вне роторной системы, остается неизменной при любой частоте вращения ротора с закрепленными на нем источником и поглотителем гамма-резонансного излучения.

Как легко понять, такое допущение эквивалентно утверждению о том, что вибрации в роторной системе, способные привести к уширению гамма-резонансной линии поглотителя и соответствующему уменьшению ее высоты, являются пренебрежимо малыми.

При этом следует отметить, что уменьшение высоты гамма-резонансной линии при ее уширении обусловлено тем, что вибрации в роторной системе никак не влияют на вероятность эффекта Мессбауэра f для используемой пары «источник-поглотитель», а значит, на общую площадь под резонансной кривой, пропорциональную f . Поэтому уширение гамма-резонансной линии за счет хаотических вибраций в роторной системе всегда сопровожда-

ется уменьшением ее амплитуды и пропорциональным уменьшением измеряемой величины резонансного эффекта на используемом поглотителе.

В этой связи подчеркнем еще один важный результат, полученный в эксперименте Кюндига [88]: а именно, в его измерениях было показано, что допущение о независимости формы гамма-резонансной линии от скорости вращения ротора является неверным; в частности, в самом эксперименте Кюндига, даже при использовании высококачественной роторной системы, тем не менее, наблюдалось значительное уширение гамма-резонансной линии при возрастании частоты вращения ротора. В частности, при максимальной частоте его вращения 31000 об/с, оно достигло полуторакратного увеличения по сравнению с исходной частотой вращения 11000 об/с (см. верхнюю и нижнюю резонансные кривые на рисунке 5. 20а).

Строго говоря, это еще не доказывало, что столь же значительное уширение мессбауэровских линий при изменении частоты вращения ротора от минимальных до максимальных значений имело место и во всех остальных экспериментах по изменению эффекта Мессбауэра во вращательных системах [83-87]. В то же время, полученные Кюндигом мессбауэровские спектры во вращающейся системе при различных частотах вращения ротора (рис. 5. 20а) в любом случае свидетельствуют о том, что предположение о независимости ширины гамма-резонансной линии во вращающемся поглотителе от частоты вращения является в любом случае не совсем некорректным.

Следовательно, результаты упомянутых экспериментов [83-87], авторы которых единодушно доложили о подтверждении с точностью до нескольких процентов релятивистского эффекта замедления времени для вращающегося поглотителя, нельзя считать доказательными в силу полного отсутствия какого-либо анализа по влиянию на полученные результаты возможного уширения мессбауэровских линий из-за механических вибраций в роторе.

Тем не менее, повторный качественный анализ этих экспериментов в принципе все же возможен, и здесь особое внимание заслуживает эксперимент Чемпи (Champeneu) с коллегами [87]. Этот эксперимент отличался от других подобных экспериментов [83-86] совокупностью многочисленных данных, полученных для пяти различных поглотителей и двух мессбауэровских источников ^{57}Co в различных матрицах.

В то же время, только для источника $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ и поглотителя $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$ авторы представляют одновременно мессбауэровский спектр (рисунок 5.22 а, который можно рассматривать как калибровочное измерение) и результат роторного эксперимента (рисунок 5.22 б). Таким образом, только для этой комбинации читатель может самостоятельно проверить полученные результаты хотя бы на качественном уровне.

Как видно из рисунка 5.22 б, статистическое качество роторного эксперимента [87] довольно низкое. Тем не менее, авторам удалось построить аппроксимирующую кривую (сплошную линию) и оценить относительный сдвиг энергии, усредненный по шестнадцати циклам измерений как

$$\frac{\Delta E}{E} = -(1.02 \pm 0.021) \frac{v^2}{2c^2}, \quad (5.38)$$

что соответствует значению $k=0,51\pm0,021$ в полном согласии со стандартной величиной для квадратичного эффекта Доплера.

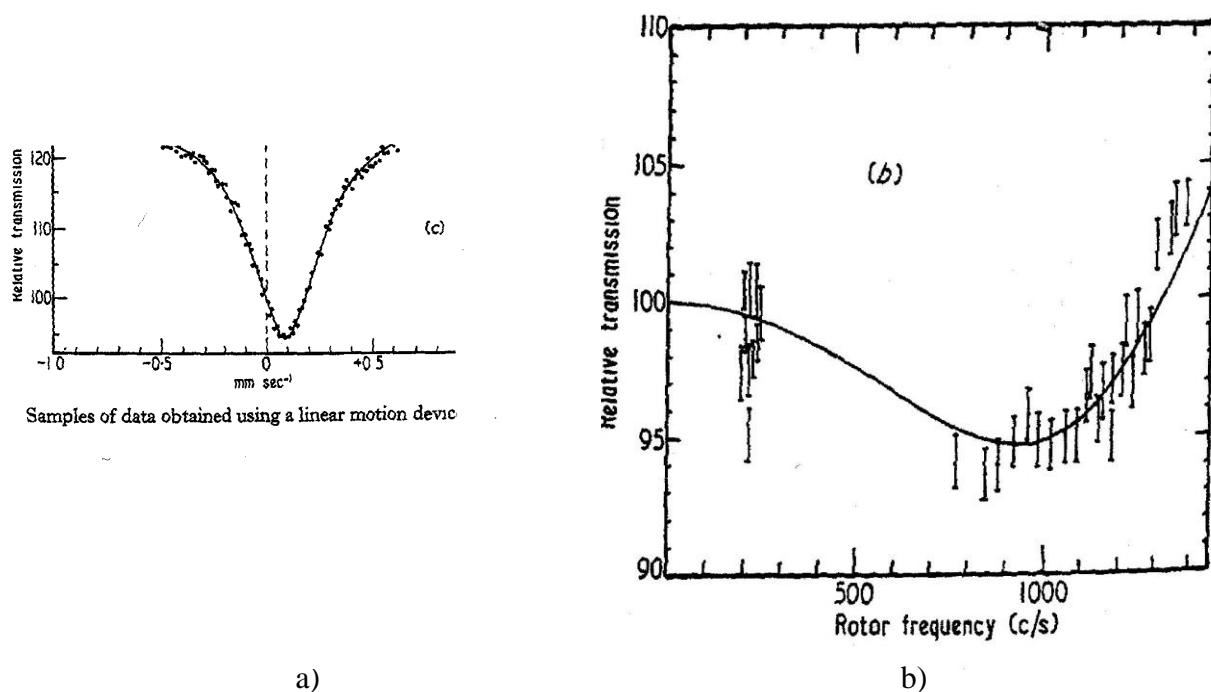


Рис. 5.22. Данные эксперимента [87]: а – мессбауэровский спектр поглотителя $K_4Fe(CN)_6$, измеренный с помощью источника гамма-резонансного излучения $^{57}Co(Cr)$; б – результат роторного эксперимента с этой же парой источник-поглотитель

В то же время, при нашем собственном анализе этого эксперимента мы обратили внимание на три группы экспериментальных точек, лежащих за пределами аппроксимирующей кривой. Первая (левая) группа соответствует частоте вращения ротора около 200 об/с, и значительный разброс результатов измерений, по-видимому, отражает его неустойчивую работу на этих сравнительно низких частотах, сопровождающуюся переменным уровнем вибрации.

Гораздо интереснее объяснить отклонение центральной (соответствующей частоте вращения ротора около 800 об/с) и правой (1300...1400 об/с) групп экспериментальных точек от аппроксимирующей кривой, проведенной Чемпни и Муном.

В частности, мы предположили, что правая группа точек, полученная при предельно высоких частотах вращения более 1300 об/с, отражает известный эффект уменьшения хаотических вибраций ротора, когда центростремительное ускорение приближается к пределу упрочнения материала ротора. Если это действительно так, то экспериментальные точки в диапазоне частот $\sim 900...1300$ об/с должны лежать выше непрерывной аппроксимирующей кривой, что и наблюдается на рисунке 5.22 б в указанном диапазоне частот.

В любом случае, самым важным представляется определение точного положения экстремума аппроксимирующей кривой по данным рисунка 5.22 б, которое существенно менее чувствительно к уровню вибраций ротора, чем сама форма кривой на этом рисунке.

Аппроксимирующая кривая Чемпни и соавторов [87], показанная на рисунке 5.22 б сплошной линией, имеет минимум на частоте около 950 об/с. В то же время, обращает на себя внимание центральная группа экспериментальных точек слева от экстремума аппроксимирующей кривой, которые лежат ниже самой кривой и позволяют предположить, что истинный экстремум аппроксимирующей кривой также должен быть смещен влево по шкале частот и находиться при значениях около 800...830 об/с, как и видно визуально на этом рисунке.

Далее, воспользовавшись калибровочной кривой на рисунке 5.22 а и построив соответствующую аппроксимирующую кривую с минимумом при частоте около 830 об/с, мы обнаруживаем (см. статью [30]), что такая кривая одновременно проходит и через экспериментальные точки, лежащие в области частот $\nu=1300...1400$ об/с. Этот результат может служить дополнительным аргументом в пользу справедливости введенных нами корректировок при анализе экспериментальных данных из работы [87]. В результате мы получаем оценку [30]

$$\frac{\Delta E}{E} = -(1.21 \pm 0.050) \frac{\nu^2}{2c^2}, \quad (5.39)$$

что дает значение коэффициента в уравнении (5.32) $k=0,601$, которое вполне согласуется с нашим результатом (5.36), полученным выше на основе экспериментальных данных Кюндига.

Мы не настаиваем на том, что оценка (5.39) неизбежно следует из эксперимента Чемпни с соавторами [87], скорее она носит качественный характер. Тем не менее, здесь нам хотелось продемонстрировать, что этот эксперимент, как и другие упомянутые выше роторные эксперименты без энергетической модуляции резонансных гамма-квантов, действительно допускают неоднозначную интерпретацию полученных экспериментальных данных.

В этих условиях мы можем рассматривать эксперимент Кюндига при скорректированной обработке связанных с ним данных как наиболее надежный источник для получения реальной экспериментальной информации об относительном сдвиге гамма-резонансных линий между покоящимся резонансным источником и вращающимся резонансным поглотителем в зависимости от частоты вращения ротора.

Далее возникает принципиальный вопрос о физической природе такого дополнительного к квадратичному эффекту Доплера энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения во вращающейся системе.

Сразу же подчеркнем, что выявленное наличие дополнительного энергетического сдвига во вращающейся системе никак не может ставить под сомнение сам эффект релятивистского замедления времени за счет линейного движения, которое имеет многочисленные подтверждения в экспериментах с атомными пучками и свободными мюонами (см., например, статьи [99, 100] и имеющиеся в них литературные ссылки).

Скорее мы можем предположить, что в эксперименте Кюндига энергетический сдвиг резонансной линии поглощения по отношению к линии источника излучения вызван не только обычным релятивистским эффектом замедления времени, но и каким-то дополнительным эффектом пока что неизвестной природы, и вклад от которого был упущен автором. Соотношения (5.38) и (5.39) показывают, что этот дополнительный относительный сдвиг энергии должен иметь порядок $0,1v^2/c^2$ и, как легко оценить, при максимальной частоте вращения ротора 31000 об/мин в эксперименте Кюндига этот сдвиг может достигать значений, сравнимых с естественной шириной линии резонанса ^{57}Fe и быть вполне измеримым.

При выявлении возможной природы такого дополнительного энергетического сдвига, прежде всего, следует отметить, что в экспериментах по вращающейся системе на приемник излучения (резонансный поглотитель) действует центробежная сила F_c , компенсируемая механическими напряжениями в держателе образца. Эта сила создает в поглотителе давление

$$p = \frac{F}{S} = \frac{m_A \omega^2 R_A}{S} = \rho l \omega^2 R_A, \quad (5.40)$$

где S – площадь поверхности поглотителя, m_A , ρ , l – его масса, плотность и толщина, соответственно. Заметим далее, что наличие давления внутри кристалла действительно может влиять на сверхтонкие поля в резонансном поглотителе и, соответственно, на положение линии поглощения. Однако даже при самой высокой частоте вращения ротора в эксперименте Кюндига (35000 об/мин), плотности железа $\rho=7,9$ г/см³ и толщине поглотителя $l \approx 10$ мкм, давление p в уравнении (5.40) не превышает 1 бар, тогда как заметные изменения в положении резонансных линий на скоростной (энергетической) шкале наблюдаются начиная с давления в несколько кбар (см. статью [101] и соответствующие ссылки в ней).

С другой стороны, следует иметь в виду, что поглотитель может испытывать не только давление за счет действующей на него центробежной силы, но и частично давление со стороны его держателя. В таком случае результирующее давление зависит как от массы держателя, так и особенностей его конструкции и в принципе действительно может быть большим. В частности, наши оценки показывают, что при массе держателя от 5 г до 10 г, эффективное максимальное давление может достигать значения до 1 кбар. Однако даже в этом случае соответствующее изменение плотности электронов на резонансных ядрах поглотителя под действием давления оказывается явно недостаточным для объяснения дополнительного энергетического сдвига в эксперименте Кюндига [88].

Таким образом, необходимо проанализировать и другие возможные объяснения обнаруженного эффекта. Мы полагаем, что такое объяснение должно учитывать не только влияние давления, но и упомянутое выше физическое различие между пучком свободных ионов (где эффект замедления времени измерялся в «чистом виде») и резонансными ядрами во вращающемся поглотителе, фактически представляющими собой связанную квантово-механическую систему. С точки зрения наблюдателя во вращающейся системе отсчета данная квантовая система находится в эффективном гравитационном поле, и в этой связи возникает вопрос об универсальности принципа эквивалентности, в именно о

его применимости не только к классическим, но и квантово-механическим объектам, каковыми являются мессбауэровские ядра в кристаллической решетке резонансного поглотителя, вращающегося на краю ротора.

Таким образом, обнаруженный нами дополнительный энергетический сдвиг между гамма-резонансными линиями источника и поглотителя гамма-резонансного излучения и связанная этим неожиданным результатом гипотеза о возможной корректировке принципа эквивалентности для квантово-механических объектов стимулировало постановку двух экспериментов нашей исследовательской группой по новому измерению относительного энергетического сдвига гамма-резонансных линий испускания и поглощения во вращающейся системе с применением принципиально нового методологического подхода к постановке и обработке результатов эксперимента.

Как мы покажем ниже, такой новый методологический подход позволяет разделить реальную (физическую) компоненту относительного энергетического сдвига резонансных линий испускания и поглощения от кажущегося сдвига резонансных линий за счет инструментальных факторов, также влияющих на измеряемую интенсивность резонансных гамма-квантов, прошедших поглотитель, и вызванных, прежде всего, неизбежно возникающими механическими вибрациями во вращающемся роторе.

5.3.5 Современные эксперименты по измерению эффекта Мессбауэра с высокоскоростными роторными системами и выявление компоненты энергетического сдвига линий резонансного излучения и поглощения, не связанной с эффектом замедления времени

Постановка современных мессбауэровских экспериментов во вращающихся системах нашей международной исследовательской группой (включающей физиков из БГУ, Университета Окан (Турция), Стамбульского Университета (Турция) и Французского космического агентства) была непосредственно стимулирована результатами нашего анализа эксперимента Кюндига [88], представленного в предыдущем подразделе, которые однозначно свидетельствовали о наличии во вращающейся системе компоненты дополнительного (к квадратичному эффекту Доплера) энергетического (частотного) сдвига неизвестной природы между гамма-резонансными линиями источника и поглотителя. Надежно установленным можно было считать тот факт, что такая компонента энергетического сдвига имеет одинаковый знак с компонентой энергетического сдвига, обусловленной квадратичным эффектом Доплера, поскольку коэффициент k в уравнении (5.32) принимает значения большие, чем $\frac{1}{2}$.

Первый эксперимент нашей группы был выполнен на кафедре ядерной физики БГУ в 2008 году; финансирование эксперимента обеспечивалось за счет средств Университета Окан (Стамбул, Турция) и фирмы Savronik (Турция).

При планировании эксперимента мы отказались от использования методического подхода Кюндига, основанного на модуляции энергии резонансных гамма-квантов от источника излучения за счет возвратно-поступательного движения источника, закрепленного на пьезоэлектрическом элементе вблизи оси ротора. Это и до настоящего времени остается нетривиальной технической проблемой. Кроме того, при использовании

метода Кюндига существует неустранимый источник неопределенности в интерпретации экспериментальных данных, связанный с возможным изменением передаточной характеристики системы движения на основе пьезоэлементов из-за возможных изменений ее характеристик при изменении центробежного ускорения.

Исходя из этого, мы решили использовать стандартную схему реализации большинства роторных экспериментов [83-87], основанную на измерении скорости счета детектируемых резонансных γ -квантов, испущенных источником гамма-излучения на оси ротора и прошедших через резонансный поглотитель, закрепленный на ободе ротора, при различных частотах его вращения.

Однако в отличие от всех известных ранее экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающейся системе, нами был разработан принципиально новый метод для учета возможного влияния хаотических механических вибраций ротора на результат оценки коэффициента k в уравнении (5.32).

В основе этого метода лежит идея по применению двух различных резонансных поглотителей для измерения эффекта Мессбауэра во всем диапазоне частот вращения ротора. При этом резонансные линии обоих поглотителей смещены на скоростной шкале по отношению друг к другу на величину, сравнимую с их естественной шириной.

Суть метода, алгоритм реализации которого будет описан ниже, состоит в совместном анализе данных, полученных с использованием двух различных резонансных поглотителей. При этом, в упрощенном изложении, полученные данные для обоих поглотителей образуют систему двух уравнений с двумя неизвестными параметрами. Один из этих параметров отражает уширение гамма-резонансных линий за счет механических вибраций ротора при различных частотах его вращения, а второй параметр – физическое смещение линий по скоростной (энергетической) шкале за счет квадратичного эффекта Доплера.

Таким образом, решив такую систему двух уравнений с двумя неизвестными, мы принципиально можем отделить друг от друга эффект уширения резонансных линий поглотителей при фиксированном положении этих линий на скоростной шкале, и эффект смещения каждой линии как целого по скоростной шкале.

Алгоритм практической реализации такого метода будет представлен ниже при описании процедуры обработки экспериментальных данных.

В следующих подразделах рассматриваются основные технические моменты в подготовке и реализации обоих роторных экспериментов, выполненных в БГУ в 2008 году и затем на факультете естественных наук Стамбульского университета в 2013 году. Принципиальная схема измерений и методология обработки экспериментальных данных в обоих экспериментах была примерно одинаковой; в то же время, качество разработанной роторной системы для Стамбульского эксперимента в 2014 году было заметно улучшено по сравнению с качеством роторной системы, использованной в нашем первом эксперименте в Минске в 2008 году.

5.3.5.1 Экспериментальная установка

Разработанная нами роторная система для эксперимента 2008 года (см. рисунок 5.23) была создана на базе ультрацентрифуги К-80 («Белмашприбор», Минск) с диаметром

рабочей камеры 630 мм и диапазоном частот вращения в диапазоне от нуля до 150 оборотов в секунду. Ротор имел форму плоского обтекаемого стержня диаметром 610 мм, изготовленного из специального сверхпрочного и легкого алюминиевого сплава, легированного титаном, и подвергнутого специальной термической обработке.

Мессбауэровский источник $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ активностью 20 мКи был помещен в медно-свинцовую экранирующую и коллимирующую систему и установлен на оси вращения ротора. Держатель образца был изготовлен из специального закаленного алюминиевого сплава и закреплен на ободе ротора. Полугерметическая камера роторной системы во время измерений постоянно откачивалась; стационарное давление составляло около 100 мм рт. ст. В этих условиях происходил некоторый разогрев ротора при его вращении.

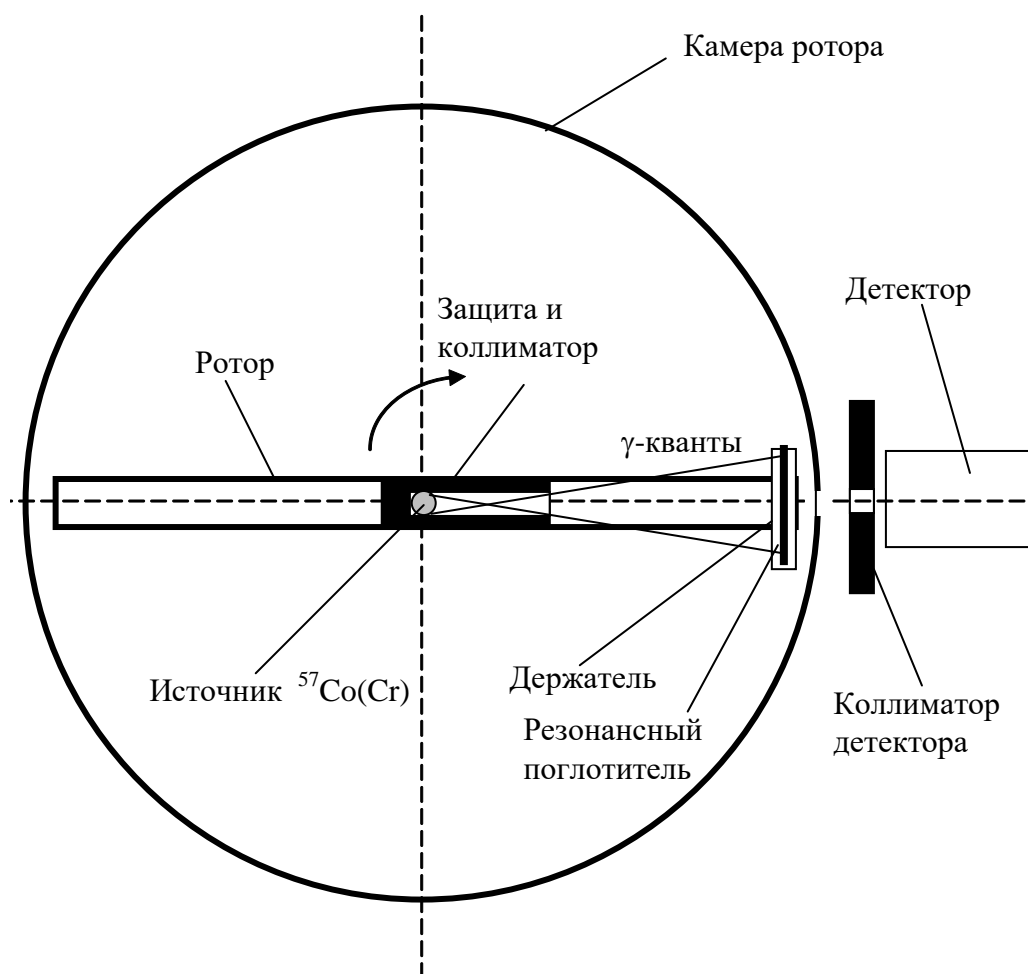


Рис. 5.23. Схема эксперимента по измерению эффекта Мессбауэра во вращающейся системе (Минск, 2008; Стамбул, 2014)

Однако разница температур источника и поглотителя никогда не превышала 10°C в применяемом диапазоне частот вращения. При такой разнице температур можно было

пренебречь изменением положения резонансной линии на энергетической шкале из-за теплового сдвига.

Пропорциональный счетчик для регистрации γ -квантов, наполненный ксеноном, располагался вне роторной системы. В рабочей камере, напротив входного окна детектора, был установлен бериллиевый фильтр диаметром $\varnothing 15$ мм для вывода резонансного излучения, центр которого находился в той же плоскости, что и линия, соединяющая источник и поглотитель. По причинам, изложенным ниже, мы выбрали расстояние между источником и поглотителем (305 мм) во много раз большее, чем использованное в эксперименте Кюндига (в котором оно составило 46 мм). При выбранных нами условиях максимальная тангенциальная скорость на краю ротора составила $v=2\pi\nu r=2\pi\cdot 150\cdot 0,305=287,3$ м/с.

Чтобы частично компенсировать уменьшение скорости счета детектора, вызванное увеличением расстояния между источником и поглотителем по сравнению с другими известными экспериментами по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах [83-88], мы применили вытянутые в азимутальном направлении поглотители. Это позволило максимально увеличить эффективное время измерения в каждом периоде вращения ротора в геометрии пропускания, как показано на рисунке 5.23.

Используемые поглотители имели прямоугольную форму размером 15×55 мм. В этих условиях средняя скорость счета детектора составляла около 3 импульсов в секунду в рабочем энергетическом окне, предназначенном для выделения резонансных γ -квантов железа-57 энергией 14,4 кэВ.

Тщательное экранирование источника излучения позволило минимизировать фоновую скорость счета (измеряемую при угловых положениях ротора, при которых прямой поток излучения источника проходил мимо окна коллиматора), которая составила менее 0,2 импульсов в секунду. Это позволило отказаться от временной селекции выходных импульсов детектора, применявшейся в других роторных экспериментах [83-88].

Измерение интенсивности гамма-излучения, прошедшего через резонансный поглотитель, проводилось в диапазоне частот вращения ротора от 70 об/с до 120 об/с с шагом 10 об/с. При диаметре ротора 610 мм это соответствовало изменению тангенциальных скоростей поглотителя от 134,1 м/с до 230,0 м/с. Соответствующий диапазон изменения энергетических сдвигов резонансных гамма-квантов за счет квадратичного эффекта Доплера, эквивалентный линейным скоростям источника в направлении резонансного поглотителя, составлял (0,030–0,088) мм/с.

Каждый измерительный цикл начинался с максимальной частоты вращения ротора $\nu=120$ об/с при дальнейшем ее снижении до 70 об/с. Точность установки частоты вращения составила $\pm 0,5$ об/с. Количество выходных импульсов детектора измерялось в течение 100 секунд при каждой фиксированной частоте вращения.

По завершению каждого цикла измерений сразу же инициировался цикл новых измерений до набора требуемого общего числа зарегистрированных гамма-квантов, соответствующего заданной статистической погрешности измерений, при каждой фиксированной частоте вращения ротора. Общее количество таких циклов достигало нескольких

десятков. Суммарная продолжительность всех циклов измерений составила около одного месяца.

5.3.5.2 *Методология эксперимента*

При анализе и интерпретации экспериментальных данных мы рассматривали коэффициент k в уравнении (5.32) в качестве неизвестного параметра, подлежащего определению на основе полученных результатов проведенных измерений. В идеализированном случае, когда механические вибрации ротора были бы пренебрежимо малыми, коэффициент k мог бы непосредственно определяться при сравнении энергетического сдвига второго порядка, оцененного при каждой фиксированной частоте вращения ротора, с доплеровским сдвигом первого порядка, измеренным для той же пары «источник и поглотитель» с использованием стандартного мессбауэровского спектрометра, расположенного вне роторной системы.

Однако данный алгоритм оценки квадратичного эффекта Доплера оказывается не применим к реальным роторным системам, поскольку в таких системах влияние механических вибраций на форму измеряемых мессбауэровских линий на практике не может быть сведено к нулю.

Наличие этих вибраций приводит к уширению гамма-резонансных линий, причем степень такого уширения зависит от частоты вращения ротора – очевидно, чем больше частота вращения, тем выше уровень вибраций и тем больше становится уширение линий. Поэтому при изменении частоты вращения ротора имеет место наложение двух эффектов: смещение гамма-резонансной линии по скоростной (энергетической) шкале за счет физических факторов (квадратичного эффекта Доплера) и ее одновременное уширение за счет инструментальных факторов.

Оба этих эффекта наглядно демонстрируются результатами измерений Кюндига на рисунке 5.20, где эти эффекты присутствуют одновременно и вместе влияют на интенсивность гамма-резонансного излучения источника, прошедшего через резонансный поглотитель.

Заметим, что наличие таких эффектов практически не влияло на точность определения экстремума линии резонансного поглощения в эксперименте Кюндига, что являлось самым большим техническим преимуществом реализованной им схемы измерения эффекта Мессбауэра во вращающихся системах по сравнению со всеми другими известными экспериментами на эту тему (в частности, [83-87]).

Подчеркнем также, что в упомянутых экспериментах [83-87] эффект уширения гамма-резонансных линий с возрастанием частоты вращения ротора, оказывающий существенное влияние на степень поглощения гамма-резонансного излучения источником резонансным поглотителем, тем не менее, полностью игнорировался. В силу этого, продемонстрированная Кюндигом зависимость ширины мессбауэровской линии от частоты вращения ротора, неучтенная авторами предыдущих экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах сделала их результаты практически недостоверными.

Этот вывод, который был сделан нашей исследовательской группой при анализе всех выполненных ранее мессбауэровских роторных экспериментов, являлся еще одним важ-

ным мотивирующим фактором для проведения наших собственных экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах.

Далее немаловажно отметить, что уширенные за счет вибраций ротора гамма-резонансные линии на рисунке 5.20 тем не менее оставались симметричными, что указывает на хаотический характер таких механических вибраций. Позже этот вывод был непосредственно доказан нами при анализе мессбауэровских экспериментов на вращающихся резонансных поглотителях с использованием резонансного синхротронного излучения [43].

При этом следует особенно подчеркнуть, что наличие механических вибраций в роторе, приводящих к уширению гамма-резонансных линий, тем не менее, не могло повлиять на их общую площадь, которая полностью определяется физическими факторами, прежде всего, вероятностью безотдачного испускания и поглощения гамма-резонансного излучения для выбранной пары «источник-поглотитель» и эффективной толщиной поглотителя по резонансному изотопу.

Еще одним принципиальным свойством вибраций в роторной системе является зависимость их уровня от частоты вращения ротора, что также было подтверждено в эксперименте Кюндига. Такая зависимость проявлялась в возрастании измеряемой ширины гамма-резонансной линии при увеличении частоты вращения. В частности, при возрастании частоты вращения ротора от 11000 об/мин до 35000 об/мин, в эксперименте Кюндига наблюдалось полуторократное уширение резонансной линии поглотителя [88].

В такой ситуации скорость счета детектора N как функция частоты вращения ротора ν может существенно отклоняться от соответствующей зависимости $N(\nu)$ в идеализированном случае, предполагающем отсутствие вибраций. Следовательно, игнорирование этого эффекта, как это имело место в остальных экспериментах 20 века по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах [73-87], могло привести (и реально приводило!) к появлению значительной систематической погрешности в оценке коэффициента k в уравнении (1).

Таким образом, проанализировав все проблемы, связанные с влиянием механических вибраций ротора на измеряемый эффект Мессбауэра во вращающихся системах, мы пришли к выводу о нецелесообразности прямого повторения таких экспериментов, выполненных в 20 веке, из-за невозможности их корректной физической интерпретации.

Фактически, для проведения достоверных измерений и правильной физической интерпретации полученных экспериментальных данных потребовалась разработка и реализация новых методологических идей, призванных минимизировать как случайные (статистические), так и систематические погрешности измерений, обусловленные, прежде всего, зависимостью уровня вибраций в роторной системе от частоты вращения ротора.

Одна из ключевых новых идей в разработке современных мессбауэровских экспериментов во вращающейся системе состояла в том, чтобы независимо оценить искажение коэффициента k исключительно вследствие вибраций ротора, т.е. при отсутствии физического сдвига гамма-резонансных линий по энергетической шкале. Для этого мы предложили проводить измерения с использованием не одного, а двух различных резонансных

поглотителей, характеризующихся существенно различающимися параметрами мессбауэровских спектров.

В такой ситуации, при оптимальном выборе пары резонансных поглотителей, уширение их резонансных линий за счет вибраций может действительно вызывать значительные различия в измеряемых скоростях счета детектора для каждого поглотителя даже при фиксированных положениях экстремумов резонансных линий поглотителей на энергетической шкале.

Таким образом, сравнивая данные роторного эксперимента, полученные для каждого поглотителя, мы получаем принципиальную возможность для оценки уровня вибраций ротора при различных частотах его вращения, что позволяет вносить необходимые корректировки при оценке коэффициента k .

С математической точки зрения, в этой ситуации мы имеем два неизвестных и, вообще говоря, нескоррелированных параметра – физический сдвиг гамма-резонансной линии по энергетической шкале за счет квадратичного эффекта Доплера и уширение гамма-резонансной линии за счет хаотических вибраций ротора, и получаем соответствующую систему двух уравнений с двумя неизвестными (шириной и положением резонансной линии), описывающих экспериментальные данные с обоими поглотителями.

В результате, при решении такой системы двух уравнений с двумя неизвестными параметрами, появляется принципиальная возможность для разделения парциальных вкладов в измеряемую скорость детектора, возникающих как за счет физического сдвига линии по энергетической шкале, так и за счет ее уширения, вызванного механическими вибрациями.

Это – основная математическая идея предложенного нами алгоритма к получению и обработке экспериментальных данных мессбауэровских экспериментов во вращающихся системах. При этом реальный вычислительный алгоритм все же был намного сложнее, чем простое решение системы двух уравнений, а скорее был основан на итерационной процедуре, которая будет отдельно описана ниже.

Далее заметим, что современная расширенная база данных различных мессбауэровским соединениям, созданная международным информационным Центром по эффекту Мессбауэра (the Mössbauer Effect Data Center) [103], позволила нам выбрать оптимальную пару резонансных поглотителей для реализации описанного выше алгоритма.

Поглотитель 1 представлял собой тонкий слой соединения $K_4Fe(CN)_6 \times 3H_2O$, а поглотитель 2 представлял собой такой же тонкий слой соединения $Li_3Fe_2(PO_4)_3$, и оба поглотителя были обогащены изотопом ^{57}Fe до 90 %. Каждый поглотитель был помещен в бериллиевую капсулу для защиты от механических повреждений, которая была практически прозрачна для резонансных γ -квантов 14,4 кэВ. Мессбауэровские спектры поглотителей вне роторной системы измерялись с помощью мессбауэровского комплекса МС-2000ИП, ранее созданного нами [102].

Резонансная линия поглотителя $K_4Fe(CN)_6 \times 3H_2O$ имеет экстремум, положение которого лежит в выбранном нами диапазоне изменения энергии (далее поглотитель 1, см. рисунок 5.24, а), а резонансные линии второго выбранного поглотителя $Li_3Fe_2(PO_4)_3$ образуют дублет квадрупольного расщепления поглотителя со значительно большим изо-

мерным химическим сдвигом по сравнению с первым поглотителем. При этом полный диапазон изменения энергии γ -квантов за счет квадратичного эффекта Доплера попадал в область монотонного уменьшения интенсивности первой линии второго поглотителя (см. рисунок 5.24, б).

Спектр первого поглотителя представляет собой одиночную линию, сдвинутую на величину $+(0,095 \pm 0,001)$ мм/с относительно максимума линии излучения мессбауэровского источника $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$. Ширина резонансной линии для поглотителя 1 равна $0,290 \pm 0,002$ мм/с.

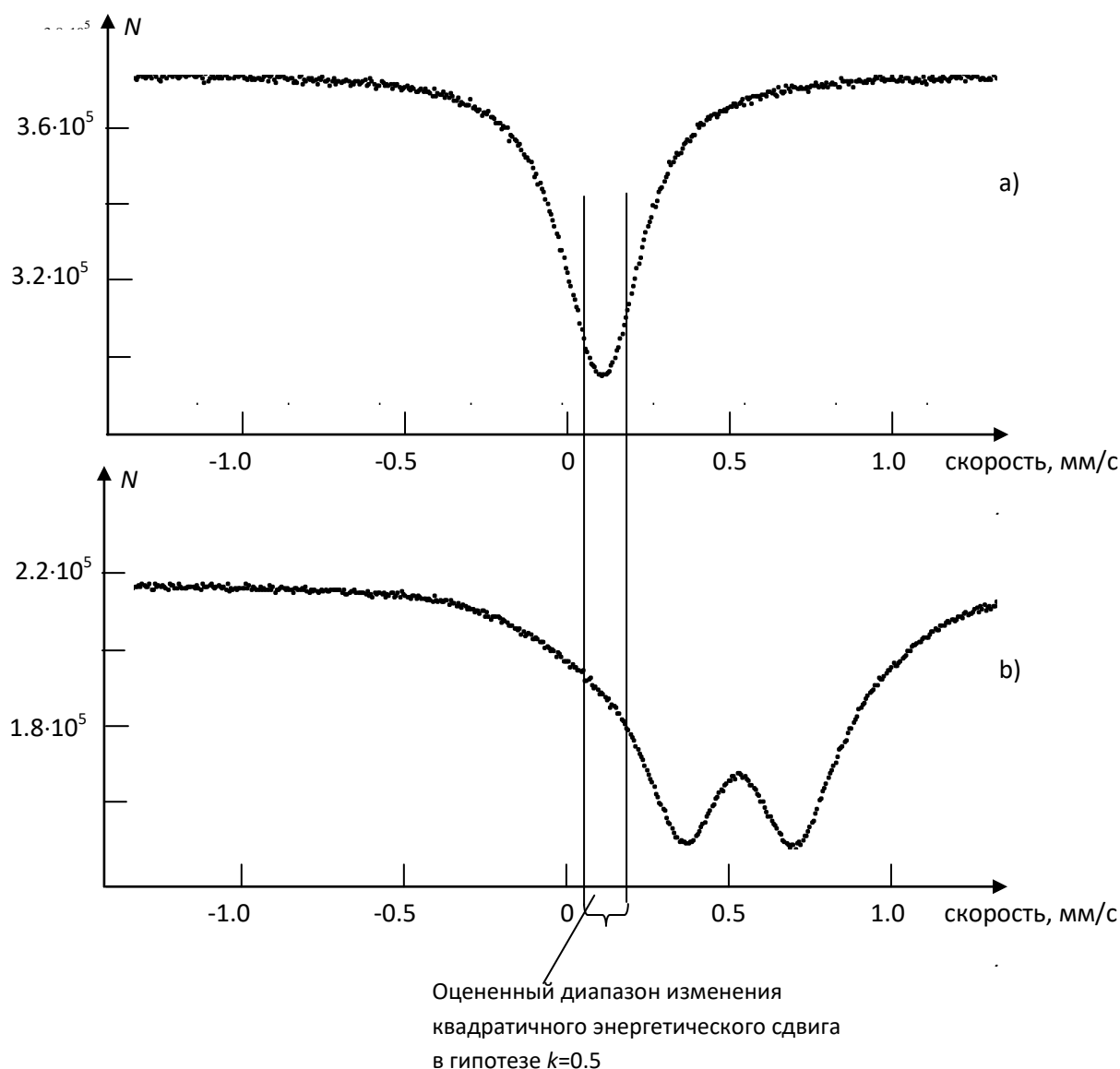


Рис. 5.24. Мессбауэровские спектры поглотителя 1 ($\text{K}_4^{57}\text{Fe}(\text{CN})_6 \times 3\text{H}_2\text{O}$, а) и поглотителя 2 ($\text{Li}_3^{57}\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$, б), полученные с источником ^{57}Co в матрице хрома. Диапазон изменения энергии за счет доплеровского сдвига второго порядка при $k=1,0$ ограничен вертикальными линиями

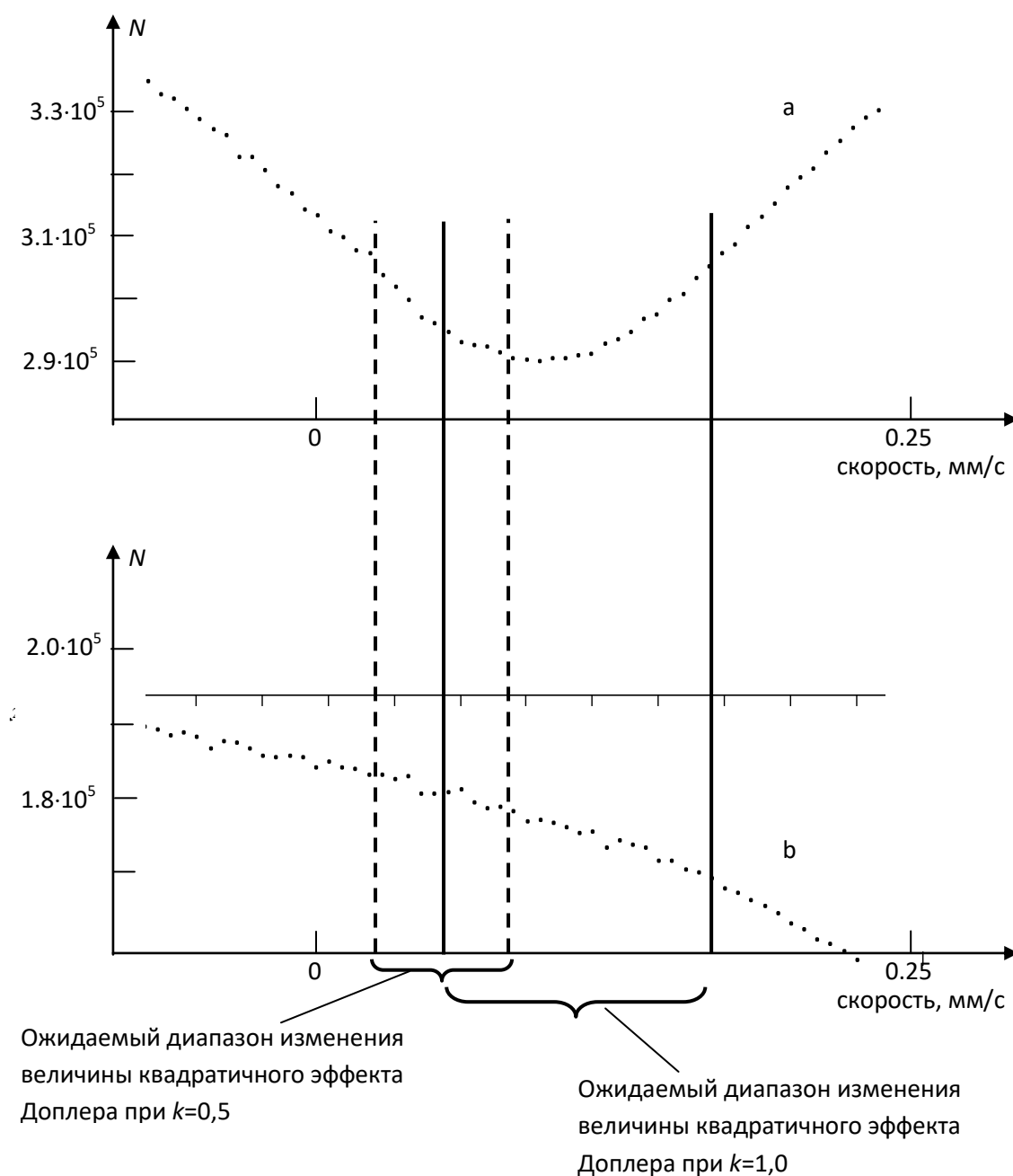


Рис. 5.25. Укрупненные информативные фрагменты спектров поглотителей $K_4^{57}\text{Fe}(\text{CN})_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ (a) и $\text{Li}_3^{57}\text{Fe}_2(\text{PO}_4)_3$ (b) и ожидаемые диапазоны изменения величины квадратичного эффекта Доплера при пороговых значениях $k=0,5$ и $k=1,0$.

Величина квадрупольного расщепления резонансных линий поглотителя 2 равна $0,368 \pm 0,002$ мм/с, ширина резонансных линий поглотителя 2 – $0,288 \pm 0,003$ мм/с, изомерный сдвиг квадрупольного дублета относительно нулевой относительной скорости составляет $0,570 \pm 0,002$ мм/с. Левая резонансная линия поглотителя 2 смещена относительно

резонансной линии поглотителя 1 на $(0,290 \pm 0,001)$ мм/с. Величина резонансного эффекта при комнатной температуре для поглотителя 1 составляет 29,0 %, а для поглотителя 2 – 22,1 %.

В результате, как видно из рисунка 5.24, положение экстремума первой (верхней) линии действительно попадает в область максимальной крутизны второй (нижней) линии.

Соответствующие укрупненные фрагменты обоих спектров изображены на рисунке 5.25, где пунктирные вертикальные линии ограничивают диапазон изменения энергии резонансных гамма-квантов за счет эффекта Доплера второго порядка при выбранных нами частотах вращения ротора от 70 об/с до 120 об/с (в предположении $k=0,5$), а сплошные вертикальные линии показывают такой же диапазон в предположении $k=1,0$.

Из рисунка 5.25 видно, что параметры мессбауэровского спектра выбранного нами поглотителя 1 ($K_4^{57}\text{Fe}(\text{CN})_6 \times 3\text{H}_2\text{O}$) делают результат идеализированного роторного эксперимента (предполагающего отсутствие вибраций в роторной системе) особенно чувствительным к двум предельным случаям: $k=0,5$ и $k=1,0$.

Действительно, при выборе гипотезы $k=0,5$ (соответствующей обычному квадратичному эффекту Доплера), скорость счета детектора должна непрерывно уменьшаться во всем диапазоне изменения частоты вращения ν , и при максимальном значении $\nu=120$ об/с минимум резонансного поглощения еще бы не достигался.

С другой же стороны, при выборе гипотезы $k=1,0$, скорость счета детектора должна достигать минимального значения уже при частоте вращения ротора около 90 об/секунду с ее дальнейшим увеличением при более высоких частотах ν .

Аналогичный анализ идеализированного эксперимента с поглотителем 2 показывает, что скорость счета детектора должна уменьшаться при обеих альтернативных гипотезах $k=0,5$ и $k=1,0$; однако наклон соответствующей кривой должен быть значительно большим при $k=1,0$ по сравнению со значением $k=0,5$.

Покажем теперь, что совместная обработка данных, полученных в роторном эксперименте с поглотителями 1 и 2, позволяет принципиально исключить влияние вибраций на оценку коэффициента k в уравнении (5.32). Реализация соответствующего алгоритма осуществляется в несколько шагов, представляемых ниже.

1. Вне роторной системы проводятся измерения трансмиссионных мессбауэровских спектров обоих поглотителей с высокой статистической обеспеченностью результатов измерений (см. рисунок 5.24).

2. Для обоих поглотителей проводятся идентичные трансмиссионные измерения в условиях роторного эксперимента (см. рисунок 5.23) с использованием одинакового диапазона частот вращения ротора.

3. Далее, при различных значениях коэффициента k (в частности, нами принимались значения от 0,5 до 1,0 с шагом 0,1) для обоих поглотителей строятся соответствующие ожидаемые теоретические кривые $N(\nu)$ в идеализированной ситуации с нулевым уровнем вибраций ротора («идеализированный роторный эксперимент»).

Поскольку в реальном эксперименте вибрации всегда присутствуют, то при выборе любой гипотезы о численном значении коэффициента k , теоретические кривые для идеа-

лизированного эксперимента будут неизбежно отличаться от соответствующих реальных кривых, построенных на основе полученных экспериментальных данных.

4. Для каждого из выбранных значений коэффициента k в указанном диапазоне 0,5...1,0 производится варьирование ширины Γ резонансной линии поглотителя 2 при каждой используемой частоте вращения ротора ν таким образом, чтобы скорректированная теоретическая кривая $N(\nu)$ проходила максимально близко к имеющимся экспериментальным точкам (т.е. с минимальным среднеквадратичным отклонением для совокупностей расчетных и экспериментальных данных).

В результате выполнения этой процедуры мы получаем зависимость ширины гамма-резонансной линии Γ от орбитальной скорости резонансного поглотителя, которая в дальнейшем используется для моделирования эффекта уширения гамма-резонансных линий вследствие механических вибраций ротора для всей совокупности используемых частот его вращения ν .

5. Полученная при заданном значении k зависимость $\Gamma(\nu)$ служит для корректировки теоретической (идеализированной) кривой для поглотителя 1, построенной при том же значении k . Если эта новая кривая продолжает отклоняться от набора соответствующих экспериментальных точек, то мы принимаем, что гипотеза о данном значении k ложна и ее следует отвергнуть.

6. Затем выбирается новое значение k , и шаги 3-5 выполняются заново до тех пор, пока не реализуется самосогласованный результат для поглотителя 1 с минимальным статистическим критерием χ^2 . Полученное в результате выполнения этих операций значение коэффициента k принимается как истинное.

Таким образом, при реализации данного алгоритма мы получаем наилучшую аппроксимацию экспериментальных данных одновременно для двух наборов свободных параметров: коэффициента k в уравнении (5.32) и уровня вибраций ротора, определяющего зависимость $\Gamma(\nu)$ для данного ротора.

Первый эксперимент по измерению эффекта Мессбауэра во вращающейся системе на основе приведенного выше алгоритма был выполнен в 2008 году на кафедре ядерной физики БГУ в сотрудничестве с Университетом Окан (Стамбул) и в рамках контракта с турецкой научно-производственной фирмой Savronik (Стамбул).

В следующем подразделе приводятся результаты обработки полученных экспериментальных данных с использованием этого алгоритма, реализованного с помощью программного обеспечения MathCad Professional.

5.3.5.3 Эксперименты в Минске в 2008 и 2014 годах и обработка полученных в нем данных

На рисунках 5.26 a-b представлены исходные данные роторного эксперимента, полученные с обоими поглотителями. На этих рисунках мы также построили соответствующие кривые, ожидаемые в идеализированном эксперименте при различных значениях коэффициента k и при гипотетическом отсутствии вибраций в роторе.

Согласно нашему подходу к обработке данных, описанному выше в подразделе 5.2.5.2, мы использовали данные рисунка 5.26 (b) (полученные для поглотителя 2) для оценки уровня вибраций в роторной системе при различных частотах его вращения. Затем повторно вычисляли ожидаемые кривые для поглотителя 1 при различных значениях коэффициента k с учетом реального уровня вибраций во вращающемся роторе для их сравнения с экспериментальными данными, приведенными на рисунке 5.27.

Анализ рисунка 5.26b с данными для поглотителя 2 показывает, что вибрации действительно присутствуют в системе (как и в любом роторном эксперименте, включая эксперимент Кюндига [88]) и существенно искажают реально измеренные значения скорости счета детектора по сравнению с идеализированным случаем. В частности, количество отсчетов, полученное при $\nu=120$ об/с, не соответствует ни одной из расчетных кривых во всем принятом диапазоне изменения $k=0,5\dots 1,0$.

Более того, поскольку эти расчетные кривые имеют разный наклон при различных значениях коэффициента k , то уровень колебаний, выражаемый зависимостью $\Gamma(\nu)$, оказывается чувствительным к выбору конкретного значения k . В то же время, на данном этапе мы можем сократить объем вычислительной работы, отбросив две пограничные гипотезы $k=0,5$ (отвергнутую при анализе эксперимента Кюндига) и $k=1,0$ как физически неадекватную.

Действительно, если предположить справедливость равенства $k=0,5$ (а это и есть классический релятивистский прогноз), то из данных рисунка 5.26b (на котором приведены результаты эксперимента с поглотителем 2) мы бы пришли к выводу о том, что ниже частоты вращения ротора $\nu=110$ об/с вибрации в роторной системе незначительны. В этом случае экспериментальные точки, изображенные на рисунке 5.26a (данные эксперимента с поглотителем 1), должны лежать на кривой, рассчитанной для значения $k=0,5$, как минимум в диапазоне $\nu=70\dots 110$ об/с. В противоположность этому, мы наблюдаем резкое отклонение экспериментальных данных от этой кривой, что свидетельствует об ошибочности выбора $k=0,5$.

Далее, если принять, что данные эксперимента с поглотителем 1 (рисунок 5.26a) совпадают с расчетной кривой для $k=1,0$, то отсюда следовало бы сделать вывод, что уровень вибрации является пренебрежимо малым во всем диапазоне изменения ν .

Однако сравнение расчетной кривой для поглотителя 2 при $k=1,0$ с экспериментальными данными (рисунок 5.26b) показывает, что вибрации в роторной системе, наоборот, должны быть относительно высокими уже при частоте вращения ротора $\nu \geq 90$ об/с. Следовательно, мы снова получаем противоречивый результат. Таким образом, путем таких качественных рассуждений мы уже ограничили наш дальнейший анализ диапазоном $k=0,6\dots 0,9$.

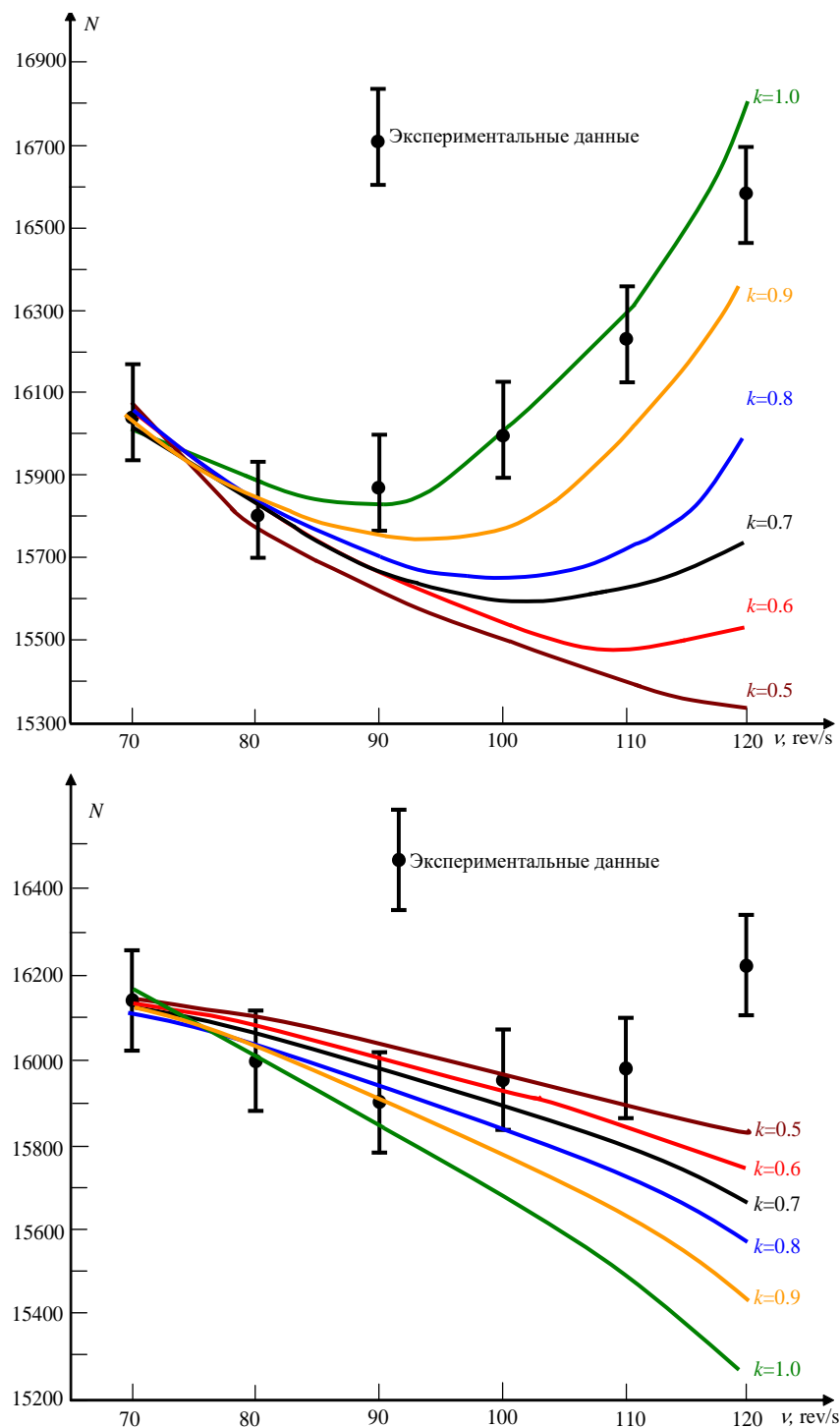


Рис. 5.26: а - Экспериментальные данные для поглотителя 1 в сравнении с кривыми, рассчитанными для идеализированного эксперимента (отсутствие вибраций) при различных значениях коэффициента k ; б – то же для поглотителя 2.

На рисунке 5.27 снова представлены результаты роторного эксперимента с поглотителем 1, в этот раз в сравнении с ожидаемыми теоретическими кривыми, пересчитанными для $k=0,6$, $0,7$ и $0,8$ с учетом зависимости $\Gamma(\nu)$, полученной по экспериментальным дан-

ным для поглотителем 2. При этом даже визуально видно, что наилучшее соответствие между экспериментальными данными рассчитанной теоретической кривой имеет место в районе значения $k=0,7$. Обработка этих данных с использованием метода наименьших квадратов действительно приводит к оптимальному значению

$$k=0,68\pm0,03, \quad (5.41)$$

близкому к этой качественной оценке.

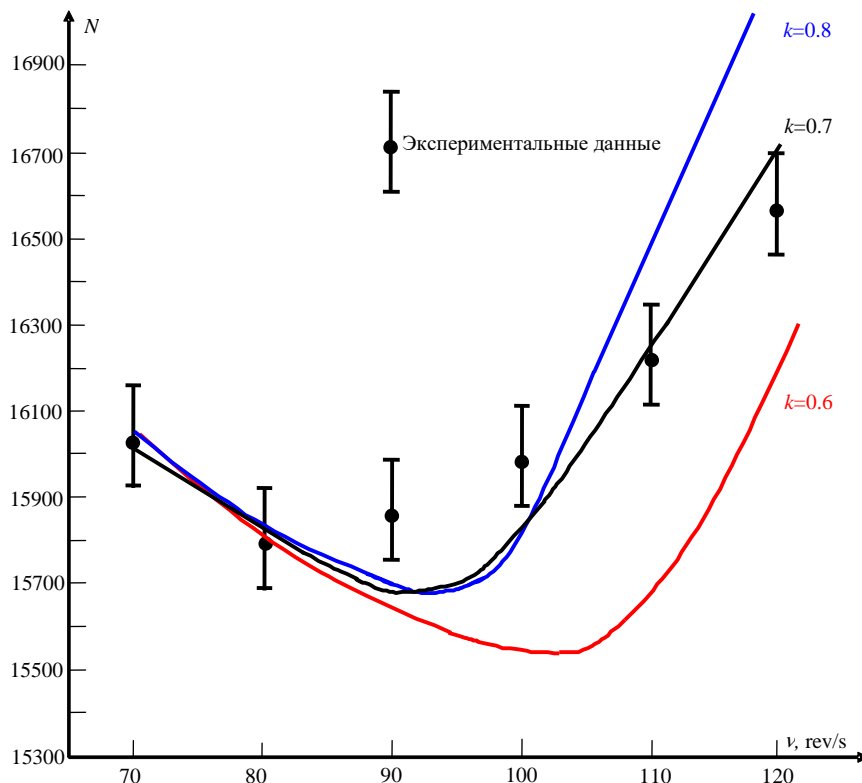


Рис. 5.27. Экспериментальные данные для поглотителя 1 и ожидаемые кривые, пересчитанные при различных значениях коэффициента k с учетом уровня вибраций в роторной системе

Таким образом, как и при скорректированной обработке данных эксперимента Кюндига [30], мы снова обнаруживаем значительное отклонение коэффициента k в уравнении (5.41) из классического релятивистского предсказания $k=0,5$.

Заметим, что во время проведения роторного эксперимента в Минске точное значение фактора Дебая-Валлера для поглотителя 2 $K_4Fe(CN)_6 \times 3H_2O$ еще не было известно, и при получении оценки (5.41) мы ориентировались на типичные значения f для похожих соединений. Точные данные о факторе Дебая-Валлера для поглотителя 2 $K_4Fe(CN)_6 \times 3H_2O$ были опубликованы в работе [104] несколько лет спустя после проведения этого эксперимента, которые оказались неожиданно низкими для такого типа соеди-

нений: $f=0,34 \pm 0.01$ (напомним, что типичная оценка дает значение f около 0,60, см., например, [1]). В этой связи нами была произведена соответствующая корректировка результата (5.41) в сторону его уменьшения [33]:

$$k(\text{Минск, 2008})=0,66\pm0,03 \quad (5.41a)$$

Конечно, полученный результат не ставит под сомнение обычный эффект релятивистского замедления времени за счет движения, имеющего многочисленные подтверждения в экспериментах с атомными пучками и свободными мюонами (см., например, [99, 100]).

Скорее, мы предполагали (и предполагаем до настоящего времени), что, применительно к мессбауэровским экспериментам на роторе, энергетический сдвиг резонансной линии поглощения вызван не только стандартным замедлением времени, но и каким-то дополнительным эффектом, упущенным до настоящего времени.

Обсуждая в работе [33] возможную природу этого эффекта, мы предположили, что давление, создаваемое центробежной силой на поглотителе, может изменить электронную плотность на резонансном ядре и тем самым повлиять на величину изомерного химического сдвига между линиями испускания и поглощения. И это действительно могло бы приводить к увеличению измеряемого значения k . Хотя последний эффект не был подтвержден численными оценками [33], мы решили исключить любые предположения о влиянии давления, выбрав диаметр ротора в 6-7 раз больший, чем в экспериментах Кюндига и других мессбауэровских экспериментах во вращающихся системах. В этом случае, при фиксированной тангенциальной скорости поглотителя, центробежное давление на него уменьшается во столько же раз. Тем не менее, мы наблюдаем даже несколько большее значение k (см. формулу (5.41a) по сравнению с результатом, полученным в эксперименте Кюндига.

Это дает нам основание предположить, что физический эффект, обуславливающий превышение численного значения коэффициента k над ожидаемой стандартной релятивистской величиной 0,5, может иметь глубокую физическую причину.

В любом случае, полученный нами результат делает весьма актуальной постановку новых мессбауэровских экспериментов во вращающихся системах, имеющих цель получить новые данные об относительном сдвиге энергии между линиями испускания и поглощения в различных физических условиях, которые могли бы прояснить физический смысл дополнительной компоненты такого сдвига, очевидно не объясняемой одним лишь релятивистском замедлением времени.

Планируя постановку новых роторных эксперименты для выяснения природы энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения во вращающихся системах, следует сразу же признать, что подход Кюндига (линейная доплеровская модуляция резонансного излучения на роторе) до настоящего времени остается наилучшим с технической точки зрения; в частности, можно легко увидеть, что погрешность измерения коэффициента k в его эксперименте действительно в несколько раз ниже, чем в описанном выше эксперименте нашей исследовательской группой. Это связано не только с лучшим статистическим качеством данных Кюндига, полученных при более высокой скорости счета

детектора, но и с отсутствием какой-либо дополнительной коррекции этих данных для учета уровня хаотических вибраций в роторной системе.

В то же время мы надеемся, что наш собственный эксперимент, помимо прочего, имеет и свое самостоятельное значение для однозначного подтверждения правильности скорректированного нами результата эксперимента Кюндига, приводящего к неравенству $k > 0,5$.

Более того, спустя несколько лет, аналогичный эксперимент по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах был реализован нами в одной из исследовательских лабораторий Стамбульского университета (Турция) с использованием описанного выше методологического подхода к его исполнению, но на основе улучшенной роторной системы. В частности, такая усовершенствованная система позволила, в числе прочих ее преимуществ по сравнению с нашей первой роторной системой, увеличить диапазон модуляции энергетической сдвига второго порядка между линиями испускания и поглощения и в результате повысить точность измерения эффекта Доплера второго порядка во вращающихся системах.

Специализированный ротор, разработанный для нашего нового эксперимента, представлял собой трубку из сверхпрочного алюминиевого сплава В95 массой 64 г, размер которой практически совпадал с диаметром ротора. Источник ^{57}Co (Cr) и его свинцовая коллимационная система, поверхностные элементы которой были покрыты тонкими слоями меди и алюминия для уменьшения эффектов рассеяния от стенок коллиматора, были расположены в центре трубки, а поглотитель резонансного излучения закреплен на краю трубки. На противоположной от поглотителя стороне трубки крепилась балансировочная масса, величина которой регулировалась на балансировочной машине ротора, обеспечивающей чувствительность около 10^{-3} Н×м. Это соответствовало погрешности определения балансировочной массы менее 1 мг, что при указанной массе ротора 64 г обеспечивало идентичный уровень вибраций роторной системы во всех циклах измерений с обоими резонансными поглотителями.

Ротор был жестко связан с асинхронным трехфазным двигателем фирмы Hanning Electro (Австрия) с максимальной частотой вращения 330 об/с. Роторная камера, соединенная с вакуумным насосом, имела диаметр 350 мм и высоту 300 мм. В целях безопасности персонала, стенки роторной камеры были изготовлены из броневых материалов. Бериллиевое окно, предназначенное для вывода резонансных гамма-квантов из камеры ротора, имело диаметр 20 мм; толщина слоя бериллия 1 мм.

Роторная система была разработана на предприятии «Пракс-М» (Минск) и позволяла осуществлять полуавтоматическую работу с точностью установки частоты вращения ротора менее 0,1 об/сек.

Сравнение основных технических характеристик роторов, использованных в нашем первом эксперименте в 2008 году и во втором эксперименте в 2014 году, приведены в таблице 5.2.

Таблица 5.2. Сравнительные характеристики роторных систем в эксперименте в Стамбульском университете (2014 год) и в БГУ (2008 год)

	Эксперимент 2014 года	Эксперимент 2008 года
Радиус ротора, см	16,11	30,10
Диапазон частот вращения ротора, об/с	10-260	70-110
Диапазон изменения тангенциальной скорости поглотителя, м/с	10-260	140-220
Максимальное центробежное ускорение, м/с ²	4.2×10^5	1.4×10^5
Остаточное давление воздуха в роторной камере, мм рт. ст	< 1	< 50

Как видно из приведенной таблицы, в повторном эксперименте 2014 года мы применили ротор значительно меньшего радиуса по сравнению с нашим предыдущим экспериментом в БГУ в 2008 году (см. первую строку таблицы 5.2). Это позволило увеличить скорость счета детектора примерно в 4 раза при прочих равных условиях в сравнении с нашим первым экспериментом и обеспечить лучшее статистическое качество получаемых данных за одинаковое время измерения.

Кроме того, мы расширили диапазон изменения тангенциальных скоростей поглотителя (10-260 об/с), что при меньшем радиусе ротора предполагало существенное увеличение диапазона частот вращения, а значит и увеличение центробежного ускорения (см. таблицу 5.2, 2-4 строки). В этих условиях существенную роль сыграло значительное, по сравнению с нашим первым роторным экспериментом, снижение давления воздуха в камере ротора, составившее менее 1 мм рт. ст. (см. таблицу 5.2, строка 5). При этих параметрах повышение температуры ротора за счет его нагрева не превышало 10°C при максимальных скоростях вращения ротора. (Измерения температуры ротора проводились контактным методом после каждого цикла измерений). Это позволило пренебречь возможными температурными поправками к параметрам мессбауэровских спектров как резонансного источника, так и используемых резонансных поглотителей.

Специализированный источник излучения $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ для проведения нашего второго роторного эксперимента был разработан в Радиовом институте (Санкт-Петербург). Диаметр активной части источника $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ составлял 4 мм, толщина активной части – не более 0,1 мм. Источник был помещен в титановую оболочку цилиндрической формы диаметром 6 мм и шириной 6 мм. Начальная активность этого источника составляла около 1 ГБк, а радиальная координата центра его активной части на оси вращения ротора контролировалась с точностью $\pm 0,05$ мм.

В качестве детектора гамма-резонансного излучения использовался пропорциональный детектор с аргон-ксеноновым наполнением, расположенный вне роторной системы. Рабочее окно детектора располагалось в плоскости вращения ротора согласно геометрии измерений, схематически представленной на рисунке 5.23. Эффективность регистрации детектором резонансных гамма-квантов 14,4 кэВ составляла не менее 90 % при их относительном энергетическом разрешении не хуже 15 %.

Как и в минском эксперименте 2008 года, измерения проводились с двумя резонансными поглотителями $K_4Fe(CN)_6 \cdot 3H_2O$ (поглотитель 1) и $Li_3Fe_2(PO_4)_3$ (поглотитель 2), обогащенными изотопом ^{57}Fe до 90 %. Каждый поглотитель представлял собой тонкую пленку, упакованную между двумя слоями бериллиевых дисков диаметром 19 мм и шириной 0,5 мм; поверхностная плотность обоих поглотителей составляла 135 мг/см².

Мессбауэровские спектры обоих резонансных поглотителей, измеренные вне роторной системы с помощью мессбауэровского измерительного комплекса МС-2000ИП [102], были аналогичны спектрам, представленным на рисунке 5.24, на котором выделены ожидаемые диапазоны изменения энергетического сдвига второго порядка для резонансного гамма-излучения при $k=0,5$ и $k=1,0$. Измеренные формы полученных спектров обоих поглотителей использовались при обработке данных роторного эксперимента по аналогии с алгоритмом, разработанным для эксперимента 2008 года.

В наших измерениях мы применяли частоты вращения 10, 160, 185, 200, 220, 240 и 257 об/сек. При радиусе ротора 16,11 см (см. таблицу 5.2) частота его вращения, выраженная в оборотах в секунду, примерно соответствовала тангенциальной скорости резонансного поглотителя в метрах в секунду. В частности, предельная верхняя частота вращения 257 об/с соответствовала тангенциальной скорости 260 м/с.

Далее мы предполагали, что при наименьшей частоте вращения ротора 10 об/с вибрации в роторной системе еще незначительны и практически пренебрежимы. Действительно, как известно, уровень механических вибраций в роторных системах примерно пропорционален квадрату частоты вращения ротора и поэтому при начальной частоте $\nu=10$ об/с ими можно было пренебречь по сравнению с рабочими частотами $\nu \geq 160$ об/с.

В силу этого обстоятельства, за реперную точку отсчета было удобно принять количество отсчетов детекторов при минимальной частоте вращения ротора $N(\nu=10)$, и все последующие числа отсчетов $N(\nu)$, измеренные при более высоких частотах его вращения, нормировались на величину $N(\nu=10)$.

Измерения проводились в циклическом режиме для обоих резонансных поглотителей; каждый цикл состоял из измерений числа отсчетов детектора резонансных гамма-квантов в течение 200 секунд при каждой фиксированной частоте вращения. Для предотвращения нагрева электродвигателя, приводящего в движение ротор (происходившего из-за трения его подшипников), между соседними циклами измерений делался перерыв около 0,5 часа. При активности источника $^{57}Co(Cr)$ около 10 мКи средняя скорость счета детектора составляла примерно 5 имп/с. Таким образом, в каждом цикле измерений накапливалось около 10^3 импульсов.

Для каждого резонансного поглотителя было выполнено по 30 циклов таких измерений, и суммарные числа отсчетов по всем циклам $N(\nu)$ при различных частотах вращения и соответствующие отношения $N(\nu)/N(\nu=10)$ приведены в таблице 5.3 для обоих резонансных поглотителей.

При среднем значении количества отсчетов для обоих поглотителей около 3×10^4 импульсов, относительная статистическая ошибка составила примерно $1/\sqrt{N} \approx 0,6\%$.

Таблица 5.3. Измеренное число отсчетов $N(\nu)$ для поглотителей 1 и 2 при различных частотах вращения ротора ν и соответствующие относительные значения $N(\nu)/N(\nu=10)$

Частота вращения ротора		10	160	185	200	220	240	260
Поглотитель 1	$N(\nu)$	30865	35379	35128	35065	35010	35558	35931
	$N(\nu)/N(\nu=10)$	1.000	1.146	1.138	1.136	1.134	1.152	1.164
Поглотитель 2	$N(\nu)$	30551	30732	30644	30547	30562	30688	30710
	$N(\nu)/N(\nu=10)$	1.000	1.006	1.003	1.000	1.000	1.004	1.005

Далее, при обработке полученных экспериментальных данных мы рассматривали как неизвестные параметры коэффициент k в уравнении (5.32) и ширины резонансных линий Γ при различных частотах вращения ротора, которые существенно превышали типичные значения для лабораторного эксперимента из-за наличия механических вибраций на роторе.

Кроме того, мы приняли, что коэффициент k определяется исключительно физическими факторами, характеризующими эффект Мессбауэра, и поэтому не может зависеть от тангенциальной скорости резонансного поглотителя, по крайней мере, в пределах погрешности измерений.

На первом этапе, измерив формы резонансных линий для обоих поглотителей (см. рисунок 5.24), мы построили ожидаемые кривые поглощения для этих поглотителей при различных частотах вращения ν в идеализированном приближении, предполагающем полное отсутствие каких-либо вибраций в роторной системе. Такие идеализированные кривые приведены на рисунках 5.28 а-б при различных гипотезах о численном значении коэффициента k , выбираемого в пределах от 0,5 до 1,0.

На рисунке 5.28 б также представлены данные измерений для поглотителя 2 (черные точки), нормированные на число отсчетов при $\nu=10$ об/с, и их отклонение от соответствующей идеализированной кривой при каждом заданном k позволяло оценить уширение резонансной линии по сравнению с ее собственной шириной при различных частотах вращения ротора ν , как описано нами в статье [31].

Далее, в полной аналогии с алгоритмом обработки данных, разработанным в ходе нашего первого эксперимента в БГУ в 2008 году, при каждой фиксированной частоте вращения ротора ν проводилось варьирование ширины Γ резонансной линии поглотителя 2 для любого из выбранных значений k в указанном диапазоне $0,5 \dots 1,0$ так, чтобы скорректированная теоретическая кривая $N(\nu)$ проходила максимально близко к полученным экспериментальным точкам.

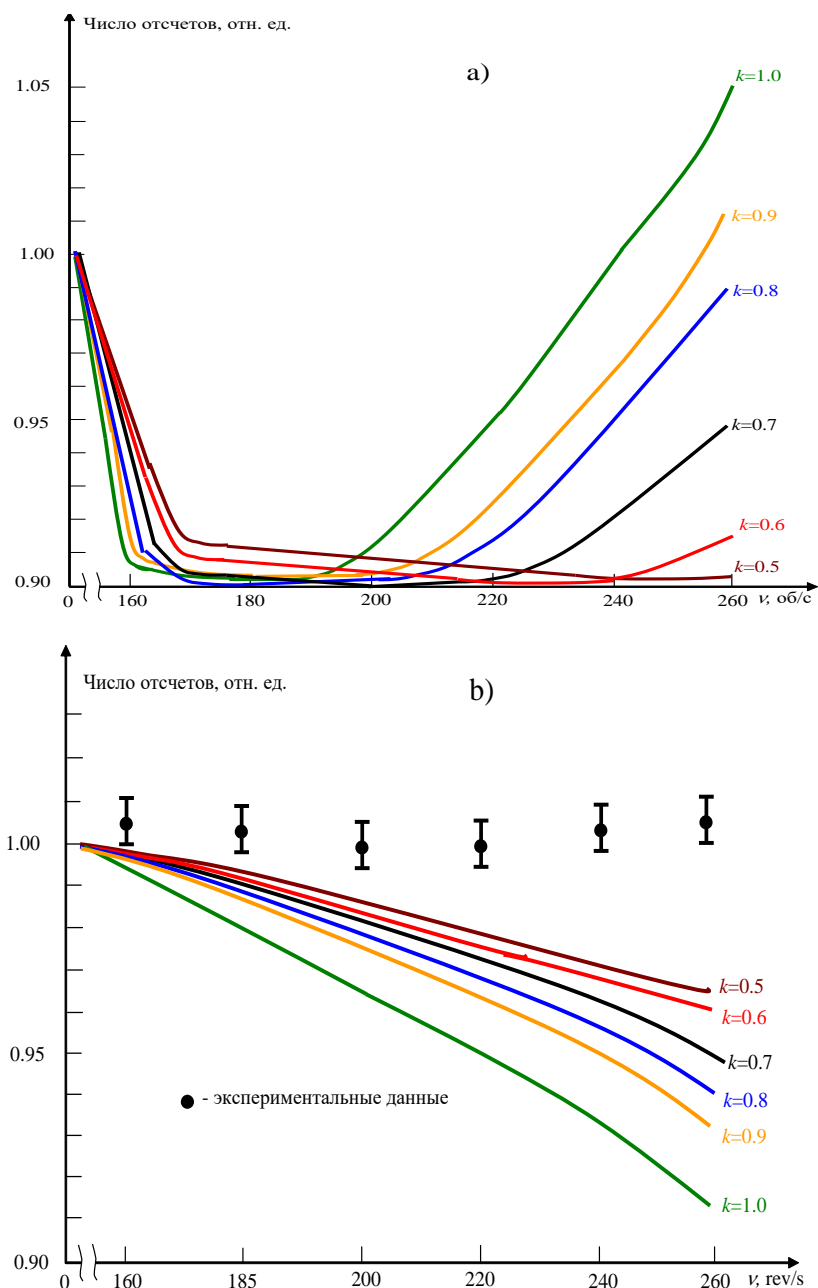


Рис. 5.28. Идеализированные кривые поглощения поглотителя 1 (а) и поглотителя 2 (б), полученные с помощью уравнения (5.32) для резонансных линий обоих поглотителей, формы которых при отсутствии вибрации представлены на рисунке 5.24. Черными точками показаны экспериментальные данные (в относительных единицах), полученные с поглотителем 2, где величины погрешностей имеет чисто статистическую природу.

В результате выполнения этой процедуры нами была определена зависимость $\Gamma(\nu)$, моделирующую уширение резонансной линии за счет механических вибраций ротора при его вращении с частотой ν .

Как и в предыдущем эксперименте 2008 года, полученная зависимость $\Gamma(\nu)$ при каждом заданном значении коэффициента k использовалась для корректировки теоретической (идеализированной) кривой для поглотителя 1, построенной при том же значении k . Если эта новая кривая продолжала отклоняться от набора соответствующих экспериментальных точек, то нами принималось, что гипотеза о данном значении k ложна и ее следует отвергнуть.

Аналитического выражения для описания хаотических вибраций в роторной системе не существует; соответственно, уширение резонансных линий в зависимости от частоты вращения ротора ν при каждом заданном значении коэффициента k (описываемого двухкомпонентной функцией $\Gamma_k(\nu)$) может быть определено только эмпирически при заданных дискретных значениях частоты вращения ротора с использованием компьютерного моделирования по алгоритму, аналогичному описанному выше для нашего первого роторного эксперимента в БГУ в 2008 году.

В частности, при каждой выбранной гипотезе о конкретном значении коэффициента k (определяющей соответствующую идеализированную кривую поглощения) и заданной частоте вращения ротора ν нами моделировалось уширение резонансной линии в зависимости от уровня вибраций в роторе с фиксацией ее площади и положения на энергетической шкале. При этом мы одновременно оценивали относительное изменение степени резонансного поглощения, вызванного уширением резонансной линии.

Когда при таком моделировании мы получали величину относительного резонансного поглощения, равную в пределах погрешности измеренному значению при заданной частоте вращения ротора ν , то соответствующая ширина резонансной линии $\Gamma_k(\nu)$ принималась в качестве истинного значения. При этом неопределенность в определении $\Gamma_k(\nu)$ при каждом конкретном значении k и ν определялась через соответствующее изменение скорости счета детектора в пределах ее статистической погрешности, т.е. имела чисто статистическую природу.

В результате таких расчетов нами был получен дискретный набор значений ширины линий $\Gamma_k(\nu)$, характеризующих влияние вибраций ротора на их форму при различных ν и k (см. таблицу 5.4). Как показало компьютерное моделирование, неопределенность в определении отношения $\Gamma(\nu)/\Gamma(\nu=10)$ практически не зависела от k и ν и была равной $\pm 0,05$ для всех циклов измерений.

Далее, используя двумерную функцию $\Gamma_k(\nu)$, полученную с поглотителем 2, на следующем этапе нами определялись соответствующие искажения идеализированных кривых поглотителя 1 за счет вибраций при различных значениях параметров ν и k . Рассчитанные кривые поглощения, искаженные вибрациями, представлены на рисунке 5.29, где черными точками также показаны данные измерений для поглотителя 1, нормированные на число отсчетов при частоте вращения ротора $\nu=10$ об/с.

Таблица 5.4. Относительное уширение резонансной линии поглотителя 2, выраженное соотношением $\Gamma_r = \Gamma(\nu)/\Gamma(\nu=10)$, при разных частотах вращения ν и различных значениях коэффициента k . Неопределенность в определении отношения $\Gamma(\nu)/\Gamma(\nu=10)$ равна $\pm 0,05$.

$k=0.5$		$k=0.6$		$k=0.7$		$k=0.8$		$k=0.9$		$k=1.0$	
ν	Γ_r	ν	Γ_r	ν	Γ_r	ν	Γ_r	ν	Γ_r	ν	Γ_r
10	1.0	10	1.0	10	1.0	10	1.0	10	1.0	10	1.0
160	2.85	160	2.90	160	2.95	160	3.05	160	3.05	160	3.10
185	2.75	185	2.75	185	2.80	185	2.95	185	3.05	185	3.05
200	2.55	200	2.60	200	2.80	200	2.90	200	3.05	200	3.00
220	2.70	220	2.75	220	2.80	220	2.90	220	3.05	220	3.05
240	3.00	240	3.10	240	3.20	240	3.20	240	3.40	240	3.45
257	3.20	257	3.25	257	3.45	257	3.45	257	3.45	257	3.50

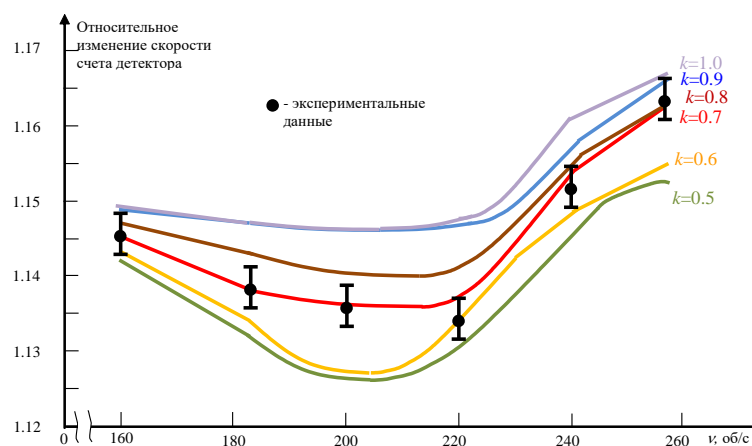


Рис. 5.29. Реконструированные кривые поглощения для поглотителя 1 при различных значениях коэффициента k , представленные в относительных единицах и рассчитанные с учетом уровня вибраций в роторе, в сравнении с экспериментальными данными (черные точки, где указанные погрешности имеют статистическую природу)

С практической точки зрения разработанный алгоритм позволяет добиться наилучшего согласия расчетных и экспериментальных данных с использованием двух наборов свободных параметров: коэффициента k в уравнении (5.32) и уровня вибраций в роторе, проявляющегося через зависимость $\Gamma(\nu)$.

Данный алгоритм был реализован с помощью программного обеспечения MathCad Professional.

На завершающем этапе процедуры обработки экспериментальных данных нами было рассчитано стандартное отклонение между измеренными значениями отсчетов $N(\nu)$ и модельными данными $N_k(\nu)$ при различных частотах вращения ротора ν и различных значениях коэффициента k :

$$D(k) = \left[\sum_{\nu} (N(\nu) - N_k(\nu))^2 \right]^{1/2}. \quad (5.42)$$

В этом выражении суммирование проводилось по всем значениям частот $\nu=160, 185, 200, 220, 240, 257$ об/с.

Зависимость $D(k)$, полученная с экспериментальными данными, относящимися к поглотителю 1, и представленная на рисунке 5.30, имеет выраженный минимум при $k=0,69$.

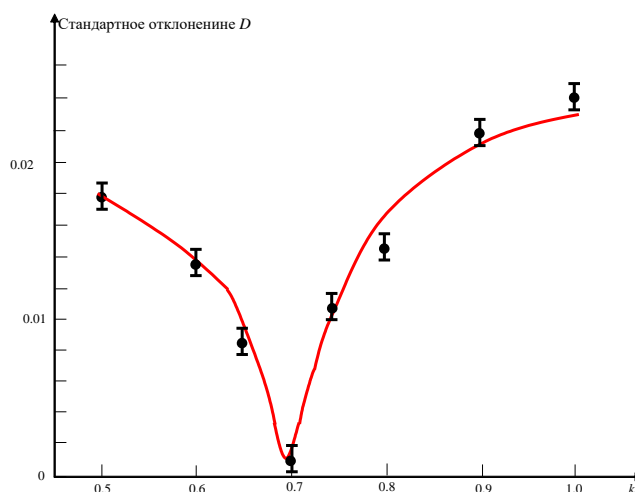


Рис. 5.30. Стандартное отклонение между измеренными и расчетными данными для поглотителя 1 при различных значениях коэффициента k .

Погрешность измерения коэффициента k определяется следующими факторами:

1 - статистической погрешностью в измерении числа отсчетов в мессбауэровских спектрах обоих резонансных поглотителей, рассматриваемых в качестве калибровочных данных, рисунок 5.24.

2 - погрешностью определения ширины резонансных линий Γ при различных значениях частоты вращения ротора ν и коэффициента k , которая, в свою очередь, связана со

статистической погрешностью в измерении формы резонансной линии поглотителя 2 при сравнении данных измерений на рисунке 5.28 с идеализированными кривыми, представленными на этом же рисунке.

3 - погрешностью определения коэффициента k при сравнении реконструированных кривых поглощения с экспериментальными данными для поглотителя 1 (рисунок 5.29).

Поскольку оба мессбауэровских спектра, представленные на рисунке 5.24, были измерены в стандартных лабораторных условиях при практически не лимитированном времени измерения, обеспечивающим их высокое статистическое качество, то первый из перечисленных выше факторов, определяющих погрешность измерения коэффициента k , пренебрежимо мал по сравнению со вторым и третьим факторами.

Второй фактор определяется неопределенностью в измерении ширины гамма-резонансных линий $\Gamma_k(\nu)$, которая, как показывают соответствующие оценочные расчеты, при относительной статистической погрешности измерения $N(\nu)$ около 0,6 % соответствует абсолютной погрешности в изменении $\Gamma_k(\nu)$, выраженной в скоростных единицах, примерно $\pm 0,05$ мм/с. А это приводит к соответствующей неопределенности в определении формы реальных кривых для поглотителя 1, представленных на рисунке 5.29.

Для моделирования формы этих кривых мы применили процедуру, разработанную ранее при выполнении нашего первого эксперимента в БГУ в 2008 году [31]. А именно, при полученном значении $k=0,69$ мы далее фиксировали шесть значений $\Gamma_{0,69}(\nu)$ при частотах вращения ротора $\nu=160, 185, 200, 220, 240$ и 260 об/с, и для каждого такого значения фиксировали пять соответствующих отклонений $\Gamma_{0,69}-\delta\Gamma, \Gamma_{0,69}-\delta\Gamma/2, \Gamma_{0,69}, \Gamma_{0,69}+\delta\Gamma/2, \Gamma_{0,69}+\delta\Gamma$ (где $\delta\Gamma=0,05$), приписав им числа 1, 2, 3, 4, 5 соответственно.

Таким образом, мы получали шесть наборов из этих пяти чисел. Затем случайным образом мы выбирали одно число из совокупности чисел $\{1, 2, 3, 4, 5\}$ для каждого набора, чтобы смоделировать изменение ширины линии при разных частотах вращения в пределах неопределенности их измерения. Для полученного набора чисел мы пересчитывали реальную кривую поглощения для поглотителя 1 и далее определяли стандартное отклонение между измеренными и расчетными данными согласно уравнению (5.42) с фиксацией соответствующего значения коэффициента k , при котором функция $D(k)$ принимала минимальное значение.

Далее, производя новый случайный выбор из выборки чисел $\{1, 2, 3, 4, 5\}$ для каждого из полученных наборов, мы снова пересчитывали $D(k)$ и фиксировали соответствующий минимум.

Указанная процедура повторялась 1000 раз. В результате такого моделирующего процесса мы получили распределение значений коэффициента k , соответствующее минимумам функций $D(k)$ при переменных ширинах линий Γ в пределах неопределенности их измерения. Полуширина полученного распределения значений k оказалась равной $\pm 0,02$, что и было принято нами за погрешность ее определения.

Таким образом, окончательный результат нашего измерения выражается уравнением

$$k(\text{Стамбул, 2014})=0,69\pm 0,02 \quad (5.43)$$

Подчеркнем, что метод, примененный для устранения влияния хаотических вибраций на измеряемую величину коэффициента k , впервые был предложен нами в работе [31], и он действительно позволил получить несмещенную оценку этого коэффициента при том условии, что уширение резонансной линии за счет вибраций не изменяет ее формы, которая остается близкой к лоренцевой. Как показал эксперимент Кюндига [88], такое приближение действительно допустимо.

В то же время, необходимо подчеркнуть, что погрешность в определении коэффициента k в нашем эксперименте более чем в 3 раза превысила соответствующую погрешность в измерении этого коэффициента в эксперименте Кюндига. Указанное увеличение погрешности измерений напрямую связано с усложнением предложенного нами алгоритма обработки полученных данных по сравнению с алгоритмом обработки данных, использованном Кюндигом.

Таким образом, фактическое увеличение погрешности наших измерений по сравнению с погрешностью измерений коэффициента k в эксперименте Кюндига можно рассматривать как цену, которую нам пришлось заплатить за устранение влияния вибраций на вычисляемое положение гамма-резонансной линии поглощения на скоростной (энергетической) шкале при использовании процедуры обработки данных с двумя различными резонансными поглотителями.

При этом напомним, что в эксперименте Кюндига влияние вибраций устранялось уже на инструментальном уровне, и практически не увеличивало погрешность измерений в его эксперименте.

Далее подчеркнем, что примененная нами процедура обработки данных является самосогласованной и обратимой. Это позволяет провести перекрестную проверку полученного результата (5.43) при сравнении идеализированных кривых поглощения для поглотителя 1 (рисунок 5.28, а) и измеренных кривых поглощения для этого же поглотителя (рисунок 5.29, черные точки), чтобы получить новый набор значений $\Gamma_k(\nu)$ в полной аналогии с тем, как это делалось для поглотителя 2.

При таком подходе численное значение коэффициента k рассчитывается при сравнении измеренного спектра поглощения поглотителя 2 с реальными кривыми поглощения для этого поглотителя, скорректированными на уровень вибраций в роторной системе.

Таким образом, реализовав эту процедуру, мы получили новый набор значений ширины гамма-резонансных линий $\Gamma k(\nu)$, который в пределах расчетной погрешности практически совпал с данными таблицы 5.4.

Далее, получив такой новый набор значений $\Gamma k(\nu)$, мы восстановили реальные кривые поглощения для поглотителя 2 (т.е. при воспроизведении истинной формы этих кривых, исключив ее искажения за счет вибраций в роторной системе) при различных значениях коэффициента k . Полученные результаты таких расчетов для второго резонансного поглотителя представлены на рисунке 5.31 в сравнении с данными измерений, показанными черными точками.

Используя данные, представленные на рисунке 5.31, мы снова вычислили стандартное отклонение (5.43), на этот раз между экспериментальными точками $N(\nu)$ для поглотителя

2 и точками для соответствующей реальной кривой этого поглотителя. Полученная зависимость D от k для поглотителя 2 представлена на рисунке 5.32. Как и для зависимости $D(k)$, показанной на рисунке 5.30, наблюдаемый минимум соответствует значению $k=0,69$.

Неопределенность измерения коэффициента k рассчитывалась по алгоритму, описанному выше для поглотителя 1, и составила $\pm 0,02$. Таким образом, при данном способе обработки экспериментальных данных мы снова приходим к результату (5.43), что подтверждает самосогласованность разработанной нами процедуры оценки коэффициента k в уравнении (5.32).

Таким образом, как и в предыдущем эксперименте [31], мы подтвердили неравенство $k > 0,5$, впервые обнаруженное нами при анализе результатов эксперимента Кюндига [30].

Важно отметить, что в обоих случаях отклонение между результатом измерения и релятивистским предсказанием $k=0,5$ в несколько раз превышает неопределенность измерений и свидетельствует о том, что численное значение этого коэффициента действительно близко к $2/3$.

Поэтому выяснение физического смысла полученного результата становится актуальной проблемой, которую мы обсудим в следующем разделе.

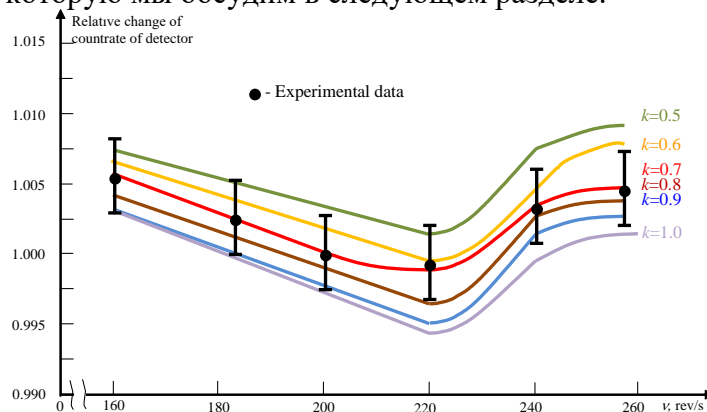


Рис. 5.31. Реальные кривые поглощения поглотителя 2 при различных значениях коэффициента k в сравнении с экспериментальными данными для этого поглотителя (черные точки).

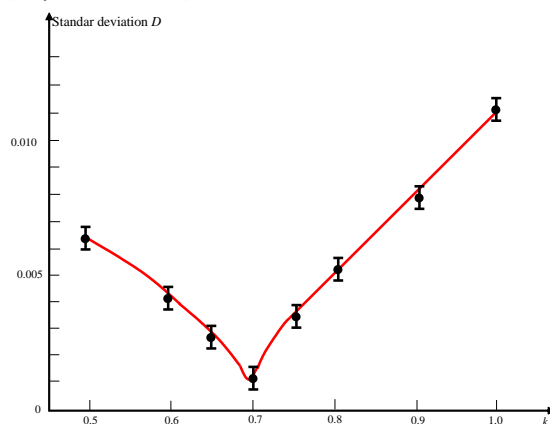


Рис. 5.32. Стандартное отклонение между измеренными и расчетными данными для поглотителя 2 в зависимости от величины коэффициента k

5.4 О возможной природе компоненты энергетического сдвига между резонансными линиями испускания и поглощения во вращающейся системе, не связанной с релятивистским замедлением времени для движущегося объекта

Проведенный нами анализ эксперимента Кюндига [88] привел нас к выводу о том, что коэффициент пропорциональности k между относительным энергетическим сдвигом $\Delta E/E$ линий испускания и поглощения гамма-резонансного излучения во вращающейся системе отсчета и отношением v^2/c^2 существенно превышает ожидаемое релятивистское значение $k=1/2$, соответствующее квадратичному эффекту Доплера [105] при $v \ll c$. Полученные нами результаты вызвали интерес научной общественности и стимулировали постановку наших собственных экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающейся системе – сначала в 2008 году в БГУ, а затем, с усовершенствованной экспериментальной установкой – в 2014 году в Стамбульском университете.

Результаты наших измерений подтвердили справедливость неравенства $k > 0,6$, впервые обнаруженного нашей исследовательской группой при корректной обработке данных эксперимента Кюндига, и показали, что истинное значение коэффициента k действительно близко к значению $2/3$.

Фактически, эти результаты были весьма неожиданными для современных физиков, особенно в контексте того, что все предыдущие эксперименты по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах, выполненные во второй половине 20 века, казалось бы докладывали ожидаемый релятивистский результат $k=0,5$ в соответствии с обычным квадратичным эффектом Доплера.

Поэтому не удивительно, что наши эксперименты и полученные в них результаты стали довольно активно обсуждаться научной общественностью. При этом наша исследовательская группа, экспериментально доказавшая справедливость неравенства $k > 0,6$, всегда уделяла пристальное внимание всем таким попыткам интерпретировать результаты проведенных нами экспериментов в Минске и Стамбуле.

С физической точки зрения, экспериментально доказанное неравенство $k > 0,6$ означает, что энергетический (частотный) сдвиг между линиями испускания и поглощения во вращающейся системе определяется не только квадратичным эффектом Доплера, отражающим релятивистский эффект замедления времени во вращающемся поглотителе резонансного гамма-излучения, но и содержит дополнительную компоненту энергетического (частотного) сдвига, природа которого в настоящее время остается неизвестной.

Поэтому объяснение такого дополнительного энергетического сдвига действительно становится актуальной физической проблемой, и возможные пути к решению привлекли внимание различных групп исследователей.

Ниже мы представляем список имеющихся публикаций по данной тематике в хронологическом порядке:

1. Гипотеза Фридмана и др. [94, 106-109] о существовании в природе предельно допустимого значения ускорения (“limited acceleration”) любого материального тела со значением, много меньшим известного постулативного предела

$$a_m = c^2/l_p \approx 5.5 \times 10^{51} \text{ м/с}^2 \quad (5.44)$$

(где l_p — планковская длина), которое, предположительно, могло бы проявляться через неравенство $k > 0,6$, выявленное при нашем анализе эксперимента Кюндига [30] и подтвержденное экспериментами [31-34].

1. «Эффект синхронизации» (“Synchronization effect”) Корды, утверждающий необходимость синхронизации часов на оси вращения ротора с лабораторными часами [112-116]. По мнению Корды, в отсутствие такой синхронизации — что и имело место во всех известных экспериментах по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах — должен возникать дополнительный энергетический сдвиг между линиями испускания и поглощения, рассматриваемый таким образом как экспериментальный артефакт.

3. «Зависящий от времени эффект Доплера» (“Time-dependent Doppler effect”) Бенедетто и Феоли [117].

4. «Эффект десинхронизации» (“Desynchronization effect”), предложенный Йоване и Бенедетто [118].

5. «Геометрический подход» (“Geometrical approach”) Подосенова и др., при котором природа дополнительного энергетического сдвига между резонансными линиями испускания и поглощения целиком определяется спецификой геометрии вращающихся систем отсчета [119, 120].

6. Гипотеза Бенедетто, Бришионе и Йоване о наличии кориолисового ускорения (Coriolis acceleration) резонансного ядра, возникающего сразу же после поглощения им резонансного гамма-кванта и влияющего, по мнению этих авторов, на измеряемый энергетический сдвиг между линиями резонансного излучения и резонансного поглощения [121].

Сразу же подчеркнем, что все перечисленные выше попытки объяснить физическую природу дополнительного энергетического сдвига между резонансными линиями испускания и поглощения во вращающихся системах являются ошибочными, как было показано в наших последующих работах [35, 39-51].

Ниже отдельно рассматривается каждая из выдвинутых к настоящему времени гипотез о возможной природе такого дополнительного к квадратичному эффекту Доплера энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения во вращающейся системе, и показана принципиальная недостаточность (или даже ошибочность) таких гипотез в попытках его объяснении.

Таким образом, сама проблема о выявлении природы эффекта Мессбауэра во вращающихся системах остается открытой до настоящего времени, так что предложение возможных путей к ее решению по-прежнему является актуальным.

5.4.1. Обобщенная версия специальной теории относительности Фридмана и др.

Рассмотрим сначала гипотезу Фридмана и др. [106-109] о возможном существовании в природе предельного ускорения, которое, по каким-либо невыясненным до настоящего времени причинам, имеет величину, значительно меньшую, чем естественный планковский предел (5.44).

А именно, если бы максимально возможное ускорение характеризовалась бы величиной порядка 10^{19} м/с², то его существование принципиально могло бы объяснить наблю-

даемые дополнительные энергетические сдвиги с относительной величиной порядка 10^{-14} между источником и поглотителем электромагнитного излучения во вращающейся системе.

Действительно, при гипотетическом существовании в природе предельного ускорения a_m можно показать (см., например, [106-108]), что энергетический сдвиг между линиями излучения и поглощения во вращающейся системе должен определяться соотношением

$$E = \left(1 + \frac{R\omega^2}{a_m}\right) \left(1 - \frac{R^2\omega^2}{c^2}\right)^{-1/2} E_0, \quad (5.45)$$

где E_0 , E – энергии испускаемого и поглощенного излучения соответственно, R – радиальная координата поглотителя, ω – угловая скорость. В этом уравнении предполагается, что источник излучения закреплен на оси вращения ротора.

На основе уравнения (5.45) Фридман и его соавтор получили относительный энергетический сдвиг между резонансными линиями излучения и поглощения в следующем виде [107]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_0 - E}{E_0} \approx -\frac{R\omega^2}{a_m} - \frac{R^2\omega^2}{2c^2} = -\frac{u^2}{c^2} \left(\frac{1}{2} + \frac{c^2}{Ra_m} \right). \quad (5.46)$$

Таким образом, сравнивая уравнение (5.46) со скорректированным нами результатом эксперимента Кюндига (5.36), Фридман и Гофман [107] получили собственную оценку максимального ускорения

$$a_m \approx 10^{19} \text{ м/с}^2, \quad (5.47)$$

что более чем на 30 (!) порядков величины меньше фундаментального предела (5.44).

Тем не менее, по мнению Фридмана и Гофмана, выдвинутая ими гипотеза о возможном существовании предельного ускорения с величиной (5.47) требует экспериментальной проверки, и этим авторам удалось получить грант на выполнение цикла их собственных экспериментальных исследований на синхротроне ESRF (European Synchrotron Radiation Facilities) в Гренобле (Франция).

Более того, при обосновании необходимости в проведении их исследований для получения гранта ESRF, эти авторы утверждали ошибочность наших экспериментов в Минске (2008) и Стамбуле (2013), мотивируя свою точку зрения тем, что при справедливости их гипотезы о существовании максимального ускорения (5.47), наблюдаемый энергетический сдвиг между линиями испускания и поглощения в конфигурации наших экспериментов (см. рисунок 5.23) должен был бы зависеть от радиальной координаты поглотителя. Поскольку в Минском и Стамбульском эксперименте нами использовались роторы, имеющие существенно различные диаметры (30,5 см и 16,1 см, соответственно), то, по мнению Фридмана и Гофмана, правильно поставленные эксперименты на таких роторных системах должны были бы привести к различным значениям коэффициента k согласно полученному ими уравнению (5.46).

Поскольку, однако, в обоих наших экспериментах было получено примерно одно и то же значение k около 2/3, то, по логике Фридмана и Гофмана, оба наших эксперимента не-

верны, а истинная величина k должна быть взята из результата эксперимента Кюндига, скорректированного нами же, т.е. $k=0,60$ (см. уравнение (5.36)).

Далее, Фридман и Гофман указывали причину, по которой якобы наши экспериментальные результаты неверны – она состояла в том, что наше предположение о хаотическом характере механических вибраций во вращающемся роторе, по их мнению, является неверным для экспериментов этого типа.

Чтобы продемонстрировать обоснованность своих утверждений, Фридман и его коллеги разработали собственную экспериментальную установку для проведения измерений эффекта Мёсбауэра на вращающемся резонансном поглотителе с использованием синхротронного источника резонансного излучения на ESRF.

С помощью этой установки указанные авторы провели измерение спектра механических вибраций ротора относительно *лабораторного наблюдателя* с использованием вибрационного зонда. При этом Фридман с коллегами действительно обнаружили некую неслучайную (т.е. скоррелированную с циклами вращения ротора) составляющую вибрации ротора, которая якобы игнорировалась в наших измерениях.

Однако в нашей работе [43] мы подчеркнули принципиальную разницу между мессбауэровскими экспериментами во вращающейся системе с применением синхротронного источника резонансного излучения и мессбауэровскими экспериментами с точечным источником такого излучения.

В первом случае, когда источник излучения расположен вне роторной системы, а резонансный поглотитель закреплен на роторе, механические вибрации ротора, *измеренные наблюдателем в лабораторной системе*, будут непосредственно определять соответствующие искажения в форме измеряемой резонансной линии.

Во втором же случае, реализованном в мессбауэровских экспериментах с точечным источником резонансного излучения, когда источник и поглотитель оба механически закреплены на роторе, измеряемые искажения в форме резонансной линии определяются лишь уровнем *относительных* вибрации между источником и поглотителем. А такие относительные вибрации, вообще говоря, всегда много меньше уровня вибраций самого ротора относительно лабораторного наблюдателя, оцененного Фридманом с коллегами. В частности, как было показано нами в работе [43], для современных роторных систем относительные вибрации ротора *примерно на два порядка* величины меньше абсолютных вибраций ротора, измеряемых с помощью лабораторного оборудования. Соответственно, и скоррелированная составляющая абсолютных вибраций ротора, оцененная Фридманом и его коллегами в работе [105] относительно лабораторного наблюдателя, должны быть также уменьшена примерно на два порядка величины при корректной оценке уровня относительных вибраций между совместно вращающимся источником и поглотителем. В таком случае величина коррелированной компоненты вибраций становится столь малой, что ею можно всегда пренебречь во всех экспериментах с точечным источником резонансного излучения, закрепленным на роторе [43].

Таким образом, предпринятая Фридманом и его соавторами попытка поставить под сомнение корректность наших результатов является крайне неубедительной (более детальная аргументация этого вывода содержится в нашей работе [43]).

Тем не менее, Фридман и его коллеги провели в Гренобле собственный эксперимент по измерению эффекта Мёссбауэра с использованием вращающегося резонансного поглотителя и синхротронного источника резонансного излучения, покоящегося в лаборатории [110]. В результате проведенных измерений эти авторы получили новую оценку предельного ускорения

$$a_m \approx 10^{17} \text{ м/с}^2, \quad (5.48)$$

что на два порядка превышает их предыдущую оценку (5.47), сделанную на основе уравнения этих же авторов (5.46) с использованием численной оценки (5.36) коэффициента k , полученной нами при анализе эксперимента Кюндига [30].

В то же время, в нашей работе [49] мы указали на ряд неучтенных систематических ошибок в эксперименте Фридмана с коллегами, которые полностью опровергают результат (5.48). Позже Фридман с коллегами согласились, что оценка (5.48) действительно неверна, и предложили усовершенствованную техническую реализацию своего нового эксперимента на ERSF [111].

Такая публикационная активность группы Фридмана мотивировала нас к написанию статьи [43] с демонстрацией того, что сам подход этих авторов, основанный на применении синхротронного источника резонансного излучения для измерения мессбауэровского излучения во вращающемся поглотителе, имеет ряд принципиальных недостатков по сравнению со стандартным подходом, при котором как источник, так и резонансный поглотитель закреплены на роторе, что обеспечивает их жесткую механическую связь. При наличии такой механической связи, уровень относительных вибраций между источником и поглотителем (определяющий возможное уширение измеряемых резонансных линий) становится много меньше, чем собственно уровень вибраций самого ротора при его вращении, измеряемый в лабораторной системе отсчета.

В частности, как показано нами в работе [43], для современных роторных систем относительные вибрации ротора примерно на два порядка меньше его абсолютных колебаний в процессе вращения, измеряемых лабораторным наблюдателем. Следовательно, в стандартной конфигурации, когда источник резонансного излучения и резонансный поглотитель оба механически закреплены на роторе, их относительные вибрации при вращении ротора становятся примерно на два порядка меньше по сравнению с абсолютным уровнем вибраций в роторе, измеряемым в лабораторной системе [43]. Соответственно, во столько же раз уменьшается компонента вибраций, скоррелированная с вращением ротора и оцененная Фридманом и его соавторами для случая, когда источник резонансного излучения механически не связан с ротором.

Следовательно, в стандартной схеме измерения эффекта Мессбауэра во вращающихся системах с точечным источником резонансного излучения, закрепленным на роторе, компонента вибраций ротора, скоррелированная с циклами его вращения, становится пренебрежимо малой по сравнению с естественной шириной гамма-резонансной линии [43].

Таким образом, критика Фридмана и его коллег в отношении обоих наших экспериментов в Минске и Стамбуле оказывается ошибочной, и она не дает никаких реальных

поводов для сомнений в правильности нашей корректировки результата эксперимента Кюндига (5.37), а также наших собственных экспериментальных результатов (5.41) и (5.43).

Наконец, гипотеза Фридмана и его коллег о существовании предельного ускорения в природе на уровне 10^{19} м/с² была окончательно опровергнута в работе Вальтера Потцела [122], в которой была проведена независимая оценка нижнего предела максимального ускорения в природе (в предположении, что оно действительно могло бы существовать) на уровне

$$a_m \geq 5 \times 10^{21} \text{ м/с}^2. \quad (5.49)$$

Оценка (5.49) получена на основе анализа температурной зависимости эффекта Мессбауэра для изотопа Zn-67, резонансный энергетический уровень которого характеризуется значительно большим, примерно на два порядка величины, временем жизни по сравнению с изотопом Fe-57. Следовательно, благодаря соотношению неопределенностей Гейзенберга для энергии и времени, собственная энергетическая ширина резонанса Zn-67 оказывается на два порядка меньше, чем для Fe-57 и соответствующие сдвиги гамма-резонансных линий могут измеряться со значительно меньшей абсолютно погрешностью, чем для резонанса на железе-57.

В реальной ситуации, из-за неустранимого разброса в величинах сверхтонких взаимодействий резонансных ядер с электромагнитными полями в кристаллических ячейках, экспериментально наблюдаемая ширина резонансной линии для изотопа Zn-67 оказывается примерно на порядок величины больше ее теоретического предела. Тем не менее, она все равно остается значительно меньшей, чем ширина резонансных линий для мессбауэровской спектроскопии на железе-57. А это позволяет обеспечить значительное, примерно на порядок величины, повышение чувствительности эффекта Мессбауэра на изотопе цинк-67 к относительным энергетическим сдвигам резонансных линий по сравнению с мессбауэровской спектроскопией на железе-57 (см., например, [1]), и получить оценку минимально возможного предельного ускорения в Природе на уровне (5.49).

Подставляя неравенство (5.49) в уравнение (5.46) мы получаем дополнительный относительный энергетический сдвиг, обусловленный слагаемым c^2/Ra_m , менее 10^{-4} (при типичном значении радиуса ротора $R \approx 0,1$ м), что во много раз меньше относительной неопределенности измерения коэффициента k .

Следовательно, мы приходим к выводу о том, что гипотеза Фридмана и его коллег о возможном существовании максимального ускорения в природе с величиной, значительно меньшей постулативного предела (5.44), и влияние которой на измеряемый энергетический сдвиг между линиями излучения и поглощения во вращающейся системе может стать измеримым в лабораторных условиях, полностью опровергается оценкой (5.49), а также и нашей дополнительной аргументацией, изложенной, в частности, в статье [49].

5.4.2 «Эффект синхронизации» Корды (*“Synchronization effect” by Corda*)

Далее рассмотрим уже упоминавшийся выше «эффект синхронизации», предложенный Христианом Кордой, который хронологически был первой (хотя и ошибочной) попыткой объяснить в рамках общей теории относительности (ОТО) возникновение допол-

нительного энергетического сдвига резонансных линий испускания и поглощения во вращающихся системах [112-116], и который даже был отмечен «honorary mentioning» международным фондом гравитационных исследований („Gravity Research Foundation“) в 2016 году.

И это, к сожалению, при том, что еще в наших работах 2015 и 2016 г.г. [40, 41] мы уже детально объяснили принципиальную ошибочность самой идеи Корды о привлечении какого-либо эффекта синхронизации между часами источника резонансного излучения, расположенного на оси вращения ротора и часами детектора этого излучения, покоящегося в лабораторной системе отсчета, для объяснения возможной природы дополнительного энергетического сдвига из-за абсолютной нечувствительности самого эффекта Мессбауэра к такого рода эффектам.

Более того, в нашем комментарии [40] к статье Корды [112] мы также подчеркнули, что детектор резонансного гамма-излучения работает исключительно лишь как счетчик общего количества зарегистрированных резонансных гамма-квантов $N(\nu)$, проходящих через резонансный поглотитель при различных фиксированных значениях его орбитальной скорости ν в течение заданного времени измерения. В этом случае очевидно, что синхронизация лабораторных часов с часами на оси ротора никак не может повлиять как на общее количество зарегистрированных резонансных гамма-квантов $N(\nu)$ за заданное время измерений, так и на общее время работы экспериментальной установки t . Поэтому измеряемая интенсивность резонансного гамма-излучения, проходящего через резонансный поглотитель при каждом фиксированном значении его орбитальной скорости ν , определяемая как отношение $I=N(\nu)/t$, никак не зависит от какой-либо синхронизации (или десинхронизации) часов на роторе и часов в лаборатории.

Таким образом, любые идеи о рассмотрении процедуры синхронизации или десинхронизации часов совершенно бесполезны для объяснения возможной природы дополнительного энергетического сдвига между линиями испускания и поглощения. Такой энергетического сдвиг оценивается исключительно на основе полученного набора экспериментальных данных об измеренном числе зарегистрированных резонансных гамма-квантов N в течение заданного временного интервала при каждом фиксированном значении орбитальной скорости поглотителя ν , и не может зависеть от того, синхронизированы или нет лабораторные часы с часами на оси ротора [40, 41].

Тем не менее, даже после наших публикаций [40, 41] Корда продолжал настаивать на важности его «эффекта синхронизации» в объяснении наблюдаемого энергетического сдвига между резонансными линиями испускания и поглощения во вращающейся системе отсчета, и ему удалось опубликовать еще две статьи в уважаемом физическом журнале *International Journal of Modern Physics D* [114, 115], специализирующимся на исследовании гравитационных эффектов.

Таким образом, наша аргументация, основанная по общепринятому пониманию эффекта Мессбауэра, оказалась для такого рода журналов неубедительной.

В этой связи мы решили дополнительно проанализировать вычисления Корды, якобы подтверждающие наличие дополнительного энергетического сдвига в наших экспериментах [31, 36], и обнаружили тривиальные вычислительные ошибки, которые не были замечены рецензентами его статей [114, 115].

Для объяснения этих ошибок обратимся, прежде всего, к метрике Ланжевена (Langevin metric), которая часто используется в описании вращающихся систем, и которая также была использована Кордой. В этой метрике элемент пространственно-временного интервала ds записывается в виде

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r'^2 \omega^2}{c^2}\right) c^2 dt'^2 - 2\omega r'^2 d\phi' dt' - dr'^2 - r'^2 d\phi'^2 - dz'^2, \quad (5.50)$$

где цилиндрические координаты r' , ϕ' , z' вращающейся системы отсчета связаны с соответствующими координатами лабораторной системы отсчета соотношениями

$$t = t', r = r', \phi = \phi' + \omega t', z = z', \quad (5.51a-г)$$

где ω - угловая скорость вращения.

Далее, при выводе «эффекта синхронизации» часов, расположенных в лабораторной системе, с часами, закрепленными на оси ротора, Корда использовал приближенное соотношение между собственным временем $d\tau$ в точке r' вращающейся системы и координатным временем dt' в этой же точке:

$$d\tau = dt' \left(1 - \frac{\omega r'^2 d\phi'}{c^2}\right). \quad (5.52)$$

Уравнение (5.52) заимствовано из известной работы Эшби (Ashby) [123], где оно было получено в приближении $v \ll c$, в котором учитывались только линейные слагаемые в отношении v/c и слагаемые более высоких порядков не принимались во внимание.

Затем, основываясь на очевидном утверждении, что для наблюдателя во вращающейся системе отсчета детектор гамма-квантов находится в движении относительно начала координат этой системы, Корда получил соответствующее уравнение движения для этого детектора с точки зрения наблюдателя, расположенного на оси ротора, которое имело вид [114, 115]:

$$d\phi' = \omega t'. \quad (5.53)$$

Далее, подставляя уравнение (5.53) в уравнение (5.52), приходим к следующему соотношению:

$$d\tau = dt' \left(1 - \frac{r'^2 \omega^2}{c^2}\right). \quad (5.54)$$

Полученное соотношение (5.54), было использовано Кордой в работах [114, 115] для вывода предполагаемого «эффекта синхронизации». Однако при этом он допустил две очевидные ошибки:

1. Приближение $v \ll c$, при котором в метрическом выражении (5.50) можно было бы пренебречь слагаемыми порядка $(\omega r'/c)^2$ и выше, использовалось Эшби при анализе частной проблемы, в которой предполагалось, что синхронизация пространственно разнесен-

ных часов производится с помощью переноса специальных (эталонных) часов от одних рабочих часов к другим рабочим часам, разделенным друг от друга конечным пространственным интервалом. При этом принималось, что эталонные часы должны перемещаться квазистатически со скоростью v , стремящейся к нулю.

В то же время, совершенно очевидно, что такое приближение абсолютно неприменимо к мессбауэровским экспериментам во вращающейся системе, в которых измеряемый эффект – относительный энергетический сдвиг между резонансными линиями – сам по себе имеет порядок $(v/c)^2$.

2. Более того, использованное Кордой уравнение движения детектора (5.53) для наблюдателя во вращающейся системе является ошибочным, а правильное уравнение движения для вращающегося наблюдателя должно быть взято с противоположным знаком, т.е.

$$d\phi' = -\omega dt' . \quad (5.55)$$

Действительно, уравнение (5.55) непосредственно вытекает из уравнения (5.51с) при $\phi=0$, что и отражает тот простой факт, что детектор находится в покое в лабораторной системе отсчета. Следовательно, подставляя уравнение (5.55) в уравнение (5.54), получаем корректное соотношение

$$d\tau = dt' \left(1 + \frac{r'^2 \omega^2}{c^2} \right) \quad (5.56)$$

взамен ошибочного уравнения Корды (5.54).

При этом само уравнение (5.56) не имеет никакого физического смысла и лишь отражает неприменимость линейного по (v/c) приближения Эшби к анализу эффекта Мессбауэра во вращающихся системах.

Добавим, что подстановка правильного уравнения (5.55) в точное метрическое выражение (5.50) в цилиндрических координатах для вращающейся системы, наряду с очевидными равенствами $dr'=dz'=0$ (которые дополняют уравнение движения детектора (5.52) в используемых цилиндрических координатах), приводит к тривиальному соотношению

$$d\tau = dt' . \quad (5.57)$$

для временных интервалов, измеряемых с помощью часов, прикрепленных к источнику излучения на оси ротора ($d\tau$), и с помощью часов, покоящихся в лабораторной системе отсчета (dt') [41].

Таким образом, полученное соотношение (5.57) представляет собой наиболее общий результат, демонстрирующий полное отсутствие какого-либо «эффекта синхронизации» между часами источника резонансного излучения, закрепленного на оси ротора, и часами, связанными с детектором гамма-резонансного излучения и покоящимися в лабораторной системе отсчета.

Отметим, что в своей более поздней статье [116] Корда признался, что его «эффект синхронизации» действительно был рассчитан ошибочно в его предыдущих публикациях

[114, 115], поскольку приближение Эшби [123] действительно непригодно; при этом правда, он «забыл» привести ссылки на нашу статью [41], в которых все его ошибки уже были указаны.

Тем не менее, продолжая игнорировать полученный в общем виде результат (5.57) – который означает отсутствие какого-либо специфического эффекта синхронизации между источником и детектором – Корда предпринял еще одну попытку [116] для обоснования своего «эффекта синхронизации», обратившись на этот раз к равенству

$$c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{r'^2 \omega^2}{c^2}\right) c^2 dt'^2, \quad (5.58)$$

которое вытекает из метрики Ланжевена (5.50) для любой фиксированной точки пространства r' , для которой

$$dr' = d\phi' = dz' = 0. \quad (5.59)$$

Для короткого светового импульса, распространяющегося в радиальном направлении, получаем следующие простые соотношения:

$$c^2 dt'^2 = c^2 dt^2 = dr^2 = dr'^2, \quad (5.60)$$

где мы использовали уравнения (5.51а-г) для вращающейся системы отсчета. Далее, комбинируя выражения (5.58) и (5.60), Корда получил равенство [116]

$$c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{r'^2 \omega^2}{c^2}\right) dr'^2, \quad (5.61)$$

которое в дальнейшем были им использовано для вывода гипотетического «эффекта синхронизации».

Однако здесь следует сразу же подчеркнуть, что подстановка уравнения (5.60) в уравнение (5.58) с физической точки зрения не имеет никакого смысла: действительно, уравнение (5.58) справедливо только при ограничении ((5.59)) (т.е. в фиксированной пространственной точке с радиальной координатой r'), тогда как уравнение (5.61) подразумевает переменную радиальную координату r' для распространяющегося светового импульса, для которого очевидно выполняется неравенство $dr' \neq 0$.

Следовательно, уравнения (5.60) и (5.58) несовместимы друг с другом, и подстановка одного из них в другое некорректна.

Добавим, что при корректном анализе процесса распространения светового луча в радиальном направлении вращающейся системы, необходимо снова обратиться к общему метрическому выражению (5.50) вместо частного соотношения (5.58).

В таком случае становится очевидным, что равенства (5.60) должны комбинироваться с общим метрическим соотношением (5.50), что в результате приводит к тривиальному результату

$$ds = 0, \quad (5.61)$$

который всегда выполняется для гамма-квантов, распространяющихся в пустом пространстве.

На этом мы завершаем дискуссию об «эффекте синхронизации» Корды, дополняя полученное равенство (5.61) тривиальным соотношением (5.57) для часов, закрепленных на оси ротора и часов, покоящихся в лабораторной системе отсчета.

5.4.3 «Зависящий от времени эффект Доплера» (Benedetto, Feoli [117]).

Далее обратимся к статье [117], авторы которой выдвинули идею о том, что природа наблюдаемого ЭЭС для резонансно возбужденного ядра может быть объяснена через линейный эффект Доплера между покоящимся источником гамма-резонансного излучения и вращающимся резонансным ядром за счет того, что за время жизни τ резонансно возбужденного ядра за счет поглощения им резонансного гамма-кванта, орбитальная скорость этого ядра, вращающегося на краю ротора с угловой скоростью ω , успевает в течение времени τ изменить пространственное направление на угол $\omega\tau$. В результате этого в собственной системе отсчета резонансно возбужденного ядра возникает линейная составляющая его скорости на направление распространения гамма-излучения, равная $v\omega\tau$ (где v – орбитальная скорость поглотителя), которая в принципе может привести к появлению соответствующей линейной составляющей эффекта Доплера, способной объяснить наблюдаемую величину ЭЭС.

Очевидно, что характерное время жизни резонансно возбужденного ядра Fe-57 может быть оценено с помощью соотношения неопределенностей Гейзенберга для энергии и времени. Однако вместо табулированной ширины линии для ядерного гамма-резонанса на железе-57, авторы статьи [117] использовали для ширины этой линии значения, полученные в экспериментах Фридмана и др. [110, 111] при измерении эффекта Мессбауэра с помощью синхротронного излучения, падающего на вращающийся поглотитель.

Однако, как мы уже подчеркивали в разделе 5.3.1, полученные Фридманом и его соавторами ширины линий резонансного поглощения на два порядка (!) превышают их естественную ширину из-за механических вибраций вращающегося ротора по отношению к лабораторному наблюдателю. В то же время, совершенно очевидно, что вибрации ротора никак не могут влиять на время жизни резонансно возбужденного ядра Fe-57 (равного 96 наносекундам согласно [1]). Для исправления ошибки Бенедетто и Феоли, полученные ими значения ЭЭС должны делиться примерно на 10, в результате чего скорректированная таким образом величина становится пренебрежимо малой и никак не способной объяснить результаты мессбауэровских экспериментов во вращающейся системе.

Таким образом, гипотеза Бенедетто и Феоли, представленная в работе [117], также оказывается несостоятельной.

5.4.4 «Эффект десинхронизации» (Iovane, Benedetto) [118] и «геометрический подход» (Подосенов и др.) [119, 120]

Предложенный «эффект десинхронизации» [118] и геометрический подход Подосенова и других [119, 120] имеют схожую природу: они оба основаны на неявном предположении

о том, что резонансные гамма-кванты распространяются в радиальной направлении вращающейся системы отсчета. Это, в частности, означает, что для процесса распространения гамма-квантов во вращающейся системе якобы должно выполняться равенство

$$\phi' = 0, \quad (5.62)$$

которое использовалось Iovane, Bnedetto [118] и Подосеновым с соавторами [119, 120] для оценки погрешности в синхронизации между часами лабораторной системы отсчета и часами на оси вращения ротора.

В то же время, сразу же отметим, что принятие равенства (5.62) автоматически приводит к соотношению

$$\phi = \omega t, \quad (5.63)$$

вытекающему из уравнений (5.51а), (5.51в) и (5.62), описывающих процесс распространения гамма-квантов для лабораторного наблюдателя. Отсюда сразу же видно, что уравнение (5.63) физически бессмысленно, поскольку из него вытекает, что гамма-кванты в пустом пространстве должны распространяться по кривой, соответствующей равенству (5.63) в каждый момент времени t .

Таким образом, принятое в работах [118-120] соотношение (5.62) является ошибочным в такой же мере, как и уравнение (5.63), и основанные на их использовании результаты являются неверными.

5.4.5 Гипотеза Бенедетто, Бришионе и Йоване (Benedetto, Briscione and Iovane) о вкладе в наблюдаемый энергетический сдвиг линий испускания и поглощения кориолисового ускорения резонансного ядра [121]

Наконец, рассмотрим работу Бенедетто, Бришионе и Йоване [121], в которой авторы предположили, что наличие ЭЭС в измеряемом энергетическом сдвиге между резонансными линиями излучения и поглощения в мессбауэровских экспериментах во вращающихся системах можно интерпретировать через возможное кориолисово ускорение резонансных ядер, которое, по мнению этих авторов, должно неизбежно возникать вследствие поглощения ими резонансных гамма-квантов.

Однако такой эффект был бы возможен лишь в том случае, когда энергия отдачи, возникающая вследствие поглощения мессбауэровским ядром резонансного гамма-кванта, передавалась бы каждому конкретному ядру, поглотившему резонансный гамма-квант.

При этом авторы работы [121] полностью забыли, что эффект Мёссбауэра в том и состоит, что энергия отдачи, возникающая при поглощении ядром резонансного гамма-кванта, передается всему кристаллу в целом, и, таким образом, становится равной нулю при бесконечной (в квантово-механическом масштабе) массе кристалла M (см. формулу (1.5)). Поэтому в нашей статье [46] нам пришлось напомнить этим авторам, что эффект Мёссбауэра как раз и представляет собой явление безотдачного взаимодействия резонансных ядер с резонансными гамма-квантами, при котором никакого кориолисова ускорения ядер не может возникнуть даже в принципе.

Таким образом, мы заключаем, что гипотеза Бенедетто, Бришионе и Йоване полностью некорректна, и она не способна объяснить результаты экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах.

В результате проведенного анализа всех существующих на сегодняшний день попыток объяснить природу ЭЭС приходится констатировать, что ни одно из предложенных возможных объяснений физических механизмов, приводящих к дополнительному (по отношению к квадратичному эффекту Доплера) энергетическому сдвигу между линиями испускания и поглощения во вращающихся системах отсчета, до настоящего времени не нашло убедительного объяснения, и дальнейшие исследования в этом направлении остаются актуальными.

5.5. О качественно новой проверке специальной теории относительности: гипотеза о существовании «эфира Дирака» и о возможности его обнаружения с помощью эффекта Мессбауэра во вращающейся системе

Специальная теория относительности (СТО), созданная Эйнштейном в начале 20 века, до настоящего времени рассматривается как одна из самых красивых физических теорий, получившая подтверждение в многочисленных экспериментах, выполненных в прошлом веке. В то же время, современные экспериментальные данные, полученные в физике высоких энергий и физике космических лучей, снова поднимают проблему о возможном нарушении Лоренц-инвариантности в природе. Возрастающий интерес к этой проблеме обусловлен в том числе и тем, что еще Дираком в середине 20 века была указана принципиальная возможность нарушения специального принципа относительности Эйнштейна и допущение о существовании в природе выделенной инерциальной системы отсчета, но без нарушения принципа ковариантности в отношении фундаментальных физических уравнений [124]. Как уже в недавнее время было подчеркнуто в нашей работе [125], единственная возможность для существования такой выделенной системы отсчета во Вселенной при сохранении ковариантной формы фундаментальных физических уравнений может быть связана со свойством некоммутативности последовательных преобразований Лоренца между тремя инерциальными системами отсчета K_0 , K_1 и K_2 , движущимися с неколлинеарными скоростями относительно друг друга. А именно, при последовательном преобразовании Лоренца сначала из K_1 в K_0 , а затем из K_0 в K_2 , возникает дополнительный поворот пространственных координатных осей системы K_2 относительно координатных осей системы K_1 на угол Томаса-Вигнера [126]

$$\Omega \cong \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{v}}{2c^2}, \quad (5.62)$$

где \mathbf{u} – скорость движения K_1 в K_0 , а \mathbf{v} – скорость движения K_2 в K_0 . С чисто математической точки зрения, никаких противоречий с теорией относительности в этом эффекте нет, поскольку группа пространственных вращений образует подгруппу общей группы Лоренца.

В то же время, при задании диаграммы движения, в которой инерциальная система K_2 связана с инерциальной системой K_1 прямым преобразованием Лоренца со скоростью $\mathbf{u} \oplus \mathbf{v}$ – что подразумеваем отсутствие промежуточной системы K_0 – никакого пространственно-

го вращения координатных осей этих систем относительно друг друга не происходит. (Здесь знак \oplus означает групповое суммирование, и в данном случае соответствует закону сложения скоростей Эйнштейна).

Такие особенности общей группы Лоренца принципиально могут быть использованы для описания «эфира Дирака», утверждающего существование выделенной инерциальной системы отсчета в Природе. Более того, такая выделенная система отсчета K_0 в природе действительно существует – это система, характеризующаяся изотропией свойств реликтового космического излучения.

Однако вопрос о том, может ли космологическая система отсчета K_0 действительно быть связанной с «эфиром Дирака», до настоящего времени остается открытым, и принципиальный ответ на него может быть получен с помощью эффекта Мессбауэра.

Чтобы понять, каким образом это эффект может быть использован для поиска эфира Дирака, рассмотрим источник резонансного излучения и резонансный поглотитель, движущиеся относительно друг друга со скоростью u в земной лаборатории K_1 . Предположим далее, что эта скорость ортогональна по отношению к линии «источник-поглотитель». В этом случае, согласно специальной теории относительности (т.е. в предположении, что никакого эфира Дирака не существует), линейный доплеровский сдвиг между резонансными линиями источника и поглотителя равен нулю, а квадратичный эффект Доплера определяется отношением $u^2/2c^2$, не зависящим от движения Земли во Вселенной и, таким образом, имеющим для наблюдателя в K_1 одну и ту же величину в любое время суток.

Обнаруженный нами дополнительный энергетический сдвиг между резонансными линиями испускания и поглощения во вращающихся системах приводит к отклонению измеряемого значения этого сдвига от квадратичного эффекта Доплера на величину около 30 %, при котором коэффициент k в уравнении

$$\frac{\Delta E}{E} = -k \frac{u^2}{c^2}. \quad (5.63)$$

составляет величину около $2/3$ вместо классически ожидаемого значения $1/2$. При этом, однако, важно подчеркнуть, что при отсутствии эфира Дирака, эта величина должна оставаться неизменной в любое время года и любое время суток.

Предположим теперь существование эфира Дирака, связанного с некоторой выделенной инерциальной системой отсчета K_0 , и обозначим через v скорость центра Земли в таком эфире в некоторый рассматриваемый нами момент времени. Тогда с точки зрения наблюдателя, покоящегося в эфире Дирака, скорость источника излучения также равна v (здесь мы пренебрегаем скоростью суточного вращения Земли вокруг ее оси в силу ее относительной малости по сравнению с другими рассматриваемыми скоростями), а скорость поглотителя определяется эйнштейновским законом сложения скоростей, которую обозначим как $u \oplus v$. Но тогда, согласно общим групповым свойствам преобразований Лоренца, координатные оси системы отсчета, связанной с поглотителем, оказываются поверну

тыми на угол Томаса-Вигнера (5.62). А это, в свою очередь, приводит к появлению линейной компоненты в эффекте Доплера для резонансного поглотителя K_2 , измеряемого в системе покоя источника резонансного излучения K_1 . Такая линейная компонента эффекта Доплера по порядку величины должны быть равной $u\Omega/c$ и ее максимальное значение, с учетом формулы (5.62), оценивается как

$$\frac{\Delta E(\text{Dirac})}{E} \approx \frac{u^2 v}{c^3}. \quad (5.64)$$

Принимая $v=10^3$ с (что близко к скорости движения Земли в космологической системе отсчета) и $u=300$ м/с, мы получаем максимальное значение $\Delta\Omega \approx 10^{-15}$, что на два порядка меньше относительной ширины гамма-резонансной линии железа-57. Однако даже в этих условиях энергетический сдвиг (5.64) может быть измеримой величиной за счет его суточных колебаний за счет собственного вращения Земли вокруг своей оси.

В то же время, из-за крайне малого значения относительного энергетического сдвига (5.64) на уровне 10^{-15} , реализация роторного эксперимента для его измерения по стандартной схеме, представленной на рисунке 5.23, представляется крайне сложной технической задачей.

Тем не менее, при использовании синхротронных пучков гамма-излучения с выделением энергетического окна, соответствующего гамма-резонансному переходу мессбауэровского ядра, реализация эксперимента по измерению энергетического сдвига (5.64) становится принципиально возможной [127], и схема возможного роторного эксперимента на эту тему представлена на рисунке 5.33.

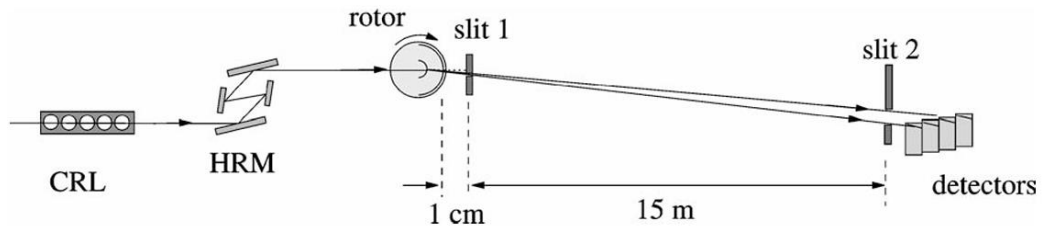


Рис. 5.33. Принципиальная схема синхротронного мессбауэровского эксперимента для прецизионного измерения относительного смещения энергии синхротронного гамма-резонансного излучения по отношению к линии вращающегося гамма-резонансного поглотителя. CRL обозначает составную рефракционную линзу, HRM – монохроматор синхротронного излучения, slit 1 и slit 2 – щелевые коллиматоры

На высокоскоростном роторе, расположенном в вакуумной камере с прозрачными для мессбауэровского излучения окнами, закреплены две мишени в форме полуокружностей различного радиуса: внутренняя мишень малого радиуса, закрепленная вблизи оси вращения ротора и внешняя мишень большего радиуса, закрепленная на ободе ротора. Обе ми-

шени изготавливаются из тонкой металлической фольги, содержащей мессбауэровский изотоп ^{57}Fe с энергией перехода 14,4 кэВ и они должны быть полупрозрачны для гамма-резонансного излучения. Импульсы синхротронного излучения с характерной длительностью в несколько сот пикосекунд и монохроматизированных до нескольких мэВ вокруг энергии ядерного перехода, проходят через обе мишени и переводят в возбужденное состояние практически все резонансные ядра в обеих мишенях. Такое коллективное ядерное возбуждение (ядерный экситон) следует за вращением ротора и обуславливает возникновение «эффекта ядерного маяка» (Nuclear Lighthouse Effect [128]), при котором направление пучка пространственно-когерентного прямого переизлучения вращается вместе с мишенью. В результате временная эволюция ядерного распада может быть отображена в угловом масштабе с регистрацией резонансных гамма-квантов с помощью позиционно-чувствительного детектора [127].

В этой же статье [127] предложен ряд физико-технических методов, позволяющих существенно повысить отношение эффект-фон при регистрации мессбауэровского излучения на фоне нерезонансных гамма-квантов.

Из-за разницы энергий (5.64), к которой необходимо добавить доплеровский сдвиг ΔE второго порядка (уравнение (5.63)), излучение от обеих целей, зарегистрированное в детекторе, показывает характерную картину квантовых биений гамма-резонансного излучения с периодом, близким к усредненному значению

$$T_{\text{average}} = \frac{h}{\Delta E}, \quad (5.65)$$

где h — постоянная Планка.

При отсутствии эфира Дирака, значение T не должно зависеть от суточного вращения Земли и иметь фиксированное значение, определяемое уравнением (6.65) в пределах погрешности его измерения.

Однако при существовании эфира Дирака, период квантовых биений должен зависеть как от суточного, так и годового времени его измерения и изменяться в пределах от

$$T_{\text{minimum}} = \frac{h}{(1 + v/2c)\Delta E} \text{ и } T_{\text{maximum}} = \frac{h}{(1 - v/2c)\Delta E}$$

согласно соотношению (5.64).

Таким образом, разность между этими двумя значениями равна

$$\Delta T = \frac{v}{c} T_{\text{average}}, \quad (5.66)$$

Если окно наблюдения τ_{ob} эксперимента намного больше, чем T_{average} , то наблюдаемое число n максимумов квантовых биений QB в пределах τ_{ob} будет равно

$$n = \frac{\tau_{ob}}{T_{\text{average}}}, \quad (5.67)$$

В этом случае ожидаемый временной интервал между двумя экстремумами квантовых биений, вызванных энергетическим сдвигом (5.64) при движении Земли в «эфире Дирака», на фоне квантовых биений, вызванных обычным доплеровским сдвигом второго порядка (5.63) (см. рисунок 5.34) составит

$$\Delta T = n(T_2 - T_1) = \frac{\tau_{ob}}{T_{average}} \frac{v}{c} T_{average} = \frac{v}{c} \tau_{ob} \approx 10^{-3} \tau_{ob}. \quad (5.68)$$

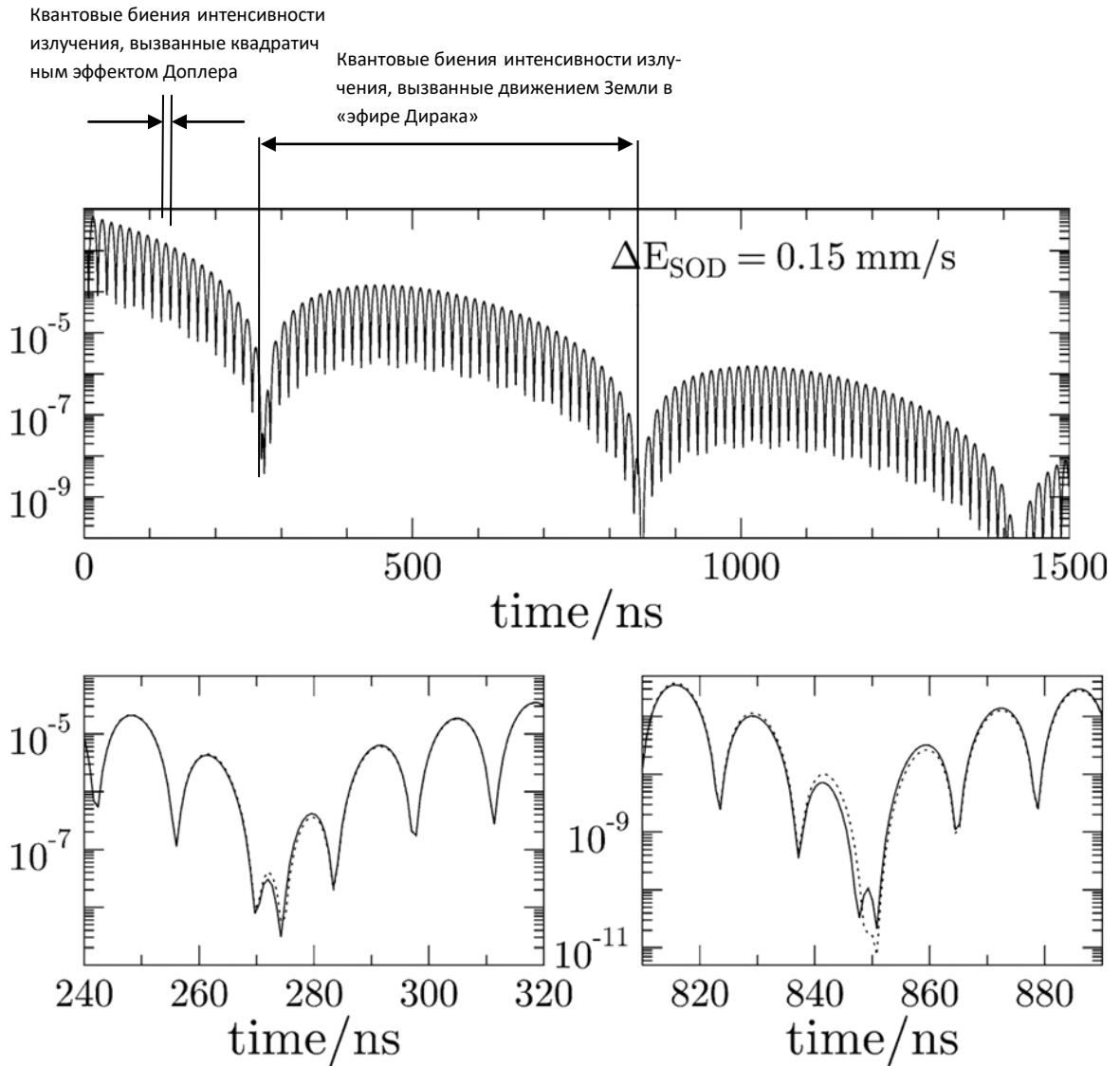


Рис. 5.34: а - расчетные интенсивности синхротронного гамма-резонансного излучения, прошедшего через обе фольги α -железа, размещенные на роторе согласно рисунку 5.33, при относительном сдвиге их энергий за счет квадратичного эффекта Доплера (5.63), равному 0,15 мм/с;

б – ожидаемые локальные экстремумы интенсивности регистрируемого гамма-резонансного излучения в увеличенном временном масштабе, возникающие за счет дополнительного энергетического сдвига (5.64), обусловленного движением Земли в «эфире Дирака»

При анализе соотношения (5.67) примем стандартное значение линейной скорости на ободу ротора $v \approx 300$ м/с, и скорость движения Земли в «эфире Дирака» $v \approx 300$ км/с (типичная скорость движения галактических объектов в космологической системе отсчета, связанной с реликтовым микроволновым излучением). Далее, выберем длительность окна наблюдения 1500 нс, что примерно на порядок величины больше, чем времени жизни резонансно возбужденного уровня железа-57 (≈ 140 нс). В этом случае из формулы (5.65) получаем средний период T_{av} между двумя соседними минимумами квантовых биений за счет компоненты энергетического сдвига, связанной с эфиром Дирака, примерно равный 575 нс. В этом случае ожидается появление трех локальных минимумов в пределах выбранного окна наблюдения длительностью 1500 нс (см. рисунок 5.34 а), два из которых показаны на рисунке 5.34 б в увеличенной временной шкале. При современной развитии быстродействующих электронных систем, такие минимумы в принципе наблюдаемы.

В заключение представит численные оценки для измеряемого эффекта для современного синхротронного эксперимента.

Общий поток гамма-излучения в диапазоне времени от 832 нс до 860 (см. рисунок 5.34) соответствует энергетическому интервалу около 2×10^{-6} Г (где Г - ширина резонанса). Это устанавливает предел для наблюдаемого эффекта. По этой причине эксперимент должен быть выполнен на одном из самых мощных доступных рентгеновских источников, таких как European Synchrotron Radiation Facility ESRF (Гренобль, Франция).

Лучший монохроматор высокого разрешения, доступный в настоящее время, в интервале 6,4 мэВ обеспечивает поток гамма-излучения на уровне интенсивности 8×10^9 с⁻¹, что примерно соответствует потоку гамма-квантов 6000/(с·Г₀). При значении Г₀ = 4,7 нэВ ожидается примерно 130 отсчетов в течение 3-часового периода, попадающего в указанный выше временной диапазон.

С учетом достаточно большой интенсивности потока синхротронного излучения, достигнутую в настоящее время на установках третьего поколения, для измерения энергетического сдвига $\Delta E/E \approx 3 \times 10^{-16}$, связанного с гипотетическим движением Земли в «эфире Дирака», потребуется время измерения в несколько недель.

До настоящего времени предложенный эксперимент [127] остается нереализованным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На этом мы завершаем представление выбранных информационных блоков об эффекте Мессбауэра, имеющее двоякую цель:

- 1 – представить общие сведения об этом эффекте, его физическом смысле и способах технической реализации спектрометров, позволяющих измерять мессбауэровские спектры образцов, содержащих гамма-резонансные ядра;
- 2 – рассказать в сжатой форме о вкладе сотрудников БГУ как в развитие методологической базы эффекта Мессбауэра, так и его научных и научно-практических применениях.

Развитие методологии эффекта Мессбауэра явилось важным направлением научно-исследовательской работы кафедры ядерной физики физического факультета БГУ, временные рамки которого охватили значительный период – с 80-х годов прошлого столетия до третьего десятилетия нынешнего века. К наиболее значимым разработкам указанного периода следует отнести:

- модуляционно-временной метод накопления мессбауэровских спектров и его реализацию как в режиме постоянных ускорений, так и в режиме постоянных скоростей;
- воздушный сцинтилляционный детектор конверсионных и оже-электронов для мессбауэровской спектроскопии, позволивший, в сотрудничестве с кафедрой физики твердого тела физического факультета и химическим факультетом Белорусского государственного университета, выполнить ряд пионерских работ в области физики поверхности конденсированных сред с реализацией исследований, селективных по глубине поверхности образца;
- метод мессбауэровской концентратометрии для проведения геологических исследований и его аппаратная реализация в концентратомерах для поиска оксидного олова (касситерита) в полевых условиях;
- макет миниатюрного мессбауэровского спектрометра для исследования поверхности Марса;
- серию оригинальных методов для повышения производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений и их аппаратную реализацию в высокоэкспрессных портивных мессбауэровских спектрометрах.

По результатам научно-исследовательских работ по указанным выше направлениям было опубликовано несколько десятков статей в белорусских, российских и международных научных журналах (среди которых более сорока работ БГУ включено в приведенном списке литературы) и получено свыше тридцати патентов на изобретения.

Разработанные в БГУ методы и аппаратура для мессбауэровской спектроскопии были использованы в проведении цикла пионерских исследований, в том числе в области физики поверхности, с использованием воздушного сцинтилляционного детектора конверсионных и оже-электронов, а также в исследовании механизмов высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих сверхпроводниках на основе соединений мышьяка и железа, для которых нами впервые наблюдался высокотемпературный эффект Кондо.

Наконец, отметим самый последний цикл работ БГУ по применению эффекта Мессбауэра, связанный с проведением совместных с турецкими коллегами (Стамбульский университет и Университет Окан (Стамбул)) пионерских экспериментов по измерению ядерного гамма-резонанса во вращающихся системах отсчета.

Постановка цикла этих экспериментов была мотивирована нашим обнаружением вычислительных ошибок в историческом эксперименте Кюндига [88], которые оставались незамеченными (!) на протяжении более полувека.

При исправлении этих ошибок нами выявлено значительное, на относительном уровне около 30%, отклонение скорректированного нами экспериментального результата от расчетного значения, ожидаемого согласно квадратичному эффекту Доплера, который, как ранее полагалось, полностью должен описывать относительное смещение линий испускания и поглощения во вращающейся системе. С физической точки зрения квадратичный эффект Доплера возникает из-за релятивистского замедления времени для резонансного поглотителя, закрепленного на ободе ротора.

Для проверки правильности скорректированного нами результата эксперимента Кюндига были проведены два новых эксперимента по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах: в 2008 году в БГУ, и в 2014 году на факультете естественных наук Стамбульского университета, которые принципиально отличались от всех ранее выполненных экспериментов в этом направлении тем, что в них явным образом оценивался эффект уширения гамма-резонансных линий источника и поглотителя излучения, обусловленный механическими вибрациями ротора.

Такие механические вибрации принципиально неустранимы для вращающегося ротора любой конструкции, и указанный эффект уширения линий в зависимости от частоты вращения ротора существенным образом учитывался при оценке относительного смещения гамма-резонансных линий испускания и поглощения на энергетической шкале. С этой целью нами был разработан специальный алгоритм обработки полученных экспериментальных данных, описанный в подразделе 5.3.5.

Результаты нашего первого совместного эксперимента БГУ и Университета Окан (Стамбул, Турция), выполненного на кафедре ядерной физики БГУ в 2008 году, действительно оказались интригующе интересными. Прежде всего, они подтвердили корректность нашего анализа классического эксперимента Кюндига [88], и также показали наличие значительного, более 30 %, отклонения численного значения коэффициента k в общем уравнении (5.32), связывающего относительное изменение энергии испускаемых и поглощенных резонансных квантов $\Delta E/E$ с квадратом отношения v/c , от классически ожидаемого результата $k=0,5$, обусловленного поперечным эффектом Доплера (уравнение (5.41a)).

Дальнейшее подтверждение корректности этого результата было получено в совместном эксперименте БГУ, Университета Окан и Стамбульского университета, выполненного в 2014 г. в Стамбуле, который убедительно подтвердил наличие во вращающейся системе дополнительного к квадратичному эффекту Доплера энергетического сдвига между резонансными линиями испускания и поглощения (см. соотношение (5.41a)).



После пресс-конференции по результатам мессбауэровского роторного эксперимента в Стамбульском университете, апрель 2014 г. Слева направо: проф. Толга Ярман, проф. Баки Аккуш (декан факультета естественных наук Стамбульского университета), проф. Метин Арик, проф. Александр Холмецкий

Количественное согласие между результатом Минского эксперимента в 2008 году (5.41a) и Стамбульского эксперимента в 2014 год (5.43) сделало крайне актуальной проблему выявления физической природы такого дополнительного (к обычному квадратичному эффекту Доплера с ожидаемым значением $k=0,5$) энергетического сдвига линий испускания и поглощения, обуславливающего неравенство $k>0,5$.

В этой связи в разделе 5.4 нами проанализированы имеющиеся на сегодняшний день публикации, содержащие различные гипотезы о таком дополнительном энергетическом сдвиге линий испускания и поглощения в мессбауэровских экспериментах во вращающихся системах, где мы показали, что ни одна из выдвинутых к настоящему времени гипотез о природе такого энергетического сдвига не способна объяснить полученных экспериментальных результатов.

Таким образом, развитие новых идеи в этом направлении – как в совершенствовании методологии экспериментов по измерению эффекта Мессбауэра во вращающихся системах, так и в объяснении уже полученных нами результатов – представляются весьма актуальными.

Наконец, в заключительном параграфе нами представлена возможная схема эксперимента для качественно новой проверки специальной теории относительности, направленная на обнаружение «эфира Дирака», возможное существование которого может быть описано без нарушения принципа ковариантности фундаментальных уравнений физики, и гипотетически проявляющееся через эффекты, обратно пропорциональные скорости света в третьей степени. Принципиальная схема предложенного эксперимента, разработанная совместно с группой ведущих немецких физиков в области мессбауэровской спектроскопии на синхротронном излучении и получившая, в частности, высокую оценку со стороны Рудольфа Мессбауэра, представлена в подразделе 5.5.

В заключение отметим, что эта идея, как и ряд других идей в области прикладных и фундаментальных применений эффекта Мессбауэра, разработанных в БГУ, действительно требуют своей дальнейшей разработки, так что настоящий контент не может рассматриваться как заключительный в истории применения эффекта Мессбауэра в Белорусском государственном университете.

ЛИТЕРАТУРА

1. Химические применения мессбауэровской спектроскопии / Перевод с англ. Б. И. Рогозева. Под ред. В. И. Гольданского. - Москва: Мир, 1970. - 502 с.
2. Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М.: Наука, 1969.
3. Иркаев С.М., Кузьмин Р.Н., Опаленко А.А. Ядерный гамма-резонанс. М.: Изд-во МГУ, 1970.
4. И.П. Суздалев. Гамма-резонансная спектроскопия белков и модельных соединений. М., Наука, 1988.
5. А.Л. Холмецкий, О.В. Мисевич. Мессбауэровские концентраторы. Мн., Университетское, 1991.
6. A.L. Kholmetskii, M. Mashlan, V.A Chudakov, G.L. Gurachevskii, O.V. Misevich. A time-modulation method for Mössbauer spectra registration. *Nuclear Instruments and Methods* **B71** (1992) 461-463.
7. A.L. Kholmetskii, O.V. Misevich, M. Mashlan, V.A Chudakov, A.F. Anashrevich and V.L. Gurachevskii. Air scintillation detector for conversion electrons Mössbauer spectroscopy (CEMS). *Nuclear Instruments and Methods* **B129** (1997) 110-116.
8. В.В. Овчинников. Мёссбауэровские методы анализа атомной и магнитной структуры сплавов. М.: Физматлит, 2002. — 256 с.
9. A.L. Kholmetskii, O.V. Misevich, N.M. Abramchuk and S.M. Leshkov. Mössbauer concentratometry as a new analytical method. *Nuclear Instruments and Methods* **B94** (1994) 493-498.
10. Альфа-, бета- и гамма-спектрометрия /Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969.
11. Гольданский В.И. и др. Гамма-резонансные методы и приборы для фазового анализа минерального сырья. М.: Атомиздат, 1974.
12. A.L. Kholmetskii, M. Mashlan, K. Nomura, *et al.* Fast detectors for Mössbauer spectroscopy. *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol. 21 (2001), p. 763-771.
13. A.L. Kholmetskii, M. Mashlan, O.V. Missevitch, *et al.* Comparison of the productivity of fast detectors for Mössbauer spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods* **B129** (1997) 143-144.
14. V.A. Evdokimov, A.L. Kholmetskii, A.A. Fyodorov, O.V. Misevich, M. Mashlan, D. Zak. Mini and micro transducers for Mössbauer spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods* **B95** (1995) 278-280.
15. A.L. Kholmetskii, V.A. Evdokimov, M. Mashlan and O.V. Misevich. Mössbauer instrument package MS-2000IP. *Hyperfine Interactions*, **156/157** (2004) 3-8.
16. В.Л. Гурачевский, М. Машлан, О.В. Мисевич, А.Л. Холмецкий, В.А. Чудаков. Метод мессбауэровской спектроскопии с регистрацией конверсионных электронов. *Доклады АН БССР*, **29** (1985) 329-333.
17. В.Л. Гурачевский, М. Машлан, О.В. Мисевич, А.Л. Холмецкий, В.А. Чудаков, Г.П. Шпеньков. Анизотропия эффекта Мёссбауэра в поверхностном слое стали после шлифования. *Доклады АН БССР* **29** (1985) 917-920.
18. О.В. Мисевич, А.Л. Холмецкий, В.А. Чудаков, Г.П. Шпеньков. Мессбауэровские исследования поверхностного слоя стали после полирования. *Доклады АН БССР* **32** (1988) 518-521.

19. А.Л. Холмецкий, О.В. Мисевич, В.А. Чудаков, Г.П. Шпеньков. Мессбауэровские исследования структурной анизотропии поверхностного слоя нержавеющей стали после шлифования. Депонент ВИНТИ, 31.01.89, № 693-Б-89, 1989.
20. V.V. Uglov, A.L. Kholmetskii, A.K. Kuleshov, D.P. Rusalsky, I.N. Romyanceva, R. Wey, J.J. Valo Phase transformation of high speed steel after sequential nitrogen and boron high current density implantation. *Surface and Coating Technology* **158-159**, (2002) 349-355.
21. A.L. Kholmetskii, V.V. Uglov, V.V. Khodasevich, V.M. Anischik, V.V. Ponaryadov, D.P. Rusalskii, A.K. Kuleshov. Modification of steel surfaces following plasma and ion implantation investigated by means of CEMS. In: *Material Research in Atomic Scale by Mössbauer spectroscopy*. Kluwer Academic Publishing (Netherlands) 2003, p. 59-68.
22. A.L. Kholmetskii, V.M. Anischik, V.V. Uglov, D.P. Rusalsky, A.K. Kuleshov, J.A. Fedotova. CEMS investigations of AISI M2 steel after ion implantation by nitrogen, boron and carbon. *Vacuum*, **69** (2003) 521-527.
23. A.L. Kholmetskii, S.A. Vorob'eva, A.I. Lesnikovich, V.V. Muchinskii, N.S. Sobal. A novel route for the preparation of magnetic fluids. *Materials Letters*, **59/16** (2005) 1993-1996.
24. М.А. Андреева, Р.Н. Кузьмин. Мессбауэровская гамма-оптика. М.: МГУ, 1982.
25. А.Р. Лопатик, О.В. Мисевич, А.К. Хаджо, А.Л. Холмецкий. МСКЭ при полном внешнем отражении мессбауэровского излучения. Вестник БГУ (физика), № 1, 1991, с. 29-33.
26. A.V. Alduschenkov, O.V. Geraschenko, A.L. Kholmetskii, V.A. Lomonosov, L.V. Mahnach, M. Mashlan, I.S. Okunev, J. Tucek and T. Yarman. Mössbauer investigation of superconductors $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$ and high-temperature Kondo effect. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, **27** (2014) 1825-1829.
27. О.В. Геращенко, А.Л. Холмецкий, М.Машлан, Т.Ярман, А.В. Алдушенков, И.С. Окунев, В.А. Ломоносов, Л.В. Махнач. Критическое состояние и низкополевая электродинамика в поликристаллических сверхпроводниках $\text{LaFeO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{As}$. *ЖЭТФ*, 147 (2015) 1196-1203.
28. A.V. Alduschenkov, O.V. Geraschenko, A.L. Kholmetskii, V.A. Lomonosov, L.V. Mahnach, M. Mashlan, J. Navarik, I.S. Okunev, V.V. Pan'kov, J. Tucek and T. Yarman. Mössbauer study of superconductors $\text{LaFeO}_{0.88}\text{F}_{0.12}\text{As}$. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, **28** (2015) 2657-2662.
29. A.L. Kholmetskii, V.A. Lomonosov, L.V. Mahnach, A.V. Alduschenkov, O.V. Geraschenko, I.S. Okunev, M. Mashlan and T. Yarman. Synthesis and Study of the Structure and Electromagnetic Properties of Iron-Containing Superconductors $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ($x=0.11-0.15$) via the Mössbauer, X-ray, Magnetic and Electrophysical Measurements. 8th International Advances in Applied Physics and Materials Science Congress & Exhibition (APMAS-2018) Fethiye-Mugla, Turkey 2018, v.1, p.112.
30. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O.V. Missevitch. Kündig's experiment on the transverse Doppler shift re-analyzed. *Physica Scripta*, **78** (2008) 035302 (5 pp).
31. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O.V. Missevitch, B.I. Rogozev. A Mössbauer experiment in a rotating system on the second order Doppler shift: confirmation of the corrected result by Kündig. *Physica Scripta* **79** (2009) 065007.

32. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O.V. Missevitch. Mössbauer experiment in a rotating system: The change of time rate for resonant nuclei due to the motion and interaction energy. *IL Nuovo Cimento*, **124** (2009) 791-803.
33. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O.V. Missevitch. Mössbauer experiments in a rotating system on the time dilation effect. *International Journal of Physical Sciences*, **6** (2011) 84-92.
34. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O.V. Missevitch. Mossbauer experiments in rotating systems and iso red/blue shift. *AIP Conf. Proc.* **1479**, 1016-1019 (2012).
35. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O.V. Missevitch. Mössbauer effect in rotating systems: possible explanation of the extra energy shift. *European Physical Journal Plus* **128** (2013) 42.
36. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, M. Arik, O.V. Missevitch. Novel Mössbauer experiment in a rotating system: Extra energy shift confirmed. *AIP Conf. Proc.* **1648**, 510011 (2015).
37. T. Yarman, A.L. Kholmetskii, M. Arik, B. Akkuş, Y. Öktem, L. A. Susam, O. V. Missevitch. Novel Mössbauer experiment in a rotating system and the extra-energy shift between emission and absorption lines. *Canadian Journal of Physics*, **94** (2016) 780-789.
38. Kondo J. *Progress of Theoretical Physics* **32** (1964) 37.
39. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, M. Arik. Mössbauer experiments in a rotating system: Recent errors and novel interpretation. *European Physical Journal Plus*, **130** (2015) 191 (15 pp.).
40. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, M. Arik. Comment on “Interpretation of Mössbauer experiment in a rotating system: A new proof by general relativity”. *Annals of Physics*, **363** (2015) 556-558.
41. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Response to “The Mössbauer rotor experiment and the general theory of relativity” by C. Corda”. *Annals of Physics*, **374** (2016) 247-254.
42. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Mössbauer experiments in a rotating system, Doppler effect and the influence of acceleration. *European Physical Journal Plus*, **133** (2018) 261.
43. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Elaborations on Mössbauer rotor experiments with synchrotron radiation and with usual resonant sources. *Journal of Synchrotron Radiation*, **25** (2018) 1703-1710.
44. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Einstein’s “clock hypothesis” and Mössbauer experiments in a rotating system. *Zeitschrift für Naturforschung, A* **74** (2019) 91-100.
45. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Comment on “New proof of general relativity through the correct physical interpretation of the Mössbauer rotor experiment” by C. Corda. *International Journal of Modern Physics D*, **28** (2019) 1950127.
46. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Concerning Mössbauer experiments in a rotating system and their physical interpretation. *Annals of Physics*, **411** (2019) 167912.
47. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. On the synchronization of a clock at the origin of a rotating system with a laboratory clock in Mössbauer rotor experiments. *Annals of Physics*, **409** (2019) 167931.
48. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Analyses of Mössbauer experiments in a rotating system: Proper and improper approaches. *Annals of Physics*, **418** (2020) 168191.

49. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Comparison of traditional and synchrotron beam methodologies in Mössbauer experiments in a rotating system. *Journal of Synchrotron Radiation*, **28** (2021) 78-85.
50. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Comment on “Underlining possible effects of Coriolis acceleration in experiments with a Mössbauer source” by Benedetto Elmo et al. *Europhysics Letters*, **134** (2021) 19002.
51. A.L. Kholmetskii, T. Yarman, O. Yarman, M. Arik. Doppler effect in rotating systems and Mössbauer rotor experiments. *Annals of Physics*, **432** (2021) 168568.
52. A.L. Kholmetskii, W. Potzel, R. Röhlberger, U. van Bürck. Nuclear resonant scattering of synchrotron radiation as a method for distinction between covariant ether theories and special relativity, *Hyperfine Interactions*, **156/157** (2004) 9-13.
53. Kamihara Y. et al. *J. Am. Phys. Soc.* **130** (2008) 3296.
54. Nagamatsu J. et al. *Nature* **410** (2008) 63.
55. Chen X.H. et al. *Nature* **453** (2008) 761.
56. Изюмов Ю.А., Курмаев Э.З. *Высокотемпературные сверхпроводники на основе FeAs-соединений* (Москва, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика, 2009) – 312 с.
57. Bardeen J., Cooper L.N. and Schrieffer J.R. *Phys. Rev.* **106** (1957) 162.
58. Kuzzman E. et al. *Phys. Rev.* **B39** (1989) 328.
59. Kuzzman E. et al. *Hyp. Int.* **70** (1992) 1147.
60. Ljubutin I.S. et al. *Physica* **C169** (1990) 371.
61. Homonnay Z. et al. *Hyp. Int.* **55** (1990) 1301.
62. Nagu S. et al. *A. Nath. Struc. Chem.* **1** (1990) 297.
63. Kuzzman E., Nagu S. and Vertes A. In: *Chemical Analysis by Nuclear Methods* (Ed. Z. Alfassi) (Wiley and Sons, New York, 1993).
64. Kitao S. et al. *J. Phys. Sci. Jpn.* **77** (2008) 103706.
65. Klauss H-H. et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 077005.
66. Nowik I. et al. *J. Phys. Condens. Matter* **20** (2008) 292201.
67. E. Kuzzman, S. Nagu and A. Vertes. In: *Chemical Analysis by Nuclear Methods* (Ed. Z. Alfassi) (Wiley and Sons, New York, 1993).
68. Werner P-E., Eriksson L. and Westdahl M. *J. Appl. Crystallogr.* **18** (1985) 367.
69. Boeri L., Dolgov O.V. and Golubov A.A. *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 026403
70. Kholmetskii A.L., Missevitch O.V. and Yarman T. “Hyperfine spin-spin interaction and Zeeman effect in the pure bound field theory”. *Eur. Phys. J. Plus* **127** (2012) 44.
71. Kholmetskii A.L., Missevitch O.V. and Yarman T. Torque on a moving electric/magnetic dipole. *Prog. Electromagn. Res. B* **45** (2012) 83.
72. Kholmetskii A.L., Missevitch O.V. and Yarman T. “Electromagnetic energy of electric/magnetic dipole”. *Can. J. Phys.* **9** (2013) 576.
73. Kholmetskii A.L., Missevitch O.V. and Yarman T. “Electric/magnetic dipole in an electromagnetic field: force, torque and energy”. *Eur. Phys. J. Plus* **129** (2014) 215.
74. Shockley W. and James R.P. *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 876.
75. Aharonov Y., Pearle P. and Vaidman L. *Phys. Rev.* **A37** (1988) 4052.
76. Vaidman L. *Am. J. Phys.* **58** (1990) 978.

77. Hnizdo V. *Am. J. Phys.* **60** (1992) 242.
78. Hnizdo V. *Magnetic and Electrical Separation* **3** (1992) 259.
79. Anandan J. *Phys. Lett.* **A138** (1989) 347.
80. Pound R. V. and Rebka Jr. G. A. *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959) 439.
81. Pound R. V. and Rebka Jr. G. A. *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960) 337.
82. Pound R. V. and Snider J. L. *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 539.
83. Hay H.J., Schiffer J.P., Granshaw T.E., Egelstaff, P.A. *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960) 165.
84. Hay H.J., In: Proceedings of the Second Conference on the Mössbauer effect, p. 225, edited by A. Schoen and D.M.T. Compton (New York, Wiley, 1962).
85. Granshaw T.E., Hay H.J. In: Proceedings Int. School of Physics, “Enrico Fermi”, p. 220 (New York, Academic Press, 1963).
86. Champeney D.C., Moon P.B., *Proc. Phys. Soc.* **77** (1961) 350.
87. Champeney D.C., Isaak G.R., Khan A.M., *Proc. Phys. Soc.* **85** (1965) 583.
88. Kündig W. *Phys. Rev.* **129** (1963) 2371.
89. Katila T., Riski K.J. *Phys. Lett. A* **82** (1981) 51.
90. Takamoto M., et al., *Nature Photonics* **14** (2020) 411.
91. Will C.M., *Living Rev. Relat.* **17** (2014) 4.
92. T. Yarman, A.L. Kholmetskii, O. Yarman and M. Arik. Frequency difference between two clocks at Tokyo Skytree: Contribution of Earth’s self-rotation. *Annals of Physics* **423** (2020) 168337.
93. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Теория поля. 6-е издание. Изд-во «Наука», М., 1973.
94. Y. Friedman, et al., *Europhys. Lett.* **114** (2016) 50010.
95. E. Benedetto, A. Feoli. *Eur. Phys. J. Plus* **133** (2018) 53.
96. C. Corda. *Internat. J. Modern Phys. D* **28** (2019) 1950131.
97. G. Iovane, E. Benedetto. *Ann. Phys.* **403** (2019) 106.
98. S.A. Podosenov, J. Foukzon, E.R. Men’kova. *Ann. Phys.* **413** (2020) 168047.
99. R.W. McGowan, D.M. Giltner, S.J. Sternberg and S. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 251.
100. I. Bailey, et al. *Nature* **268** (1977) 301.
101. M.P. Pasternak, R.D. Taylor 1999 *Mössbauer Spectroscopy in Material Science* (ed M. Miglierini and D. Petridis, Dordrecht: Kulwer) pp 349–58.
102. A.L. Kholmetskii, V.A. Evdokimov, M. Mashlan and O.V. Missevitch. *Hyperfine Interact.* **156/157** (2004) 3.
103. The website <http://orgs.unca.edu/medc>.
104. Ф.Г. Вагизов, Е.К. Садыков, О.К. Кочаровская. В кн: XI межд. конф. «Мессбауэровская спектроскопия и ее применения. Тезисы докладов» (Екатеринбург, 2009).
105. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. (Наука, Москва, 1973).
106. Y. Friedman and M. Semon. *Phys. Rev. E* **72**, 026603 (2005).
107. Y. Friedman and Yu. Gofman, *Phys. Scr.* **82**, 015004 (2010).
108. Y. Friedman, *Ann. Phys.* **523**, 408 (2011).
109. Y. Friedman and I. Nowik, *Phys. Scr.* **85**, 065702 (2012).
110. Y. Friedman, I. Nowik, I. Felner, et al., *J. Synchr. Rad.* **24**, 661 (2017).

111. Y. Friedman Y. J.M.Steiner, M. Livshitz, *et al. J. Synchr. Rad.* **26**, 473 (2019).
112. C. Corda, *Ann. Phys.* **355**, 360 (2015).
113. C. Corda. *Ann. Phys.* **368**, 258 (2016).
114. C. Corda. *Int. J. Mod. Phys.* **D27**, 1847016 (2018).
115. C. Corda. *Int. J. Mod. Phys.* **D28**, 1950131 (2019).
116. C. Corda. *Found. Phys.* **52**, 42 (2022).
117. E. Benedetto and A. Feoli. *Eur. Phys. J. Plus* **133**, 53 (2018).
118. G. Iovane and E. Benedetto. *Ann. Phys* **403**, 106 (2019).
119. V.A. Podosenov, J. Foukson and E.R. Men'kova. *Ann. Phys.* **413**, 168047 (2020).
120. V.A. Podosenov, J. Foukson and E.R. Men'kova. *Ann. Phys.* **423**, 168329 (2020).
121. E. Benedetto, A. Briscione and G. Iovane. *Europhys. Lett.* **132**, 49001 (2020).
122. W. Potzel W. *Hyperfine Interact.* **37**, P. 237 (2016).
123. N. Ashby. *Living Review of Relativity* **6**, 1 (2003).
124. P.A.M. Dirac. *Nature* **168**, 906 (1951).
125. A.L. Kholmetskii, O.V. Missevitch, T. Yarman, M. Arik. Thomas precession and Thomas-Wigner rotation: correct solutions and their implications. *Europhys. Lett.* **129**, 3006 (2020).
126. К. Мёллер К. Теория относительности. М., Атомиздат, 1975.
127. A.L. Kholmetskii, W. Potzel, R. Röhlberger, U. Van Bürck and E. Gerdau. Nuclear resonance scattering of synchrotron radiation as a method to distinguish between covariant ether theories and special relativity. *Hyperfine Interactions* **156/157**, 9 (2004).
128. R. R. Röhlberger, et al. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2970 (2001).