


НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи



Титов Олег Александрович

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО
ЗАХВАТА В АТОМАХ И ИОНАХ С ПРИЛОЖЕНИЯМИ
К ПРОБЛЕМАМ ФИЗИКИ НЕЙТРИНО**

Специальность 01.04.16 — Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Барabanов Алексей Леонидович

Москва — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	3
Глава 1. Элементы теории электронного захвата	12
1.1 Сведения из теории электрослабых взаимодействий	12
1.2 Слабые взаимодействия при низких энергиях	14
1.3 Электронный захват	20
Глава 2. Электромагнитная модуляция пучков электронных нейтрино .	25
2.1 Пучки нейтрино от бета-распада и электронного захвата	25
2.2 Сверхтонкая структура и модуляция нейтринного излучения	34
2.3 Ожидаемое число событий	39
2.4 Ядра-источники	43
2.5 Параметры водородоподобных ионов	49
2.6 Применение модулируемых пучков к исследованиям когерентного рассеяния на ядрах	52
Глава 3. Сила отдачи от нейтринного излучения в электронном захвате	58
3.1 Эффект отдачи в электронном захвате	58
3.2 Угловое распределение нейтрино	63
3.3 Сила отдачи от нейтринного излучения	68
3.4 Изотопы-источники	71
3.5 Предложения по измерению силы отдачи	76
3.6 Сила отдачи для выбранных изотопов	82
3.7 Возможные приложения	85
3.8 Способы повышения чувствительности измерений	89
Заключение	91
Список сокращений и условных обозначений	93
Список литературы	94

Введение

В последние два десятилетия были достигнуты значительные успехи в физике нейтрино. Так, например, был установлен факт существования нейтринных осцилляций, указывающий на смешивание между нейтрино различных сортов и на наличие ненулевой массы нейтрино (см., например, [1]). Тем не менее, в физике нейтрино многое остается неясным. Перечислим основные направления исследований и задачи в этой области.

Исследования в области нейтринных осцилляций продолжаются. На данный момент измерены три угла смешивания θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} и разности квадратов масс Δm_{21}^2 , $|\Delta m_{32}^2|$ [2]. Целью нынешних и предстоящих экспериментов по нейтринным осцилляциям являются определение октанта угла θ_{23} (больше или меньше этот угол, чем 45°), решение проблемы иерархии масс (неизвестен знак величины Δm_{32}^2) и поиск возможного CP -нарушения в лептонном секторе (есть указания, что CP -нарушающая фаза δ_{CP} отлична от нуля и должна быть равна примерно 270°) [3].

Открытым остаётся вопрос об абсолютном значении массы нейтрино. Наилучшее верхнее ограничение получено для массы электронного антинейтрино в экспериментах по β -распаду трития и составляет 2 эВ [2]; ожидается, что в ближайшие годы будет достигнута чувствительность к значениям массы на уровне 0.2 эВ. Помимо прямых ограничений существуют также космологические ограничения на сумму масс всех стабильных нейтрино; в настоящее время это ограничение составляет около 0.2 эВ [2].

Ещё одна проблема, связанная с массой нейтрино — её природа: являются нейтрино дираковскими или майорановскими частицами. Если нейтрино майорановские, то должен наблюдаться процесс двойного безнейтринного β -распада. Текущее экспериментальное ограничение снизу на период полураспада составляет $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 2.4 \cdot 10^{25}$ лет [4]. Данные по периоду полураспада позволяют получить ограничение и на эффективную майорановскую массу нейтрино $m_{\beta\beta} < 130\text{--}310$ мэВ; разброс в значениях $m_{\beta\beta}$ связан с неопределённостью в вычислении ядерных матричных элементов и «квенчинга» аксиального формфактора g_A (подробный обзор по этим вопросам приведён в [5]).

Актуальным является вопрос о существовании стерильных нейтрино. С точки зрения теории существование стерильных нейтрино может решить ряд проблем Стандартной модели. Например, нейтринная минимальная Стандартная модель, в которой у нейтрино присутствует тяжёлая стерильная правая компонента, позволяет одновременно объяснить малые массы активных нейтрино, темную материю и барионную асимметрию [6]. В ряде экспериментов наблюдается заметное (на уровне нескольких процентов) несоответствие между ожидаемым и фактически регистрируемым количеством нейтрино того или иного сорта. К таким несоответствиям относятся аномалия LSND и MiniBooNE [7; 8], галлиевая аномалия [9], реакторная аномалия [10]. Перечисленные аномалии могут быть объяснены переходами нейтрино в стерильные состояния.

Изучение нейтринных процессов важно не только для определения характеристик самих нейтрино, но и для выявления свойств частиц, с которыми они взаимодействуют, а также для уточнения параметров электрослабых взаимодействий. Например, исследование когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядрах позволяет получить информацию как о структуре ядер (а именно — о распределении нейтронов в них, см., например, [11]), так и об угле Вайнберга — важном параметре электрослабого взаимодействия. Интерес также представляет поиск ранее не наблюдавшихся, но предсказываемых электрослабой теорией процессов, таких как резонансное испускание и поглощение нейтрино (участвующие в таких процессах нейтрино в литературе называют мёссбауэровскими нейтрино; см. [12; 13]).

Интенсивно развивается направление, связанное с нейтрино астрофизического происхождения. Нейтрино позволяют получать информацию о процессах, происходящих в Солнце [14], при звёздных коллапсах [15], при слияниях нейтронных звёзд [16]. Для понимания и моделирования этих процессов, необходимы точные значения сечений взаимодействия нейтрино с ядрами (см., например, [17; 18]).

Расширения Стандартной модели предполагают, что нейтрино могут участвовать в некоторых новых взаимодействиях, описываемых более общей теорией. В частности, многие эксперименты ставят одной из своих задач поиск нестандартных взаимодействий нейтрино, обусловленных обменом пока неизвестными частицами (см., например, [19]). Существуют расширения Стандартной модели, допускающие эффекты нарушения лоренц- и CPT -инвариантности в сла-

бых взаимодействиях [20; 21]. Нарушение лоренц-инвариантности может проявляться в том, что энергетические спектры и угловые распределения образовавшихся в слабых процессах частиц (в том числе и нейтрино) изменятся [22–25]. Нарушение *CPT*-инвариантности может привести к осцилляциям нейтрино-антинейтрино [26].

С нейтрино связаны не только фундаментальные, но и прикладные задачи. В настоящее время разрабатываются установки, позволяющие наблюдать за режимом работы ядерного реактора и определять топливный состав по испускаемому им антинейтринному излучению [27]. Возможно и применение нейтринных детекторов для контроля за отработанным ядерным топливом [28]. Пучки нейтрино могут быть использованы для исследования структуры Земли (см., например, [29]). Существуют также предложения по использованию нейтринных пучков для передачи информации (см. работу [30] и ссылки в ней).

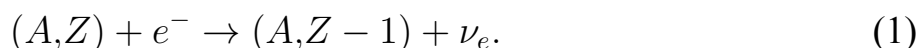
Итак, список задач нейтринной физики довольно широк. Для решения этих задач необходимы экспериментальные методы и установки, различающиеся между собой как по источнику регистрируемых нейтрино, так и по способу их детектирования. Для интерпретации данных нынешних экспериментов и оценки ожидаемых результатов будущих экспериментов необходим теоретический анализ процессов с участием нейтрино. Важно исследовать как процессы, в которых нейтрино рождаются, чтобы точно предсказывать потоки и спектры нейтрино от разных источников, так и процессы рассеяния и поглощения нейтрино, чтобы предсказывать ожидаемые сигналы нейтринных детекторов. Отметим, что при изучении реакций взаимодействия нейтрино с веществом важно рассматривать и правильным образом учитывать сопутствующие им процессы. Так, например, взаимодействие нейтрино высоких энергий с ядрами сопровождается множественным рождением адронов (преимущественно пионов), которые в свою очередь могут создавать электромагнитные каскады в детекторе и тем самым существенно влиять на сигнал, регистрируемый детектором [31; 32].

Требования, предъявляемые к экспериментальным установкам в физике нейтрино, могут значительно варьироваться. Так, для ряда экспериментов необходимо, чтобы параметры источников (интенсивность потока, спектр, направление вылета, доля каждого сорта нейтрино, расстояние от источника до детектора) были хорошо известны и могли в какой-то мере контролироваться; существующие искусственные источники, такие как ядерные реакторы и ускорители, зачастую

удовлетворяют этим требованиям лишь частично. Схожая ситуация имеет место и для детекторов нейтрино: требования к размерам и веществу детектора, фонам и получаемой о нейтрино информации не всегда совместимы. В этом контексте теоретическое исследование нейтринных процессов также представляется важным, поскольку оно позволяет выявить новые эффекты, которые могут быть использованы для совершенствования существующих методов получения и детектирования нейтрино, а также для разработки новых экспериментальных методов.

Разумеется, изучение процессов с участием нейтрино интересно и с общетеоретической точки зрения: детальный теоретический анализ позволит выявить связи и аналогию между различными реакциями, определить чувствительность процессов к тем или иным свойствам частиц и ядер.

Итак, для решения задач нейтринной физики чрезвычайно **актуальным** является теоретический анализ процессов с участием нейтрино. Одним из таких процессов является электронный захват (ЭЗ). В нём орбитальный электрон поглощается ядром (A, Z) с образованием нового ядра $(A, Z - 1)$ и испусканием электронного нейтрино:



Природа процесса (1) такова, что его изучение затрагивает вопросы физики элементарных частиц, ядерной и атомной физики. В последние годы интерес к ЭЗ возрос по ряду причин.

В качестве одной из них можно отметить результаты опыта [33], в котором исследовался захват электронов водородоподобными ионами ^{140}Pr и ^{142}Pr ; закон распада ионов оказался не чисто экспоненциальным, а имел модулированный характер. Результат [33], однако, не подтвердился в другом эксперименте [34]. Повторный эксперимент [35] (с той же установкой, что использовалась в работе [33]) с водородоподобными ионами ^{142}Pr подтвердил наличие модуляции в ЭЗ и выявил отсутствие подобных модуляций в β^+ -распаде. Эффект модуляции предлагалось объяснить, например, смешиванием нейтрино [33; 36] и влиянием сверхтонкого расщепления [37]. Окончательного объяснения результатов опытов на данный момент нет; по-видимому, эти результаты могут быть связаны как с особенностями ЭЗ, так и с чисто техническими причинами. В любом случае, эти данные привлекли внимание к реакции захвата электрона в ионах, а также к связи этой реакции со свойствами нейтрино.

Другая причина, связанная с физикой нейтрино уже непосредственно, состоит в том, что изотопы с малым энергетическим выходом, распадающиеся по каналу ЭЗ, могут быть использованы для измерения массы электронного нейтрино (эта масса, вообще говоря, может не совпадать с массой электронного антинейтрино, измеряемой в β -распаде трития). Наиболее перспективным с этой точки зрения изотопом является ^{163}Ho с рекордно низким энергетическим выходом (около 2.5 кэВ). Существующие результаты, основанные на регистрации внутреннего тормозного излучения, сопутствующего ЭЗ, дают оценку $m_{\nu_e} < 225$ эВ [38]. В планируемом эксперименте ЕСНО [39] предполагается применить калориметрический метод и с высокой точностью измерить спектр вторичного излучения, чувствительный к массе нейтрино (метод был предложен ещё в 1980-е годы [40], однако его техническая реализация стала возможна лишь недавно). Ожидается, что эксперимент будет чувствителен к массам нейтрино до 1 эВ. Заметим, что в связи с проведением экспериментов такого рода возникла необходимость более детального теоретического анализа атомно-физических эффектов, проявляющихся в ЭЗ, таких как эффект обмена, связанный с неразличимостью электронов на атомных оболочках, и эффект неидеального перекрытия электронных оболочек начального и конечного атомов [41].

Наконец, есть две возможности, интересные с точки зрения разработки новых методов исследования нейтрино. Во-первых, ЭЗ в ионах может быть использован как источник пучков нейтрино. Во-вторых, возможна постановка эксперимента, в котором измеряется макроскопическая сила отдачи от нейтринного излучения, возникающая при распадах поляризованных ядер по каналу ЭЗ. Обе эти возможности подробно обсуждаются в данной работе.

Цель настоящей работы — теоретическое исследование эффектов, проявляющихся в электронном захвате в атомах и ионах, и изучение возможности их применения к проблемам физики нейтрино.

В работе исследуются два эффекта. Первый эффект проявляется в водородоподобных ионах с ненулевым спином ядра. Вероятности захвата электрона из различных состояний сверхтонкой структуры, обусловленной взаимодействием магнитных моментов электрона и ядра, вообще говоря, отличны друг от друга (впервые это отмечено в работе [42]); в частности, при определённых условиях ЭЗ из некоторых состояний может быть подавлен. Для родственного явления захвата мюона этот эффект, названный сверхтонким эффектом, известен с конца

1950-х годов (см. [43; 44]). Индуцируя с помощью внешнего электромагнитного поля переходы между сверхтонкими состояниями, можно модулировать испускаемое в реакции (1) нейтринное излучение. Возможность такого рода модуляции обсуждалась в работах [42; 45]; в работе [45] также отмечено, что аналогичная идея высказывалась ранее для реакции захвата мюонов в [46]. В настоящей работе указанный способ модуляции нейтринного излучения предлагается применить к рассматриваемому в литературе новому типу нейтринных пучков, источником нейтрино для которых служат ионы, испытывающие β -распад и ЭЗ [47–49]. Возможности применения таких пучков, называемых, соответственно, β - и ЕС-пучками (от «Electron Capture» — электронный захват), довольно широки (см., например, [50–52] и ссылки в них); технически возможна и их практическая реализация [53; 54]. Как было отмечено в работе [53], с точки зрения исследования осцилляций нейтрино высоких энергий эти пучки по ряду параметров уступают другим видам нейтринных пучков нового поколения. В то же время β - и ЕС-пучки являются предпочтительными источниками для решения других задач, в частности для изучения процессов с участием нейтрино относительно низких энергий. Возможность модуляции β - и ЕС-пучков сделает эксперименты с ними более контролируемыми и удобными для анализа (и, следовательно, более конкурентоспособными), поскольку сигнал детектора можно будет сопоставлять с периодами испускания нейтрино.

Второй изучаемый в работе эффект — возникновение макроскопической силы отдачи от нейтринного излучения, действующей на источник, ядра которого поляризованы и захватывают электроны. Существование такой силы связано с асимметрией в угловом распределении испускаемых нейтрино, обусловленной нарушением пространственной чётности в слабых взаимодействиях. В работах [55; 56] была вычислена эта сила отдачи для разрешённого гамов — теллеровского перехода; в расчётах, однако, не учтено правильным образом угловое распределение нейтрино. В этих же работах рассматривалась постановка эксперимента по измерению силы отдачи с использованием кантилеверов. В настоящей работе выполнено вычисление силы отдачи от нейтринного излучения для разрешённого перехода общего вида и более подробно проанализирована возможность измерения этой силы с помощью кантилеверов.

В ходе выполнения работы решались следующие задачи:

1. Теоретическое описание сверхтонкого эффекта в водородоподобных ионах, ядра которых распадаются по каналу электронного захвата за счёт чистого гамов — теллеровского перехода.
2. Описание модуляции нейтринного излучения, испускаемого такими ионами, с помощью внешнего электромагнитного поля.
3. Оценка интенсивности высокоэнергетических пучков электронных нейтрино с модулируемой монохроматической компонентой.
4. Отбор ядер-источников полностью монохроматических пучков и ядер-источников интенсивных пучков с монохроматической компонентой. Определение параметров водородоподобных ионов с этими ядрами.
5. Оценка перспективности применения пучков нейтрино с модулируемой монохроматической компонентой к исследованию реакции когерентного упругого рассеяния на ядрах.
6. Вычисление углового распределения нейтрино в электронном захвате для разрешённых переходов общего вида с учётом массы нейтрино.
7. Расчёт силы отдачи от нейтринного излучения, действующей на источник, ядра которого поляризованы и захватывают электроны.
8. Отбор наиболее перспективных изотопов, для которых возможно наблюдение силы отдачи от нейтринного излучения.
9. Оценка возможности измерения этой силы с помощью микромеханических устройств (кантилеверов).
10. Анализ перспектив применения экспериментов по измерению силы отдачи от нейтринного излучения для фундаментальных исследований.

Научная новизна. В работе впервые предложен метод электромагнитной модуляции частично монохроматического пучка электронных нейтрино. В результате работы сформирован список ядер, водородоподобные ионы которых могут выступать в качестве источников полностью монохроматических пучков нейтрино или в качестве интенсивных источников частично монохроматических пучков нейтрино. Впервые выполнено последовательное вычисление силы отдачи от нейтринного излучения, действующей на источник, ядра которого поляризованы и распадаются по каналу электронного захвата за счёт разрешённого ядерного перехода общего вида.

Теоретическая и практическая значимость работы. В работе показано, что за счёт сверхтонкого эффекта можно модулировать монохроматическую ком-

поненту нейтринного пучка. Модулируемые пучки с монохроматической составляющей могут быть использованы в будущих нейтринных экспериментах с длинной базой, направленных на поиск CP -нарушения в лептонном секторе, определение иерархии масс нейтрино и измерение углов смешивания. Также эти пучки могут быть применены для исследования процессов взаимодействия нейтрино с ядрами, в том числе реакции когерентного упругого рассеяния. Кроме того, в перспективе такие пучки могут использоваться для изучения строения Земли и нейтринных коммуникаций.

Предложенный в работе способ измерения силы отдачи от нейтринного излучения в перспективе может быть использован для проверки фундаментальных симметрий, таких как лоренц-инвариантность, определения относительных вероятностей захвата электрона с разных оболочек, а также определения ядерных матричных элементов в смешанных фермиевских и гамов — теллеровских переходах.

Методология и методы исследования. Работа является теоретической и использует математический аппарат квантовой механики, релятивистской механики и квантовой теории поля; в частности, широко применяется формализм квантовой теории углового момента. Поскольку характерные переданные импульсы в электронном захвате малы (порядка 1 МэВ), расчёты для этого процесса выполняются в рамках низкоэнергетической теории слабых взаимодействий.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Предложен и теоретически обоснован метод электромагнитной модуляции монохроматической составляющей пучка электронных нейтрино, источником которого являются движущиеся водородоподобные ионы со сверхтонким расщеплением основного состояния, ядра которых неустойчивы к электронному захвату.
2. Из числа ядер, неустойчивых к электронному захвату, отобраны изотопы, обладающие наилучшими характеристиками для генерации пучка электронных нейтрино с модулируемой монохроматической составляющей; оценки интенсивности нейтринного пучка, выполненные для этих изотопов, указывают на перспективность предлагаемого пучка.
3. Для всех таких отобранных изотопов изучены характеристики сверхтонкой структуры соответствующих водородоподобных атомов и установлено влияние этих характеристик на особенности модуляции нейтринного пучка и на параметры электромагнитной модулирующей волны.

4. Последовательно вычислена сила отдачи от нейтринного излучения, действующая на образец, ядра атомов которого поляризованы и распадаются посредством электронного захвата с гаммов — теллеровским переходом в дочерние ядра.

Степень достоверности и апробация результатов.

Результаты работы получены с использованием общепринятого математического аппарата теоретической физики. Все выводы работы согласуются с современными научными представлениями о физике элементарных частиц и фундаментальных взаимодействиях.

Результаты работы докладывались на тематическом семинаре НИЦ КИ «Физика нейтрино» (Москва, 2015 г.), международной конференции по физике частиц и астрофизике (Москва, 2015, 2016, 2018 гг.), зимней школе ИТЭФ (Москва, 2016 г.), международной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (Дубна, 2016 г.), Курчатовской молодежной научной школе (Москва, 2014, 2016, 2017 гг.), международной школе «Ядерная физика и астрофизические приложения» (Дубна, 2017 г.), научной конференции МФТИ (Москва, 2017, 2018 гг.), международной конференции по нейтринной физике и астрофизике (Гейдельберг, 2018 г.).

Основные результаты диссертации опубликованы в 7 научных работах [57–63], причём 4 статьи [58–61] опубликованы в рецензируемых научных изданиях, входящих в международные реферативные базы данных и системы цитирования Web of Science и Scopus, и 2 статьи [57; 62] — в изданиях, входящих в перечень ВАК рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук.

Глава 1. Элементы теории электронного захвата

В данной главе даётся обзор теории слабых низкоэнергетических лептон-нуклонных процессов, используемой для описания ЭЗ. Приводятся сведения из теории электрослабых взаимодействий и её связь с низкоэнергетической теорией. Обсуждается теоретическое описание слабых процессов при низких энергиях. Рассматриваются особенности реакции захвата орбитальных электронов.

1.1 Сведения из теории электрослабых взаимодействий

В данном разделе приводятся сведения об электрослабых взаимодействиях и обосновывается возможность описания лептон-нуклонных процессов в рамках эффективной низкоэнергетической теории. Изложение основано на книгах [64; 65]. В разделе используется система единиц $\hbar = c = 1$.

В основе современной физики элементарных частиц лежит Стандартная модель, описывающая сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия (при энергиях до порядка 10 ТэВ). Стандартная модель включает поля Янга — Миллса с калибровочной группой $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, скалярное поле Хиггса и материальные поля (фермионы).

Сильное взаимодействие кварков и глюонов описывается ненарушенной калибровочной группой $SU(3)_c$. Группа $SU(2)_L \times U(1)_Y$ описывает электрослабое взаимодействие. При низких энергиях эта группа спонтанно нарушается до $U(1)_{EM}$, соответствующей электродинамике; подчеркнём, что группы $U(1)_Y$ и $U(1)_{EM}$ различны. Далее в разделе рассматривается только электрослабый сектор Стандартной модели. Важная черта электрослабой модели состоит в том, что взаимодействие с калибровочными полями различно для правых и левых фермионов. Левые фермионы преобразуются по фундаментальному представлению группы $SU(2)_L$, в то время как правые фермионы — по тривиальному. При преобразовании пространственной чётности P правые фермионы переходят в левые (и наоборот); таким образом, в модели присутствует нарушение P -чётности.

С точки зрения электрослабой теории бета-процессы, к которым относятся β -распад и ЭЗ, обусловлены взаимодействием заряженных лептонных и кварковых токов с калибровочными W^\pm -бозонами. Лагранжианы этого взаимодействия имеют вид (см., например, соответствующий раздел в обзоре [2])

$$\mathcal{L}_{CC}^l = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{e}_L\gamma^\mu W_\mu^- \nu_{eL} + h.c., \quad \mathcal{L}_{CC}^q = -\frac{g}{\sqrt{2}}V_{ud}^\dagger\bar{d}_L\gamma^\mu W_\mu^- u_L + h.c. \quad (1.1)$$

Здесь g — константа взаимодействия, γ^μ — гамма-матрицы ($\mu = 0, 1, 2, 3$), V_{ud} — элемент матрицы смешивания кварков, W — полевая функция W -бозона. Полевые функции электрона, электронного нейтрино, u - и d -кварков обозначены соответственно как e, ν, d, u ; индекс L у этих функций указывает на то, что в ток входят только левые компоненты спиноров. Через $h.c.$ в (1.1) обозначено эрмитово-сопряжённое слагаемое. Константа взаимодействия с W -бозоном для лептонного и кваркового заряженного токов одинакова и связана с константой электромагнитного взаимодействия e соотношением

$$g = e/\sin\theta_W, \quad (1.2)$$

где θ_W — угол Вайнберга. Этот угол является свободным параметром электрослабой модели и определяется из эксперимента. Дополнительный множитель V_{ud} в заряженном токе для кварков (1.1) связан с тем, что собственные состояния кварков относительно калибровочного взаимодействия не совпадают с их собственными массовыми состояниями. Отметим, что массы генерируются за счёт взаимодействия кварков со скалярным полем Хиггса, имеющем ненулевое вакуумное среднее. Связь кварковых состояний в «калибровочном» и «массовом» базисах описывается матрицей смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскава V размером 3×3 . Кварковый ток в (1.1) записан в терминах массовых состояний, поэтому в записи присутствует соответствующий процессу элемент матрицы смешивания V_{ud} .

Фейнмановская диаграмма, соответствующая бета-процессам, приведена на рисунке 1.1 и включает обе вершины, описываемые лагранжианами (1.1). Энергии частиц в бета-процессах обычно не превышают ~ 10 МэВ, что существенно меньше массы W -бозона ($m_W \approx 80$ ГэВ), поэтому бета-процессы можно упрощённо описывать с помощью эффективного четырёхфермионного взаимодействия. Связь между константами связи электрослабой модели g и эффектив-

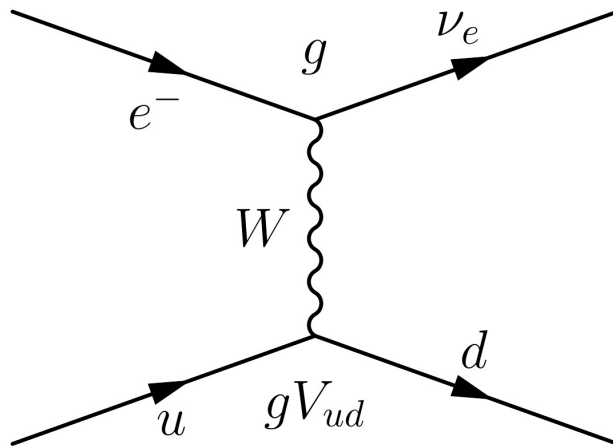


Рисунок 1.1. Взаимодействие кварков и лептонов первого поколения, обусловленное обменом W -бозоном и соответствующее бета-процессам. Для кварков множитель V_{ud} включен в константу связи.

ной теории G_F (константой Ферми) даётся соотношением

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}. \quad (1.3)$$

Поскольку при низких энергиях кварки образуют связанные состояния — нуклоны, то эффективно в реакции участвуют именно нуклоны. При этом возникает необходимость параметризации структуры нуклонов с помощью формфакторов. Из-за этого обстоятельства теория слабых лептон-нуклонных процессов носит феноменологический характер. Диаграмма, описывающая лептон-нуклонное взаимодействие, приведена на рисунке 1.2.

1.2 Слабые взаимодействия при низких энергиях

Обсудим вид гамильтониана для слабых лептон-нуклонных процессов. Изложение в данном разделе следует книгам [66], [65] и [67]. Далее используется псевдоевклидова метрика, где четырёхвекторы имеют вид $A_\lambda = (\mathbf{A}, A_4)$. В этой

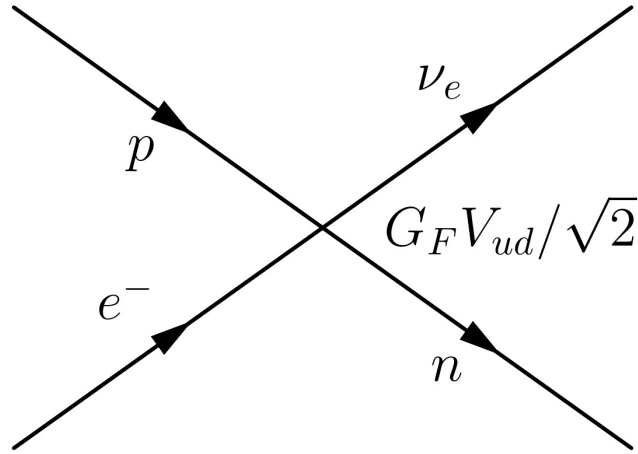


Рисунок 1.2. Эффективное четырёхфермионное лептон-нуклонное взаимодействие. В константу связи включен множитель V_{ud} .

метрике матрицы Дирака имеют вид

$$\gamma = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma \\ i\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Здесь σ — матрицы Паули.

Гамильтониан можно записать в виде

$$H_w = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} J_\mu^{l\dagger} J_\mu^n + h.c., \quad (1.5)$$

где J_μ^l и J_μ^n — соответственно лептонный и нуклонный токи.

Лептонный ток имеет вид

$$J_\mu^l = i\bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_e, \quad (1.6)$$

где ψ_ν и ψ_e — полевые операторы электрона (позитрона) и электронного нейтрино (антинейтрино).

Имея в виду дальнейшее использование гамильтониана для описания ядер, для записи нуклонного тока воспользуемся изотопическим формализмом. В изоспиновом пространстве протон (с проекцией изоспина $T_3 = +1/2$) и нейтрон

($T_3 = -1/2$) можно описать спинорами

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Переходы между этими состояниями можно осуществлять с помощью повышающего и понижающего операторов:

$$\tau_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

В этих обозначениях нуклонный ток можно записать как

$$J_\mu^n = \sum_j \Psi_j^\dagger (i\Gamma_\mu) \tau_+ \Psi_j, \quad (1.9)$$

где Ψ_j — полевой оператор j -го нуклона; суммирование производится по всем нуклонам, участвующим в процессе.

Оператор слабого нуклонного тока в общем случае включает три векторных и три аксиальных формфактора:

$$i\hat{\Gamma}_\lambda = i\gamma_4 \{ f_1\gamma_\lambda + f_2\sigma_{\lambda\rho}q_\rho + if_3q_\lambda + (g_1\gamma_\lambda + ig_2q_\lambda + g_3\sigma_{\lambda\rho}q_\rho) \gamma_5 \}. \quad (1.10)$$

Здесь q_μ — компоненты переданного четырёхимпульса, а величина $\sigma_{\mu\nu}$ определяется как

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2i}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu). \quad (1.11)$$

Все шесть формфакторов $f_{1,2,3}$, $g_{1,2,3}$ связаны с внутренним строением нуклонов и являются, вообще говоря, функциями квадрата переданного импульса q^2 . Однако характерный масштаб q^2 , на котором формфакторы заметно меняются, составляет порядка 0.5 ГэВ^2 , так что при низких энергиях их можно считать константами.

Значения формфакторов можно определить, исходя из утверждений о сохраняющемся векторном токе и частично сохраняющемся аксиальном токе. Величина $f_1(0)$ представляет собой слабый заряд, определяемый как

$$\sqrt{T(T+1) - T_3(T_3+1)}, \quad (1.12)$$

где T — изоспин адрона, T_3 — проекция изоспина адрона. Для переходов $n \leftrightarrow p$ имеем $T = 1/2$, $T_3 = -1/2$, откуда

$$f_1(0) \equiv g_V = 1. \quad (1.13)$$

Аналогия между электромагнитными и слабыми токами позволяет получить значение

$$f_2 = \frac{\mu_p - \mu_n}{2m_N} \approx \frac{3.7}{2m_N}, \quad (1.14)$$

где μ_p, μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах, $m_N = (m_p + m_n)/2$ — масса нуклона (m_p и m_n — массы протона и нейтрона). Слагаемое, связанное с формфактором f_2 , называют слабым магнетизмом. Для ЭЗ относительный вклад слабого магнетизма составляет порядка $q/m_N \lesssim 10 \text{ МэВ}/10^3 \text{ МэВ} = 0.01$. Далее в работе этот вклад не учитывается.

Слагаемое с f_3 носит название эффективного скаляра. Из сохранения векторного тока (обозначим его здесь как V_μ) следует условие поперечности

$$V_\mu q_\mu = 0, \quad (1.15)$$

откуда получаем $q^2 f_3 = 0$, т. е.

$$f_3 = 0 \quad (1.16)$$

Этот же результат можно получить, исходя из требований к G -чётности. Напомним, что G -преобразование — это произведение зарядового сопряжения C на поворот в изоспиновом пространстве на угол π вокруг оси 2:

$$G = C e^{i\pi\tau_2}. \quad (1.17)$$

Здесь τ_2 — изоспиновая матрица Паули. Векторный ток G -чётен, а слагаемое с f_3 — G -нечётно, поэтому оно запрещено.

Обсудим теперь аксиальные формфакторы. Слагаемое с g_2 , называемое слабым электризмом, имеет G -четность, равную $+1$, в то время как для аксиального тока $G = -1$. Таким образом, слабый электризм запрещён, т. е.

$$g_2 = 0. \quad (1.18)$$

Слагаемые, нарушающие G -чётность (с формфакторами f_3 и g_2) называют токами второго рода. Запрет на токи второго рода не строгий, поскольку G -чётность не является точной симметрией. Тем не менее, вклады токов второго рода всегда существенно меньше вкладов других слагаемых, поэтому ими можно пренебрегать.

Чтобы получить значения формфакторов g_1 и g_3 , можно воспользоваться частичным сохранением аксиального тока. Из этого условия получается связь между аксиальным зарядом g_1 и эффективным псевдоскаляром g_3 и их зависимость от параметров пион-нуклонного взаимодействия. В результате для аксиального заряда получается выражение

$$g_1 = -\sqrt{2} \frac{f_\pi g_{\pi NN}}{2m_N}, \quad (1.19)$$

где f_π — константа распада пиона, $g_{\pi NN}$ — константа пион-нуклонного взаимодействия. Подстановка численных значений даёт

$$g_1 \equiv -g_A \approx 1.27. \quad (1.20)$$

Для псевдоскалярного формфактора получается следующая формула:

$$g_P = m_l g_3 = -\frac{2m_N m_l g_1}{q^2 - m_\pi^2}, \quad (1.21)$$

где m_l — масса заряженного лептона, m_π — масса пиона. В реакциях с участием электронов (позитронов) вклад псевдоскалярного формфактора сильно подавлен из-за малой массы электрона [65]; он меньше вклада радиационных поправок по крайней мере на порядок (см. [68]), поэтому обычно им можно пренебречь.

Таким образом, нуклонный ток можно записать как

$$i\hat{\Gamma}_\lambda = i\gamma_4 \{g_V \gamma_\lambda - g_A \gamma_\lambda \gamma_5\}. \quad (1.22)$$

Полный релятивистский гамильтониан нуклона, участвующего в слабом процессе, имеет вид

$$H_0 = \beta m_N c^2 + c\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} + U(r) + H_w, \quad (1.23)$$

где $U(r)$ — потенциал сильного взаимодействия. Матрицы α и β имеют вид

$$\alpha = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

Ядро является нерелятивистской системой; в гамильтониане (1.23) вклад первого (массового) слагаемого значительно превышает вклады остальных слагаемых. В связи с этим целесообразно перейти к нерелятивистскому приближению. Переход к нерелятивистскому гамильтониану можно выполнить с помощью преобразования Фолди–Ваутхайзена. Идея состоит в том, чтобы записать исходный релятивистский гамильтониан в форме

$$H_0 = \beta m_N c^2 + \mathcal{E} + \mathcal{O}, \quad (1.25)$$

где \mathcal{E} — «чётные» слагаемые, которые не перемешивают верхние и нижние компоненты биспиноров; \mathcal{O} — «нечётные» слагаемые. Преобразованный гамильтониан, включающий слагаемые порядка v/c (v — скорость нуклона) имеет вид

$$H'_0 = \beta m_N c^2 + \mathcal{E} + \frac{\beta \mathcal{O}^2}{2m_N c^2}. \quad (1.26)$$

Искомый гамильтониан представляет собой слагаемые, действующие только на верхние компоненты биспиноров, и действует в пространстве двухкомпонентных волновых функций. После преобразования гамильтониан записывается как

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_N} + U(r) + h_w, \quad (1.27)$$

где оператор h_w представляет собой разложение по степеням v/c :

$$h_w = h_w^{(0)} + h_w^{(1)} + \dots \quad (1.28)$$

В нулевом приближении имеем

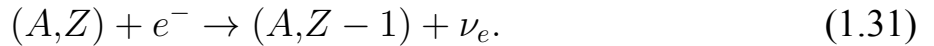
$$h_w^{(0)} = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \left(J_\mu^\dagger(iI_\mu^{(0)})\tau_+ + J_\mu^l(iI_\mu^{(0)})\tau_- \right). \quad (1.29)$$

Здесь

$$i\mathbf{I}^{(0)} = g_A \boldsymbol{\sigma}, \quad \hat{I}_4^{(0)} = g_V. \quad (1.30)$$

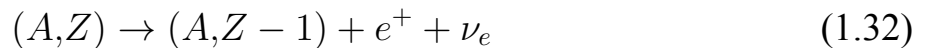
1.3 Электронный захват

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию захвата орбитальных электронов:



Укажем основные особенности этого процесса.

Прежде всего заметим, что в реакции (1.31) и β^+ -распаде



происходят одинаковые ядерные превращения (протон ядра превращается в нейтрон), так что эти процессы являются конкурирующими. К обоим процессам применим описанный в предыдущем разделе формализм; в частности, матричные элементы процессов могут быть вычислены с помощью гамильтониана (1.29). Основное различие между реакциями (1.31) и (1.32) заключается в кинематике. В ЭЗ конечное состояние содержит две частицы, а в β^+ -распаде — три; в связи с этим в первом случае частицы являются монохроматическими, а во втором имеют непрерывные энергетические спектры.

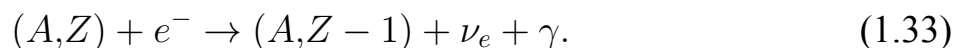
Важная особенность ЭЗ заключается в том, что в нём участвует электрон с атомной оболочки. Соответственно, протекание процесса в значительной мере определяется состояниями исходного и конечного атомов. Известно, например, что вероятность ЭЗ меняется в зависимости от химических связей, давления, внешних электрических и магнитных полей, ионизации (см., например, работу [69] и ссылки в ней). Кроме того, в ЭЗ проявляются эффект обмена, связанный с неразличимостью электронов на атомных оболочках, и эффект неидеального перекрытия электронных оболочек (электрон исходного атома может перейти на более высокую оболочку конечного атома или в непрерывный спектр); подробнее см., например, работу [70] и ссылки в ней.

ЭЗ сопровождается рядом вторичных процессов. Во-первых, после захвата электрона на оболочке конечного атома образуется дырка, которую занимает электрон с более высокой оболочки. Выделяющаяся при этом энергия идёт на испускание рентгеновского излучения и оже-электронов. Во-вторых, конечное ядро

может оказаться в возбуждённом состоянии. В этом случае энергия возбуждения либо излучается в виде γ -квантов, либо передаётся электронам с атомных оболочек (внутренняя конверсия). Образование конверсионного электрона или взаимодействие γ -кванта с атомными электронами приводят к образованию дырок на оболочках, что, в свою очередь, вызывает испускание дополнительных рентгеновских квантов и оже-электронов. Всё перечисленное вторичное излучение обладает дискретным спектром, который определяется энергиями атомных уровней. Таким образом, процессы, происходящие в атоме при захвате электрона, можно условно разделить на три этапа:

1. Собственно электронный захват (1.31) — превращение ядра с испусканием нейтрино; характерное время этого этапа, за которое нейтрино вылетает из атома, составляет 10^{-18} с.
2. Снятие возбуждения конечного ядра (если переход произошёл в возбуждённое состояние) с испусканием γ -квантов и конверсионных электронов; типичное время этого этапа составляет 10^{-12} – 10^{-9} с (в отдельных случаях это время может быть значительно больше).
3. Снятие возбуждения конечного атома в виде рентгеновского излучения и оже-электронов; этот этап происходит за времена порядка 10^{-9} с.

Добавим, что существует разновидность реакции (1.31) с испусканием внутреннего тормозного излучения:



Вероятность такого процесса существенно меньше вероятности основного процесса (1.31). Тем не менее, этот процесс активно исследовался, поскольку он содержит легко регистрируемую частицу, γ -квант, несущую информацию о слабом взаимодействии; в частности, угловое распределение тормозного излучения асимметрично (подробнее см. [71]). Упомянем также, что из-за неидеального перекрытия начального и конечного атомных состояний существует возможность внутренней ионизации — перехода атомных электронов в непрерывный спектр [71]; как и (1.33), этот процесс несёт информацию о слабом взаимодействии. В настоящей работе процессы внутреннего тормозного излучения и внутренней ионизации не учитываются.

Обсудим теперь распределение энергии при захвате электрона с x -оболочки. Полная энергия E_a^i распадающегося атома распределяется меж-

ду дочерним атомом и нейтрино:

$$E_a^i = E_a^f + E_{\nu x}. \quad (1.34)$$

Полные энергии E_a^i и E_a^f начального и конечного атомов имеют вид

$$E_a^i = M_N^i c^2 + E_N^i + E_b^i + Z m_e, \quad (1.35)$$

$$E_a^f = M_N^f c^2 + E_N^f + E_b^f + (Z - 1)m_e + E_x + E_{rearr} + E_R \quad (1.36)$$

где M_N — масса ядра, E_N — энергия возбуждения ядра ($E_N = 0$ для ядра в основном состоянии), E_b — сумма энергий связи всех электронов (для нейтрального атома), m_e — масса электрона, E_x — энергия возбуждения конечного атома, обусловленная захватом электрона с оболочки x ($x = K, L, M, \dots$), E_{rearr} — дополнительная энергия возбуждения из-за неидеального перекрытия начального и конечного атомных состояний, E_R — энергия отдачи конечного атома; индексами i и f обозначены начальное и конечное состояния.

Таким образом, энергию нейтрино можно записать в виде

$$E_{\nu x} = E_a^i - E_a^f = Q_{EC} - E_x - E_{rearr} - E_R. \quad (1.37)$$

Здесь Q_{EC} — энергетический выход (энерговыведение) реакции, определяемый как

$$\begin{aligned} Q_{EC} &= (M_N^i - M_N^f)c^2 + (E_N^i - E_N^f) + (E_b^i - E_b^f) + m_e c^2 = \\ &= \Delta(A, Z) - \Delta(A, Z - 1) + E_N^i - E_N^f, \end{aligned} \quad (1.38)$$

где $\Delta(A, Z)$ — атомный избыток массы.

Ясно, что захват электрона с x -оболочки возможен при условии

$$E_{\nu x} \geq 0. \quad (1.39)$$

Энергия E_{rearr} , входящая в формулу (1.37), обычно составляет порядка 1 эВ [71] и далее в работе не учитывается. Энергия отдачи конечного атома E_R мала (обычно порядка 1–10 эВ) и в большинстве случаев ей можно пренебречь; более подробно эффект отдачи обсуждается в главе 3.

С учётом сказанного, условие (1.39) можно переписать в виде

$$Q_{EC} \geq E_x. \quad (1.40)$$

Энергия E_x для тяжёлых атомов имеет масштаб порядка 10 кэВ. Значение Q_{EC} определяется ядерными энергиями связи и обычно составляет порядка 0.1–1 МэВ. Таким образом, зачастую условие (1.40) заведомо выполняется, и захват электрона возможен с любой оболочки. Для некоторых изотопов, однако, величина Q_{EC} может оказаться такой, что захват с некоторых внутренних оболочек будет запрещён.

Отметим, что для атома, ядро которого распадается по каналу β^+ -распада, энергетический выход

$$Q_{\beta^+} = \Delta(A, Z) - \Delta(A, Z - 1) + E_N^i - E_N^f - 2m_e c^2 \equiv Q_{EC} - 2m_e c^2 \quad (1.41)$$

представляет собой разность Q_{EC} и удвоенной энергии покоя электрона. Максимально возможная энергия нейтрино в этом случае есть

$$E_\nu^{\beta^+} = Q_{\beta^+} = Q_{EC} - 2m_e c^2. \quad (1.42)$$

Соответственно, β^+ -распад энергетически разрешён при условии

$$Q_{EC} \geq 2m_e c^2. \quad (1.43)$$

Следовательно, для протоноизбыточных изотопов с энергетическим выходом менее $2m_e c^2 \approx 1$ МэВ возможен только захват электрона.

Важной характеристикой изотопов является отношение вероятностей захвата электрона с разных оболочек $P_{x'}/P_x$. Для разрешённых переходов в приближении точечного ядра отношение $P_{x'}/P_x$ имеет вид (см., например, [72]; подробнее вычисление полной вероятности ЭЗ и относительных вероятностей P_x обсуждается в главе 3)

$$\frac{P_{x'}}{P_x} = \frac{(Q_{EC} - E_{x'})^2 |\psi_{x'}(0)|^2}{(Q_{EC} - E_x)^2 |\psi_x(0)|^2}, \quad (1.44)$$

где $\psi_x(0)$ — значение радиальной волновой функции электрона с x -оболочки на ядре. Пусть оболочка x' лежит выше оболочки x (т. е. $E_x > E_{x'}$), тогда отношение (1.44) тем больше, чем меньше Q_{EC} и чем больше Z . Наиболее существенный

вклад в ЭЗ даёт, как правило, K -оболочка, несколько меньший — L -оболочка; отношение P_L/P_K обычно составляет порядка 0.01–0.1. Однако при достаточно малых Q_{EC} величина P_L/P_K может оказаться порядка единицы (см. [72]).

Как уже было сказано выше, ЭЗ и β^+ -распад являются конкурирующими процессами при $Q_{EC} \geq 2m_e c^2$. Отношение вероятностей для K -захвата и β^+ -распада при $Q_{EC} \gg m_e c^2$ можно записать как [73]

$$\frac{P_K}{P_{\beta^+}} \approx 60\pi \left(\alpha Z \frac{m_e c^2}{Q_{EC}} \right)^3, \quad (1.45)$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c) \simeq 1/137.036$ — постоянная тонкой структуры. Из формулы (1.45) видно, что K -захват (и ЭЗ в целом) даёт тем больший вклад, чем меньше энергетический выход Q_{EC} и чем больше заряд ядра Z ; более детальный анализ данного вопроса приведён в работах [71; 72].

Глава 2. Электромагнитная модуляция пучков электронных нейтрино

В данной главе подробно обсуждается возможность электромагнитной модуляции пучков электронных нейтрино, источниками которых служат водородоподобные ионы, полностью или частично распадающиеся по каналу ЭЗ. В разделе 2.1 даётся обзор работ по пучкам, источниками которых служат ионы, нестабильные относительно β -распада или ЭЗ. Показано, что при использовании в качестве источника таких пучков водородоподобных ионов со сверхтонким расщеплением возможно модулировать монохроматическую составляющую пучка, обусловленную захватом электрона, с помощью внешнего электромагнитного поля. Приводятся возможные применения таких модулируемых пучков. В разделе 2.2 более подробно рассматривается способ модуляции; обсуждаются сверхтонкая структура водородоподобного иона, спонтанные и вынужденные электромагнитные переходы между сверхтонкими состояниями. Раздел 2.3 посвящён оценке интенсивности модулируемой монохроматической компоненты нейтринного пучка. В разделе 2.4 обсуждаются требования к ядрам-источникам модулируемых пучков и приводятся ядра, удовлетворяющие этим требованиям, а в разделе 2.5 даются параметры водородоподобных ионов с этими ядрами. В разделе 2.6 проводится оценка перспективности пучков нейтрино с модулируемой монохроматической составляющей для исследования процесса когерентного упругого рассеяния на ядрах.

2.1 Пучки нейтрино от бета-распада и электронного захвата

Одно из направлений разработки источников нейтрино нового поколения связано с β -пучками, идея которых была впервые предложена в работе [47]. Принцип получения таких пучков состоит в следующем. β -радиоактивные ионы удерживаются в накопительном кольце и ускоряются до некоторого значения лоренц-фактора γ . Если значение γ достаточно велико, то нейтрино, образующиеся при распаде, в лабораторной системе отсчёта будут испускаться преимущественно вперёд, в конус с углом полураствора $1/\gamma$, т. е. формируется коллимированный

пучок нейтрино. Спектры нейтрино (или антинейтрино) легко пересчитываются из системы покоя движущегося радиоактивного ядра в лабораторную систему отсчета (в случае β^\pm -распадов эти спектры являются непрерывными).

В последующих работах [48; 49] была рассмотрена разновидность β -пучка, в которой источником нейтрино служат ионы, нестабильные относительно ЭЗ, — ЕС-пучок. Нейтринные ЕС-пучки интересны тем, что они могут быть полностью монохроматическими. В самом деле, в электронном захвате выходной канал является бинарным. Поэтому в случае, когда ядро переходит в единственное конечное состояние, в системе покоя распадающегося иона энергия нейтрино имеет точно определенное значение E_ν^0 (в данной главе для оценок полагается $E_\nu^0 \approx Q_{EC}$, см. формулу (1.37)). Если $\gamma \gg 1$, то нейтрино, вылетающие в лабораторной системе под углом $\theta < 1/\gamma$ к направлению движения ядер, обладают энергией

$$E_\nu \simeq \frac{2\gamma E_\nu^0}{1 + \gamma^2 \theta^2}. \quad (2.1)$$

В частности, при $\theta = 0$ имеем $E_\nu \simeq 2\gamma E_\nu^0 \gg E_\nu^0$.

Далее рассматриваются β^+ -нестабильные ядра, испускающие электронные нейтрино. Такие ядра, в частности, могут распадаться путем электронного захвата и порождать ЕС-пучки. В общем случае, однако, ЕС-пучки не будут полностью монохроматическими. Дело в том, что, как правило, переходы, следующие за захватом электрона, идут в несколько состояний конечного ядра, каждому из которых соответствует своё значение выделившейся энергии Q_{EC} . Соответствующий ЕС-пучок будет обладать дискретным спектром, т. е. состоять из нескольких монохроматических линий.

Напомним, что β^+ -распад запрещён при $Q_{EC} < 2m_e c^2$ (см. раздел 1.3). Отсюда следует, что источниками нейтринных ЕС-пучков с дискретными спектрами могут быть только ядра, распадающиеся по каналу ЭЗ с относительно небольшим энергетическим выходом, заведомо устойчивые относительно β^+ -распада и незначительно удалённые от линии ядерной стабильности.

С этим верхним пределом для величины Q_{EC} связан основной недостаток ЕС-пучков — ограничение на их интенсивность. Ведь чем меньше фазовый объем (пропорциональный $(E_\nu^0)^2 \approx Q_{EC}^2$), доступный для частиц в конечном состоянии, тем медленнее распадаются ядра, удерживаемые в накопительном кольце. Разумный компромисс, как было указано в работах [74; 75], состоит в том, чтобы

рассматривать комбинированные β^+ - и ЕС-пучки, источниками которых являются ядра, неустойчивые как к β^+ -распаду, так и к ЭЗ. При этом и β^+ - и ЕС-переходы идут, вообще говоря, в разные состояния конечного ядра. Поэтому в системе покоя такого ядра спектр электронных нейтрино включает в себя как непрерывную, так и дискретную составляющие. Этот спектр может быть пересчитан в лабораторную систему отсчета с использованием, в частности (при $\gamma \gg 1$), формулы (2.1); для любого заданного угла θ спектр остается частично непрерывным и частично дискретным.

Перечислим достоинства комбинированного β^+ - и ЕС-пучка. Он является чистым, т. е. состоит только из электронных нейтрино. Спектр нейтрино в пучке легко вычисляется и, следовательно, является известным. Этот спектр может быть сделан более мягким или жестким путём изменения параметра γ (или, другими словами, путём изменения скорости ядер, удерживаемых в накопительном кольце); при этом меняется также степень коллимированности пучка. Если ядра, время от времени добавляемые в накопитель в достаточно больших количествах, быстро распадаются при движении в кольце, то нейтринный пучок оказывается интенсивным. Интенсивность пучка, как и его спектр, легко вычисляется по известным параметрам экспериментальной установки и ядер-источников. Наконец, как будет показано далее, монохроматические ЕС-составляющие этого пучка при определённых условиях могут быть сделаны модулируемыми.

Итак, ЭЗ в ионах может быть использован для получения нейтринных пучков. Но процесс ЭЗ в ионах интересен и сам по себе. Поэтому в течение нескольких лет в GSI (Дармштадт, Германия) проводились эксперименты по удержанию в накопительном кольце сильно ионизированных ионов с β^+ -активными ядрами. На установке ESR (Experimental Storage Ring) были проведены исследования ЭЗ короткоживущих водородоподобных ионов с ядрами ^{140}Pr [33; 76], ^{142}Pm [33; 35; 77] и ^{122}I [78]. Эти ядра распадаются со сравнимыми вероятностями по каналам β^+ -распада и ЭЗ. Ионы были получены в реакциях фрагментации, но дополнительно не ускорялись, поэтому они удерживались в накопительном кольце с умеренными энергиями ($\gamma \simeq 1.4$). Распады регистрировались путём наблюдения в ESR исчезновений материнских ионов и образований дочерних ионов; испускаемые нейтрино непосредственно не наблюдались.

В этих экспериментах, в частности, изучалась зависимость вероятности ЭЗ от числа электронов в ионе; помимо водородоподобных ионов изучались и гелие-

подобные ионы. В частности, был выявлен парадоксальный (на первый взгляд) факт: для исследованных водородоподобных ионов ^{140}Pr , ^{142}Pm и ^{122}I постоянная распада λ_{EC} (вероятность распада в единицу времени) по отношению к ЭЗ выше, чем аналогичная постоянная λ_{EC} для соответствующих гелиеподобных ионов. Впрочем, уже в первой публикации [76] было указано, что этот результат объясняется сверхтонким расщеплением электронного состояния в водородоподобном ионе (с ядром со спином $I \neq 0$); позже более тщательный анализ был выполнен в [79–81].

Как уже упоминалось выше, захват электрона e^- ядром водородоподобного иона (с испусканием электронного нейтрино ν_e) подобен захвату мюона μ^- ядром мезоатома (с испусканием мюонного нейтрино ν_μ): в обоих случаях захватывается лептон со спином $1/2$ из $1s$ -состояния. Точнее, если спин I ядра отличен от нуля, то захват происходит из состояния сверхтонкой структуры с полным угловым моментом $F = I \pm 1/2$. В общем случае вероятность захвата λ^F сильно зависит от углового момента F ; для μ -захвата это было установлено ещё в 1950-е годы (см. [43; 44]) и названо сверхтонким эффектом. Существование сверхтонкого эффекта в μ -захвате было неоднократно подтверждено в экспериментах (см., например, [82] и ссылки в этой работе).

Особенно ярко сверхтонкий эффект проявляется в чистых гамов — теллеровских переходах

$$I^\pi \rightarrow I'^\pi, \quad I' = I \pm 1, \quad (2.2)$$

где I и I' — спины начального и конечного ядер; π — их чётность. В гамов — теллеровском приближении полный угловой момент конечного состояния складывается только из спина I' конечного ядра и спина нейтрино $1/2$. Поэтому в силу закона сохранения углового момента должно выполняться следующее равенство:

$$F = I' \pm 1/2. \quad (2.3)$$

Следовательно захват e^- или μ^- начальным ядром возможен только из одного состояния сверхтонкой структуры: в случае $I' = I - 1$ захват идёт из состояния $F = I - 1/2$, а в случае $I' = I + 1$ — из состояния $F = I + 1/2$ (см. рис. 2.1; более подробные пояснения к этому рисунку даны ниже).

В водородоподобных ионах ^{140}Pr , ^{142}Pm и ^{122}I имеет место как раз сверхтонкий эффект. В самом деле, указанные начальные ядра обладают спином и чётно-

Тип перехода	$\mu > 0$	$\mu < 0$
U		
D		

Рисунок 2.1. Схемы переходов в электронном захвате гамов — теллеровского типа (2.2) в водородоподобных ионах в зависимости от знака магнитного момента начального ядра μ и соотношения между спинами I и I' начального и конечного ядерных состояний. Подавленные переходы помечены значком \times . Основное состояние исходного водородоподобного иона расщеплено на два сверхтонких состояния с угловыми моментами $F = I \pm 1/2$.

стью 1^+ и после захвата электрона переходят в состояния 0^+ конечных ядер. В этом случае захват электрона в соответствующих водородоподобных ионах возможен только с уровня с $F = 1/2$ (и невозможен, точнее, сильно подавлен, с уровня $F = 3/2$). Уровень $F = 1/2$ в указанных водородоподобных ионах расположен ниже уровня $F = 3/2$, т. е. является основным состоянием.

Легко видеть, что индуцируя с помощью электромагнитного излучения переходы между состояниями с «разрешённым» и «запрещённым» значениями F , можно «управлять» скоростью захвата электрона начальным ядром, т. е. модулировать нейтринное излучение, сопровождающее ЭЗ. По-видимому, впервые идея использовать электромагнитное излучение для создания переходов между состояниями сверхтонкой структуры с целью изменения полной вероятности захвата была высказана в [46] применительно к мезоатомам. Сверхтонкий эффект применительно к водородоподобным ионам был заново открыт в 1990-е годы [42] (очевидно, в связи возникшей реальной перспективой изучения водородоподобных ионов с тяжёлыми β^+ -активными ядрами); при этом авторы [42] также указали на возможность использования электромагнитного излучения для изменения скорости захвата электрона ядром иона. В работе [45] было отмечено, что в качестве источника электромагнитного излучения, модулирующего ЭЗ, можно использовать лазер.

Таким образом, если использовать в качестве источника ЕС-пучка (или комбинированного β^+ /ЕС-пучка) водородоподобные ионы, ядра которых имеют ненулевые спины, то одна из монохроматических составляющих такого пучка, обусловленная ЭЗ, может быть сделана модулируемой. Данная глава посвящена обсуждению пучков такого типа.

Отметим, что предложения по использованию водородоподобных ионов, для которых имеет место сверхтонкий эффект, в качестве источника нейтринного пучка с монохроматической компонентой высказывались и ранее. В работе [83] речь шла о ядрах, распадающихся преимущественно по каналу β^- -распада с небольшой долей β^- -распада в связанное состояние (см., например, [84]) и ЭЗ. Получаемые в результате пучки, содержащие монохроматические линии антинейтрино и нейтрино, предлагалось использовать для исследования CP -нарушения в лептонном секторе. В работе [85] было отмечено, что при использовании поляризованных водородоподобных ионов для получения β^+ /ЕС-

пучков поток нейтрино в детекторе будет дополнительно зависеть от угла их вылета в системе покоя иона и степени поляризации ионов.

Перейдём теперь к обсуждению β^+ /ЕС-пучков с модулируемой составляющей. Строго говоря, реалистичные схемы создания β^+ -пучков (см., например, [51; 54]) изначально предполагают наличие периодичности в испускании нейтрино: ускоренные в накопительном кольце радиоактивные ионы выводятся в распадное кольцо импульсами, в виде серий сгустков. Поскольку ионы движутся с релятивистскими скоростями, нейтринный пучок также будет иметь импульсную структуру. Указанная схема, однако, связана с рядом технических сложностей. Типичное время между сериями сгустков составляет около 5–10 секунд, тогда как характерное время жизни ускоренного иона значительно больше — при времени жизни иона в покое $\tau = 1$ с и $\gamma = 100$ оно составит порядка 100 секунд. Для поддержания интенсивности пучка необходимо постоянно инжектировать в распадное кольцо новые ионы. Это означает, что пучки ионов из разных серий будут накладываться друг на друга. Поддержание стабильности пучков и их временной структуры в этих условиях довольно затруднительно. Такого же рода проблемы имеют место и в схемах без отдельного распадного кольца, где распады ионов происходят на линейных участках внутри накопительного кольца. Наличие дополнительного способа регулирования распадов ионов, предлагаемого в настоящей работе, по-видимому, может упростить техническую реализацию β^+ /ЕС-пучков.

Ещё одна серьёзная техническая трудность, связанная с получением таких нейтринных пучков состоит в том, что ионы-источники интенсивно распадаются в промежутки времени между их получением и ускорением: потери составляют около 20 % от первоначального числа ионов [86]. Используя сверхтонкий эффект, можно было бы ограничить распады ионов на всех этапах до формирования нейтринного пучка.

Независимо от конкретной технической реализации, интенсивный нейтринный пучок с модулируемой монохроматической составляющей может оказаться полезным инструментом для решения задач нейтринной физики. К таким задачам, по-видимому, могут быть отнесены практически все предложения, выдвинутые в связи с β - и ЕС-пучками. Основное применение β - и ЕС-пучков, обсуждавшееся в литературе — исследование нейтринных осцилляций. Как было отмечено в работе [47], β - и ЕС-пучки интересны тем, что они могут быть использованы как для экспериментов на исчезновение, в которых детектор фиксирует уменьше-

ние потока электронных нейтрино из-за их превращения в мюонные, так и для экспериментов на появление, где детектор регистрирует в первоначально чистом пучке электронных нейтрино образование нейтрино других сортов (в первую очередь мюонных). Авторы пионерских работ [47–49; 74] основное внимание уделяли экспериментам с длинной базой, $L \sim 100$ км, для которых необходимы пучки нейтрино высоких энергий и, следовательно, установки с высокими значениями $\gamma > 100$ (см. также работы [51; 87–92]). Как показано в этих работах, в таких экспериментах возможно измерение угла смешивания θ_{13} (на момент выхода первых работ по β -пучкам этот угол ещё не был измерен) и CP -нарушающей фазы δ_{CP} , а также определение иерархии масс (при условии, что параметры θ_{13} и δ_{CP} лежат в определённых диапазонах).

В работе [53], посвященной мощному нейтринному генератору, который планируется построить в Европе для дальнейшего изучения нейтринных осцилляций, было показано, что возможности осцилляционных экспериментов с β -пучками несколько хуже, чем у пучковых экспериментов других типов (помимо β -пучков авторами рассматривались источник традиционного типа, в котором нейтрино рождаются при распаде пионов и «нейтринная фабрика», где распадаются мюоны, удерживаемые в накопительном кольце). В статье [53] утверждается, что с точки зрения перспектив изучения нейтринных осцилляций β -пучок уступает другим вариантам, главным образом, по причинам технологического характера. Тем не менее, как отмечалось, например, в [50; 87], для охвата как можно более широкой области осцилляционных параметров желательно одновременное использование установок разных типов, поэтому использование β -и ЕС-пучков по-прежнему актуально.

В осцилляционных экспериментах на появление существует проблема фона: сигнал, создаваемый атмосферными мюонными нейтрино значительно превышает ожидаемое число мюонных нейтрино, появляющихся в пучке. Наилучший способ исключения фоновых событий в этом случае — привязка ко времени прилёта нейтрино в детектор (см., например, [51]). Для этого требуются короткие импульсы нейтрино; в [87], например, указано, что при длительности импульса $\tau_p = 10$ нс фон можно подавить на четыре порядка. Получение импульсов такой продолжительности, однако, затруднительно (хотя и осуществимо). Как будет показано далее, предлагаемый в настоящей работе способ модуляции позволяет

получить импульсы такой длины, и, следовательно, может быть использован для более эффективного подавления фона.

В литературе рассматривались и возможности применения β - и ЕС-пучков относительно низких энергий с $\gamma \leq 100$ (см., например, статьи [50; 52; 93–96] и ссылки в них). Пучки таких энергий предлагалось использовать для исследования механизмов упругого и неупругого взаимодействия нейтрино с нуклонами и ядрами (в частности, когерентного рассеяния нейтрино на ядрах), калибровки нейтринных детекторов, уточнения параметров слабого взаимодействия, поиска стерильных нейтрино, а также установления ограничений на эффекты за пределами Стандартной модели. Для всех перечисленных задач наличие в нейтринном пучке модулируемой монохроматической компоненты, энергию которой можно варьировать, представляется весьма полезным.

Упомянем также про дискуссию о резонансном детектировании нейтрино строго определенной энергии (см., например, статью [97] и ссылки в ней). Эти обсуждения начались в связи с работой [12], где впервые было указано на возможное испускание узкой нейтринной линии в процессе захвата электрона ядром атома, находящегося в кристалле, благодаря отсутствию отдачи из-за эффекта Мёссбауэра. В частности, в статье [98] рассматривались возможности наблюдения резонансного ЭЗ, обусловленного поглощением электронного антинейтрино из β^- -пучка. Аналогичные резонансные процессы могут быть индуцированы монохроматическими электронными нейтрино из ЕС-пучка.

Ещё одно потенциальное применение модулируемых β -/ЕС-пучков — изучение строения Земли (нейтринная томография). В частности, с помощью пучков с энергиями нейтрино порядка 100 МэВ–10 ГэВ можно исследовать профиль плотности Земли (эффект Михеева — Смирнова — Вольфенштейна приведёт к изменению состава пучка), подробнее см., например, [29]. Как и для осцилляционных экспериментов, для эксперимента такого рода важно, чтобы исходный пучок содержал нейтрино одного сорта, был монохроматическим и модулируемым.

Наконец, напомним о гипотетической возможности использования нейтринного пучка для передачи информации (см., например, статью [30] и ссылки в ней). Если появятся способы эффективной регистрации монохроматического нейтринного излучения, то модулируемый ЕС-пучок может быть использован как канал связи.

Итак, комбинированные пучки от β^+ -распада и ЭЗ с модулируемой монохроматической составляющей имеют широкую область применения в области физики нейтрино и слабых взаимодействий. Обсудим способы модуляции и характеристики таких пучков более подробно.

2.2 Сверхтонкая структура и модуляция нейтринного излучения

В данном разделе обсуждается сверхтонкая структура основного состояния водородоподобного иона и её влияние на способы модуляции нейтринного излучения.

Прежде всего заметим, что, поскольку ионы предполагается удерживать в накопительном кольце с помощью сильного магнитного поля, энергетические уровни ионов подвержены не только сверхтонкому, но и зеемановскому расщеплению. В принципе, существует две возможности: либо зеемановское расщепление накладывается на сверхтонкое, либо, наоборот, сверхтонкое расщепление выступает в качестве «поправки» к зеемановскому. Для рассматриваемых далее ионов с достаточно большим Z ($Z \geq 20$), как правило, реализуется первая возможность [99]. Поскольку типичные значения зеемановского расщепления в поле в 1 Тл на порядки меньше значений сверхтонкого расщепления, далее в работе вклад зеемановского расщепления не учитывается.

В приближении точечного ядра расстояние между уровнями сверхтонкой структуры определяется квадратом модуля $|\psi_{g.s.}(0)|^2$ волновой функции основного состояния электрона в атоме, взятым в нуле, а также спином I и магнитным моментом μ ядра; результат имеет вид (см., например, [100]):

$$\Delta_{HF} \equiv E_{F=I+1/2} - E_{F=I-1/2} = \frac{4\alpha^4 Z^3}{3} \frac{\mu}{\mu_N} \frac{m_e}{m_p} \frac{2I+1}{2I} m_e c^2 A(\alpha Z), \quad (2.4)$$

где μ_N — ядерный магнетон, $A(\alpha Z)$ — релятивистский фактор:

$$A(\alpha Z) = \frac{1}{(2\sqrt{1-\alpha^2 Z^2} - 1) \sqrt{1-\alpha^2 Z^2}}. \quad (2.5)$$

Для ионов с высокими значениями Z заметные вклады (масштаба 5 %) в сверхтонкое расщепление (2.4) вносят поправки на неточечность ядра и радиационные поправки [100]. В настоящей работе эти поправки не учитываются.

Для гамов — теллеровского перехода $I' = I \pm 1$ полная вероятность захвата электрона в единицу времени из состояния с полным угловым моментом $F = I \pm 1/2$ может быть записана в виде (см., например, работу [101]; здесь использована уже упоминавшаяся ранее аналогия с захватом мюона)

$$w^F = K \cdot C_1(I, I', F), \quad (2.6)$$

где параметр K имеет размерность с^{-1} , а безразмерный коэффициент $C_1(I, I', F)$ имеет вид

$$C_1(I, I', F) = \begin{cases} 1 + \frac{I(I+1) + 2 - I'(I'+1)}{2I}, & F = I - \frac{1}{2}, \\ 1 - \frac{I(I+1) + 2 - I'(I'+1)}{2(I+1)}, & F = I + \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (2.7)$$

Легко видеть, что при $I' = I \pm 1$ коэффициент (2.7) равен нулю для одного из значений F , а следовательно равна нулю и соответствующая этому значению вероятность (2.6).

Заметим, что знак магнитного момента ядра μ определяет последовательность уровней сверхтонкой структуры в водородоподобном ионе: при $\mu > 0$ нижним является состояние с угловым моментом $F = I - 1/2$, а при $\mu < 0$ — состояние с $F = I + 1/2$. При этом в гамов — теллеровских переходах $I' = I \pm 1$ в водородоподобных ионах ЭЗ происходит с нижнего (D) или верхнего (U) состояний сверхтонкой структуры. Соответственно ядерные переходы разделяются на две группы, D - и U -переходы¹.

Принадлежность перехода к типу D или U определяется, во-первых, знаком μ , во-вторых, соотношением между спинами I и I' начального и конечного ядерных состояний; все возможные комбинации представлены на рисунке 2.1. В этих терминах в работах [33; 35; 76–78] исследовались водородоподобные ионы только с D -переходами (с ядрами ^{140}Pr , ^{142}Pm и ^{122}I).

¹Здесь используется классификация работы [61]. В работе [58], где рассматривались ионы, распадающиеся только по каналу ЭЗ в одно состояние конечного ядра, классификация несколько иная. Классифицировались сами ионы (а не ядерные переходы) в зависимости от того, разрешён (А-тип) или запрещён (F-тип) ЭЗ с нижнего состояния сверхтонкой структуры этих ионов.

Тип перехода определяет характер модуляции той составляющей нейтринного пучка, которая обусловлена данным переходом. В случае D -перехода перевод водородоподобного иона из нижнего состояния сверхтонкой структуры в верхнее состояние будет сопровождаться прерыванием нейтринного излучения. Наоборот, в случае U -перехода ион, находящийся на нижнем сверхтонком подуровне, не захватывает электрон и, следовательно, не излучает нейтрино. Только перевод этого иона с помощью электромагнитного излучения на верхний подуровень делает его источником монохроматической нейтринной линии. В обоих случаях обратный переход с верхнего уровня на нижний может быть либо спонтанным, либо индуцированным внешней резонансной электромагнитной волной.

Спонтанные электрические дипольные переходы ($E1$) между состояниями сверхтонкой структуры запрещены правилами отбора по чётности. Магнитно-дипольные ($M1$) и электрические квадрупольные ($E2$) переходы разрешены; их вероятности примерно относятся как [102]

$$\frac{w(E2)}{w(M1)} \sim \frac{\Delta_{HF}}{E_{\text{deg}}}, \quad (2.8)$$

где Δ_{HF} — расстояние между сверхтонкими подуровнями (2.4), E_{deg} — энергия нерасщеплённого уровня (с вырождением по полному угловому моменту). В рассматриваемом случае заведомо выполняется $\Delta_{HF} \leq 10$ эВ, в то время как $E_{\text{deg}} \approx m_e e^4 Z^2 / 2\hbar^2 \approx 13.6 \cdot Z^2$ эВ, поэтому для достаточно больших зарядов ядра отношение (2.8) мало и $E2$ -переходами можно пренебречь. Скорость спонтанного $M1$ -перехода с верхнего состояния сверхтонкой структуры $|F_2 f_2\rangle$ (проекция f_2 произвольна) в нижние состояния $|F_1 f_1\rangle$ определяется формулой (см., например, [102])

$$w_{HF}(F_2 \rightarrow F_1) = \frac{4\alpha |\Delta_{HF}|^3}{3\hbar(m_e c^2)^2} \frac{1}{2I+1} \cdot \begin{cases} I, & \text{для } F_2 = I + 1/2 \rightarrow F_1 = I - 1/2, \\ I + 1, & \text{для } F_2 = I - 1/2 \rightarrow F_1 = I + 1/2. \end{cases} \quad (2.9)$$

В качестве электромагнитной волны, инициирующей переходы между состояниями сверхтонкой структуры, возьмём правополяризованную волну (распространяющуюся вдоль оси z) с напряжённостью магнитного поля

$$\mathbf{h}(t) = h_0 (\mathbf{e}_x \cos \omega t + \mathbf{e}_y \sin \omega t). \quad (2.10)$$

Пренебрегая магнитным моментом ядра μ по сравнению с магнитным моментом электрона $\mu_e = -\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), запишем оператор взаимодействия водородоподобного иона с электромагнитной волной в виде

$$\hat{V}(t) = -\mu_e \boldsymbol{\sigma} \mathbf{h}(t). \quad (2.11)$$

Переходы между состояниями сверхтонкой структуры, обусловленные этим взаимодействием, описываются амплитудами $a_{Ff}(t)$ разложения вектора состояния иона,

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{Ff} a_{Ff}(t) |Ff\rangle e^{-i\frac{E_F t}{\hbar}}, \quad (2.12)$$

по стационарным состояниям невозмущённого иона. Уравнения для амплитуд имеют вид

$$\dot{a}_{Ff}(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_{F'f'} a_{F'f'}(t) \langle Ff | \hat{V}(t) | F'f' \rangle e^{i\frac{(E_F - E_{F'})t}{\hbar}}. \quad (2.13)$$

В резонансном случае

$$\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \equiv \frac{|\Delta_{HF}|}{\hbar}, \quad (2.14)$$

где E_1 и E_2 — энергии нижнего и верхнего уровней сверхтонкой структуры с угловыми моментами F_1 и F_2 , соответственно, в уравнениях для амплитуд доминируют связи между парами состояний $|F_1 f\rangle$ и $|F_2 f + 1\rangle$. Правополяризованное резонансное излучение инициирует осцилляции Раби между указанными состояниями, которые описываются уравнениями

$$\begin{cases} \dot{a}_{F_2 f+1}(t) = -i \Omega_{F_1 F_2}^f a_{F_1 f}(t), \\ \dot{a}_{F_1 f}(t) = -i \Omega_{F_1 F_2}^f a_{F_2 f+1}(t). \end{cases} \quad (2.15)$$

Частота Раби определяется формулой

$$\Omega_{F_1 F_2}^f = -\frac{\mu_B h_0}{\hbar} \sqrt{3(2F_1 + 1)} W \left(I \frac{1}{2} F_2 1, F_1 \frac{1}{2} \right) C_{F_1 f 11}^{F_2 f+1}, \quad (2.16)$$

где $W(abcd, ef)$ — функция Рака (см., например, [103]).

Если в момент $t = 0$ ион находится в нижнем состоянии $|F_1 f\rangle$, то в результате воздействия импульса правополяризованного поля длительностью $T_{F_1 F_2}^f/2 = \pi/|\Omega_{F_1 F_2}^f|$ (π -импульса) ион переходит в верхнее состояние $|F_2 f + 1\rangle$, поглощая фотон с энергией $\hbar\Omega_{F_1 F_2}^f$. Под воздействием такого же π -импульса ион переходит из верхнего состояния в нижнее, возвращая фотон в падающую правополяризованную волну.

Из уравнений (2.15), (2.16) следует, что при фиксированных F_1 и F_2 для каждого водородоподобного иона период $T_{F_1 F_2}^f$ осцилляций под действием правополяризованной волны зависит от проекции f нижнего состояния $|F_1 f\rangle$ сверхтонкой структуры, осциллирующего в паре с верхним состоянием $|F_2 f + 1\rangle$. Однако имеется простой случай, когда $F_2 = F_1 + 1$ (что соответствует $\mu > 0$) и все невозбуждённые ионы переведены (например, с помощью оптической накачки) в состояние с максимальной проекцией $f = F_1$. Тогда под действием правополяризованного излучения все ионы будут осциллировать между состояниями $|F_1 F_1\rangle$ и $|F_2 F_2\rangle$ с частотой

$$\Omega_{F_1 F_2}^{F_1} = \frac{\mu_B h_0}{\hbar} \sqrt{\frac{2I}{2I + 1}}. \quad (2.17)$$

Частоте Раби $\Omega_0 = \mu_B h_0/\hbar$ соответствует период

$$T_0 = \frac{2\pi\hbar}{\mu_B h_0}. \quad (2.18)$$

Отметим также, что резонансная длина волны в системе покоя иона есть

$$\lambda_{HF}^0 = 2\pi\hbar c/|\Delta_{HF}|. \quad (2.19)$$

Параметры электромагнитного излучения должны выбираться в соответствии с конкретной задачей, в которой осуществляется модуляция. При этом нужно учитывать связь между значениями параметров в системе покоя иона и в лабораторной системе. Пусть в лабораторной системе отсчёта электромагнитное излучение испускается навстречу ионам с лоренц-фактором γ . В этом случае резонансная длина волны в лабораторной системе даётся выражением

$$\lambda_{HF} = \lambda_{HF}^0 \cdot \gamma \cdot \left(1 + \sqrt{1 - 1/\gamma^2}\right), \quad (2.20)$$

а плотности потока электромагнитного излучения в системе покоя иона

$$S_0 = \frac{ch_0^2}{4\pi} \quad (2.21)$$

и в лабораторной системе отсчёта S связаны как (при $\gamma \gg 1$)

$$S_0 = 4\gamma^2 S. \quad (2.22)$$

Если электромагнитное излучение с плотностью потока $S = 1$ Вт/см² испускается в лабораторной системе отсчёта навстречу ионам с $\gamma = 10^3$, то в системе покоя иона можно достичь $S_0 = 4$ МВт/см² и периода $T_0 = 6 \cdot 10^{-9}$ с; период осцилляций в лабораторной системе составит $T = \gamma T_0 = 6 \cdot 10^{-6}$ с.

Как упоминалось в разделе 2.1, для осцилляционных экспериментов желательно создавать импульсы длительностью $\tau_p \sim 10^{-8}$ с (в лабораторной системе отсчёта). С учётом сказанного выше, импульсы с такими периодом и длительностью $T = \tau_p$ можно получить при плотности потока электромагнитного излучения $S \sim 1$ МВт/см²; такие значения S достигаются в современных лазерах.

2.3 Ожидаемое число событий

Рассмотрим теперь комбинированный β^+ - и ЕС-пучок, источником которого являются водородоподобные ионы. Предположим, что одна из дискретных нейтринных линий возникает вследствие разрешенного гамов — теллеровского перехода ядра со спином I , захватывающего электрон, в одно из состояний конечного ядра со спином $I' = I \pm 1$. Пусть этот переход происходит с вероятностью P ($0 < P < 1$). Использование сверхтонкого эффекта позволяет подвергнуть эту линию модуляции. Но наблюдаемая интенсивность нейтринной линии определяется не только вероятностью P , но и временем жизни распадающихся ядер, движущихся в накопительном кольце. Ещё более важной характеристикой является число событий в детекторе, инициированных нейтрино, которые относятся к данной монохроматической линии. Это число зависит от сечения взаимодействия и, следовательно, от энергии нейтрино. Наибольший интерес, очевидно, представ-

ляют такие нейтринные излучатели, для которых ожидаемое число событий, связанное с монохроматической и модулируемой линией, является максимальным.

Оценим число событий в детекторе, создаваемых дискретной линией пучка. Часть накопительного кольца, удерживающего β^+ -активные ионы, должна быть выполнена в виде прямолинейного участка (см., например, [54]); ионы, распадающиеся при движении по этому участку, создают направленный нейтринный пучок. Если на этом участке в любой момент времени находятся N_i водородоподобных ионов, ускоренных до значения γ , то число нейтрино, относящихся к выделенной монохроматической линии и поступающих в единицу времени в коллимированный пучок в телесный угол $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, равно:

$$d\dot{N}_\nu(\theta) = \frac{PN_i}{\gamma\tau} \frac{d\Omega'}{4\pi}, \quad (2.23)$$

где P — вероятность перехода, $\tau = T_{1/2}/\ln 2$ — время жизни покоящегося иона, а $d\Omega' = 2\pi \sin\theta' d\theta'$ — телесный угол в системе покоя иона, соответствующий телесному углу $d\Omega$ в лабораторной системе. Здесь для простоты предполагается, что в системе покоя ионов нейтрино испускаются изотропно.

Рассмотрим детектор, находящийся на расстоянии L от источника нейтрино; примем, что L намного превышает размер источника. «Оптимальный» детектор перехватывает все нейтрино из коллимированного пучка, т. е. представляет собой цилиндр с радиусом основания $R = L/\gamma \ll L$ и длиной l . Поток нейтрино, падающих на детектор, зависит от угла θ и определяется следующей формулой:

$$\Phi_\nu(\theta) = \frac{d\dot{N}_\nu(\theta)}{L^2 d\Omega} = \frac{\gamma PN_i}{\pi\tau L^2 (1 + \gamma^2 \theta^2)^2}. \quad (2.24)$$

Пусть $\sigma(E_\nu)$ — полное сечение взаимодействия нейтрино с нуклоном. Если концентрация нуклонов в детекторе есть n_N , то полное число событий в детекторе в единицу времени определяется интегралом

$$\dot{N}_e = \int \Phi_\nu(\theta) \sigma(E_\nu) n_N l L^2 d\Omega. \quad (2.25)$$

Для оценки примем, что параметр γ достаточно велик, так что $E_\nu \simeq 2E_\nu^0 \gamma \geq 1$ ГэВ. Тогда, используя данные по взаимодействию нейтрино с ядрами [2], можно параметризовать зависимость сечения от энергии следую-

щим образом:

$$\sigma(E_\nu) \simeq \sigma_0 \cdot E_\nu[\text{МэВ}], \quad \sigma_0 = 7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2. \quad (2.26)$$

Принимая во внимание формулу (2.1) и интегрируя в (2.25) по углу θ от нуля до $1/\gamma$, для числа событий в секунду получим

$$\dot{N}_e \simeq \frac{3 \ln 2 \alpha N_i n_N \sigma_0 l}{4}, \quad \alpha \equiv \frac{P E_\nu^0[\text{МэВ}]}{T_{1/2}[\text{с}]}. \quad (2.27)$$

Число событий, конечно, не зависит от L , т. к. рассматриваемый оптимальный детектор с радиусом $R = L/\gamma$ перекрывает весь коллимированный пучок, т. е. перехватывает половину нейтрино, испускаемых в системе покоя ионов. Но любопытно, что число событий не зависит и от параметра γ . Ясно, что скорость счета растет с увеличением числа ионов N_i , концентрации нуклонов $n_N(1/\text{см}^3) = N_A \rho(\text{г}/\text{см}^3)$ (где N_A — число Авогадро, а ρ — плотность вещества детектора) и толщины l детектора. Зависимость числа ожидаемых событий от ядерных характеристик полностью определяется параметром α .

Если взять для примера $N_i = 10^{13}$ (оптимистическая оценка того же масштаба, что принятая в [54] для ионов ${}^6\text{He}$ и ${}^{18}\text{Ne}$), $\rho = 3 \text{ г}/\text{см}^3$ и $l = 10 \text{ м}$, то для числа событий в детекторе, инициируемых монохроматическими нейтрино в течение года, получим

$$N_e^y \simeq 2 \cdot 10^6 \alpha. \quad (2.28)$$

Принимая во внимание явное выражение (2.27) для α , отметим, что эффект ожидаемым образом тем выше, чем больше доля P монохроматических нейтрино, их энергия $E_\nu^0 \simeq Q_{EC}$ в системе покоя ядра, захватывающего электрон, и чем меньше период полураспада ядра $T_{1/2}$.

Имея в виду перспективность применения β -пучков к осцилляционным экспериментам на появление, оценим ожидаемое число мюонных нейтрино, образующихся в детекторе. Количество взаимодействий мюонных нейтрино с веществом детектора можно оценить как число событий (2.27), вычисленных без учёта осцилляций, умноженное на вероятность перехода электронного нейтрино в мюонное на расстоянии L от источника. Эта вероятность (без учёта эффектов веще-

ства и возможного CP -нарушения) даётся формулой (см., например, [50])

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \right), \quad (2.29)$$

где параметры $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ определяют смешивание массовых состояний нейтрино, Δm_{13}^2 — разность квадратов масс нейтрино 1-го и 3-го массовых состояний. Предполагая, что детектор находится в первом осцилляционном максимуме (т. е. фаза последнего множителя в (2.29) равна $\pi/2$) и используя известные значения углов смешивания [2], получим

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \approx 0.04, \quad (2.30)$$

то есть сигнал от мюонных нейтрино будет на два порядка меньше, чем дают формулы (2.27), (2.28). Как будет показано далее, для наиболее перспективных ядер источников параметр α составляет порядка 10^{-2} . Для таких ядер из формул (2.28), (2.30) получим число мюонных событий в год

$$N_{e\mu}^y \simeq 10^2. \quad (2.31)$$

Ясно, что учёт эффективности регистрации может несколько ухудшить эту оценку. Однако для сравнения отметим, что в ускорительных экспериментах T2K и NOvA зарегистрированное количество электронных нейтрино, появляющихся в пучке мюонных нейтрино, составило соответственно 9 и 6 событий в год [104; 105].

Подчеркнём, что в данном разделе обсуждалась ситуация для пучков нейтрино достаточно высоких энергий порядка 1 ГэВ, что проявляется в параметризации сечения взаимодействия (2.26). Отбор возможных ядер-источников для пучков в разделе 2.4 проводится именно для этого случая, с использованием параметра α (2.27). В случае нейтрино более низких энергий ситуация несколько другая, что будет показано в разделе 2.6.

2.4 Ядра-источники

Обсудим требования к ядрам, водородоподобные ионы которых могут послужить источником предложенного типа нейтринных пучков. Как было сказано ранее, используя ядра, испытывающие только ЭЗ, нельзя получить очень интенсивный пучок нейтрино. Тем не менее монохроматичность таких пучков и возможность с помощью модуляции полностью подавлять испускание нейтрино может оказаться полезной для тех или иных задач в будущем. В этой связи отбор ядер будем производить в двух направлениях — выбирать ядра-источники как для полностью монохроматических ЕС-пучков (как было сделано в работах [57–59]), так и для интенсивных частично монохроматических β^+ /ЕС-пучков (это было выполнено в [60; 61]).

Требования, предъявляемые к ядрам в этих двух случаях, несколько различаются. Напомним, что ядра-источники должны иметь ненулевые спины I и содержать линию (или линии) распада по каналу ЭЗ за счёт разрешённого гамов — теллеровского перехода. Эти требования обеспечивают присутствие в испускаемом ионом нейтринном излучении модулируемой монохроматической составляющей. В частности, если потребовать, чтобы пучок содержал только одну линию, то необходимо отбирать изотопы, переходящие после захвата электрона в некоторое фиксированное состояние конечного ядра (основное или возбуждённое) с вероятностью P , близкой к единице. В работах [57–59] при отборе был принят интервал $0.98 < P \leq 1.00$. При выборе источников частично монохроматических пучков в [60; 61] отбирались переходы с вероятностями $P > 0.01$.

Следующее требование состоит том, что пучок нейтрино с монохроматической составляющей должен быть достаточно интенсивным. Как было показано в разделе 2.3, интенсивность этой составляющей характеризуется параметром α (2.27); при расчёте этого параметра предполагалось, что $E_\nu^0 = Q_{EC}$. В [57; 58] для полностью монохроматических ЕС-пучков отбор по интенсивности не проводился. Как будет показано далее, интенсивность таких пучков существенно меньше, чем интенсивность монохроматической компоненты комбинированного пучка.

Отдельно необходимо наложить ограничения на период полураспада ядер $T_{1/2}$. С одной стороны, эти ядра не должны распадаться слишком быстро,

т. к. некоторое время (порядка 1 секунды) уходит на подготовку и ускорение ионов (как уже отмечалось выше, потери ионов на этих этапах существенны). С другой стороны, это время не должно быть велико, поскольку при низкой скорости распадов мала и интенсивность нейтринного излучения. Для источников частично монохроматических пучков было использовано ограничение

$$1 \text{ с} < T_{1/2} < 30 \text{ с}. \quad (2.32)$$

В случае полностью монохроматических пучков ядра-источники распадаются только по каналу ЭЗ ($Q_{EC} \leq 2m_e c^2$) и заведомо имеют времена жизни приблизительно от минуты и больше. Таким образом, следует установить лишь верхнее ограничение на период полураспада. В работах [57–59] было выбрано ограничение

$$T_{1/2} < 10^6 \text{ с} \simeq 11.6 \text{ дней}. \quad (2.33)$$

Отметим, что во всех случаях для отбора по периоду полураспада $T_{1/2}$ использовались данные для нейтральных атомов; для водородоподобных ионов значения $T_{1/2}$ могут быть меньше примерно в полтора раза (см. работы [76; 79–81]). Для наглядности все обсуждавшиеся выше критерии выбора ядер-источников для полностью монохроматических ЕС-пучков и интенсивных частично монохроматических β^+ /ЕС-пучков приведены в таблице 1.

Таблица 1. Критерии отбора ядер-источников для полностью монохроматических ЕС-пучков и интенсивных частично монохроматических β^+ /ЕС-пучков.

Тип пучка	ЕС	β^+ /ЕС
Спин начального ядра	$I \neq 0$	$I \neq 0$
Тип перехода	$I \rightarrow I \pm 1, \pi' = \pi$	$I \rightarrow I \pm 1, \pi' = \pi$
Вероятность перехода	$0.98 < P < 1$	$P > 0.01$
α , МэВ \cdot с $^{-1}$	не используется	$\alpha > 0.01$
$T_{1/2}$	$T_{1/2} < 10^6 \text{ с} \simeq 11.6 \text{ д}$	$1 \text{ с} < T_{1/2} < 30 \text{ с}$

Обсудим теперь конкретные ядра, удовлетворяющие перечисленным требованиям. Начнём с ядер-источников полностью монохроматических пучков. В таблице 2 приведены переходы, удовлетворяющие сформулированным выше требованиям. Полностью монохроматические нейтрино могут быть получены в пя-

ти переходах с малым $Q_{EC} < 2m_e c^2$. Три из них, ${}^{71}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{71}_{31}\text{Ga}$, ${}^{131}_{55}\text{Cs} \rightarrow {}^{131}_{54}\text{Xe}$ и ${}^{165}_{68}\text{Er} \rightarrow {}^{165}_{67}\text{Ho}$, происходят между основными состояниями начальных и конечных ядер; конечные ядра являются стабильными. Ещё два перехода, ${}^{111}_{49}\text{In} \rightarrow {}^{111}_{48}\text{Cd}$ и ${}^{119}_{51}\text{Sb} \rightarrow {}^{119}_{50}\text{Sn}$, происходят из основного состояния начального ядра в одно возбуждённое состояние конечного ядра. В первом случае имеет место переход в возбуждённое состояние $7/2^+$ с энергией $E' = 417$ кэВ стабильного ядра ${}^{111}_{48}\text{Cd}$ со спином и чётностью основного состояния $1/2^+$; γ -переходы $7/2^+ \rightarrow 5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ в основное состояние происходят за время $\tau_\gamma \sim 10^{-7}$ с. Во втором случае распад идёт в первое возбуждённое состояние $3/2^+$ с энергией $E' = 24$ кэВ стабильного ядра ${}^{119}_{50}\text{Sn}$ (спин и чётность основного состояния $1/2^+$); период полураспада возбуждённого состояния относительно γ -перехода $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ есть $T_{1/2}^\gamma = 1.8 \cdot 10^{-8}$ с.

Таблица 2. Источники модулируемых полностью монохроматических пучков электронных нейтрино. Здесь ${}^A_Z X$ и ${}^A_{Z-1} X'$ — начальные и конечные ядра, $T_{1/2}$ — периоды полураспада начальных ядер, I^π и $I'^{\pi'}$ — спины и чётности начального и конечного состояний, E' — энергия возбуждения конечного состояния, Q_{EC} — энергия, выделяющаяся в переходе, P — вероятность перехода. Все экспериментальные данные взяты с сайта [106].

${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X'$	$T_{1/2}$	$I^\pi \rightarrow I'^{\pi'}$	E' , МэВ	Q_{EC} , МэВ	P
${}^{71}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{71}_{31}\text{Ga}$	11.4 сут	$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	0	0.2326	1.00
${}^{107}_{48}\text{Cd} \rightarrow {}^{107}_{47}\text{Ag}^*$	6.5 ч	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	0.0931	1.3232	0.997
${}^{111}_{49}\text{In} \rightarrow {}^{111}_{48}\text{Cd}$	2.80 сут	$9/2^+ \rightarrow 7/2^+$	0.417	0.445	1.00
${}^{118m}_{51}\text{Sb} \rightarrow {}^{118}_{50}\text{Sn}^*$	5.0 ч	$8^- \rightarrow 7^-$	2.5748	1.332	0.983
${}^{119}_{51}\text{Sb} \rightarrow {}^{119}_{50}\text{Sn}$	38.2 ч	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0.024	0.567	1.00
${}^{131}_{55}\text{Cs} \rightarrow {}^{131}_{54}\text{Xe}$	9.7 сут	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0	0.3548	1.00
${}^{135}_{57}\text{La} \rightarrow {}^{135}_{56}\text{Ba}$	19.5 ч	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0	1.207	0.981
${}^{163}_{68}\text{Er} \rightarrow {}^{163}_{67}\text{Ho}$	75 мин	$5/2^- \rightarrow 7/2^-$	0	1.211	0.999
${}^{165}_{68}\text{Er} \rightarrow {}^{165}_{67}\text{Ho}$	10.4 ч	$5/2^- \rightarrow 7/2^-$	0	0.378	1.00

Имеются также два перехода между основными состояниями начальных и конечных ядер, $^{135}_{57}\text{La} \rightarrow ^{135}_{56}\text{Ba}$ и $^{163}_{68}\text{Er} \rightarrow ^{163}_{67}\text{Ho}$, с более высоким энерговыделением Q_{EC} , в которых нейтрино испускаются с вероятностями 0.981 и 0.999, соответственно. Остальные нейтрино испускаются преимущественно в результате ЭЗ с переходами на возбуждённые состояния конечных ядер. Заметим также, что одно из этих конечных ядер, $^{135}_{56}\text{Ba}$, является стабильным, тогда как другое, $^{163}_{67}\text{Ho}$, формально нестабильно относительно ЭЗ, однако его период полураспада $T_{1/2} = 4570$ лет очень велик (при этом ядро $^{163}_{67}\text{Ho}$, полностью лишённое электронной оболочки, конечно, стабильно).

Наконец, есть ещё два перехода с относительно высоким энерговыделением Q_{EC} , $^{107}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{107}_{47}\text{Ag}^*$ и $^{118m}_{51}\text{Sb} \rightarrow ^{118}_{50}\text{Sn}^*$, из основного состояния начального ядра в одно возбуждённое состояние конечного ядра, в которых испускаются 99.7% и 98.3% нейтрино соответственно. И здесь остальные нейтрино испускаются преимущественно в результате ЭЗ с переходами в другие возбуждённые состояния конечных ядер. При этом в первом случае конечное состояние $7/2^+$ с энергией $E' = 93.1$ кэВ является первым возбуждённым состоянием стабильного ядра $^{107}_{47}\text{Ag}$ со спином и чётностью $1/2^-$; γ -переход $7/2^+ \rightarrow 1/2^-$ идёт с периодом полураспада $T_{1/2}^\gamma = 44.3$ с. Во втором случае начальное ядро $^{118m}_{51}\text{Sb}$ представляет собой изомерное состояние ядра $^{118}_{51}\text{Sb}$ (со спином и чётностью 1^+) с энергией возбуждения $E^* = 250$ кэВ, тогда как конечное состояние 7^- с энергией $E' = 2574.8$ кэВ является высоковозбуждённым состоянием стабильного конечного ядра $^{118}_{50}\text{Sn}$ со спином и чётностью 0^+ . Каскад γ -переходов $7^- \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ происходит за малое время $\tau_\gamma \sim 10^{-7}$ с.

Все отобранные ядра обладают довольно большими периодами полураспада (при этом время жизни ядра, ускоренного до лоренц-фактора γ , увеличивается в γ раз). Это означает, что общее число радиоактивных ионов в накопительном кольце должно быть большим для того, чтобы интенсивность нейтринного излучения оказалась заметной. Из отобранных ядер наименьшим периодом полураспада $T_{1/2} = 75$ мин (при сравнительно большом значении $Q_{EC} = 1.211$ МэВ) обладает ядро ^{163}Er ; следовательно, с точки зрения интенсивности нейтринного пучка это ядро можно считать наиболее перспективным. Понятно, однако, что требуемая интенсивность нейтринного пучка, как и его энергия (и, следовательно, фактор γ), зависят от задачи.

Можно привести следующий пример, демонстрирующий принципиальную возможность использования отобранных изотопов в качестве источников нейтрино. В работах [48; 90] исследовались возможности измерения параметров нейтринных осцилляций с использованием полностью монохроматического нейтринного пучка ($E_\nu^0 = 267$ кэВ), получаемого при захвате электрона ускоренным ионом с ядром ^{110}Sn (с нулевым спином) с периодом полураспада $T_{1/2} = 4.1$ ч (сравнимым с периодами полураспада отобранных ядер). При этом рассматривались ускорения ионов до лоренц-факторов $\gamma \geq 1000$. В результате был сделан вывод о том, что такие измерения возможны, хотя и очень сложны.

Перейдём теперь к обсуждению возможных источников комбинированных β^+ /ЕС-пучков с модулируемой монохроматической компонентой. Наиболее перспективные источники — начальные ядра и переходы в конечные ядра, обусловленные захватом электрона, — приведены в таблице 3. Для более наглядного сравнения ядер-источников разных типов пучков в таблицу включен еще ряд ядер и соответствующих им переходов. Прежде всего, в таблицу включён наиболее короткоживущий (и, следовательно, создающий наиболее интенсивный пучок нейтрино) из обсуждавшихся выше изотопов — ^{163}Er . Далее, в таблицу 3 включены чётно-нечётные изотопы ^{150}Er , ^{152}Yb и ^{156}Yb с нулевыми спинами, отобранные в работах [74; 75] в качестве наиболее перспективных источников совмещенного β^+ - и ЕС-пучка. Монохроматические линии такого пучка нельзя подвергнуть модуляции. Однако число событий в детекторе, обусловленных такими линиями, можно оценить по формуле (2.27). Таким образом, используя параметр α , можно сравнить относительную эффективность совмещенных β^+ - и ЕС-пучков без возможности и с возможностью модуляции отдельной монохроматической линии.

Наконец, таблица 3 содержит ядра-источники пучка электронных нейтрино со значительной монохроматической и модулируемой составляющей, удовлетворяющее указанным ранее требованиям: ^{140}Eu , ^{142}Eu , ^{144}Eu , ^{153}Yb и ^{179}Pt . Здесь, однако, нужно отметить, что приведенный список заведомо неполон. В самом деле, речь идет о короткоживущих ядрах, которые могут находиться далеко от линии стабильности; в настоящее время далеко не для всех таких ядер установлены их характеристики и схемы распадов. Даже в случае отобранных изотопов, ^{153}Yb и ^{179}Pt , спины и четности конечных состояний окончательно не подтверждены и потому указаны в скобках. Тем не менее, на основании приведённого списка можно заключить, что изотопы и переходы с относительно большими значениями α не

Таблица 3. Источники комбинированных β^+ /EC-пучков электронных нейтрино с модулируемой монохроматической составляющей. Здесь A_ZX и ${}^A_{Z-1}X'$ — начальные и конечные ядра, $T_{1/2}$ — периоды полураспада начальных ядер, I^π и $I'^{\pi'}$ — спины и чётности начального и конечного состояний, E' — энергия возбуждения конечного состояния, Q_{EC} — энергия, выделяющаяся в переходе, P — вероятность перехода, $\alpha = PQ_{EC}[\text{МэВ}]/T_{1/2}[\text{с}]$ — параметр, характеризующий интенсивность монохроматической составляющей. Все экспериментальные данные взяты с сайта [106].

${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}X'$	$T_{1/2}, \text{с}$	$I^\pi \rightarrow I'^{\pi'}$	$E', \text{МэВ}$	$Q_{EC}, \text{МэВ}$	P	α
${}^{163}_{68}\text{Er} \rightarrow {}^{163}_{67}\text{Ho}$	4500	$5/2^- \rightarrow 7/2^-$	0	1.211	0.999	0.00027
${}^{150}_{68}\text{Er} \rightarrow {}^{150}_{67}\text{Ho}$	18.5	$0^+ \rightarrow 1^+$	0.476	3.639	0.569	0.112
${}^{152}_{70}\text{Yb} \rightarrow {}^{152}_{69}\text{Tm}$	3.03	$0^+ \rightarrow 1^+$	0.482	4.968	0.290	0.475
${}^{156}_{70}\text{Yb} \rightarrow {}^{156}_{69}\text{Tm}$	26.1	$0^+ \rightarrow 1^+$	0.115	3.459	0.420	0.056
${}^{140}_{63}\text{Eu} \rightarrow {}^{140}_{62}\text{Sm}$	1.51	$1^+ \rightarrow 0^+$	0	8.470	0.031	0.174
		$1^+ \rightarrow 2^+$	0.531	7.939	0.011	0.058
${}^{142}_{63}\text{Eu} \rightarrow {}^{142}_{62}\text{Sm}$	2.34	$1^+ \rightarrow 0^+$	0	7.670	0.051	0.167
		$1^+ \rightarrow 2^+$	0.768	6.902	0.003	0.009
${}^{144}_{63}\text{Eu} \rightarrow {}^{144}_{62}\text{Sm}$	10.2	$1^+ \rightarrow 0^+$	0	6.315	0.098	0.061
		$1^+ \rightarrow 2^+$	1.660	4.655	0.021	0.010
${}^{153}_{70}\text{Yb} \rightarrow {}^{153}_{69}\text{Tm}$	4.2	$7/2^- \rightarrow (9/2^-)$	0.674	6.286	0.021	0.031
${}^{179}_{78}\text{Pt} \rightarrow {}^{179}_{77}\text{Ir}$	21.2	$1/2^- \rightarrow (3/2^-)$	0.193	5.621	0.15	0.040

так уж и редки; в случае ядер ${}^{140}\text{Eu}$, ${}^{142}\text{Eu}$, ${}^{153}\text{Yb}$ определяющими являются их малые периоды полураспада, тогда как в случае ядра ${}^{179}\text{Pt}$ перспективность перехода определяется значительной вероятностью P .

Если обратиться к чётно-чётным изотопам ${}^{150}\text{Er}$, ${}^{152}\text{Yb}$ и ${}^{156}\text{Yb}$, то в согласии с выводами авторов [74; 75] изотоп ${}^{152}\text{Yb}$ должен быть признан наилучшим, т. к. ему соответствует наибольшее значение α . Легко видеть, что для ядра ${}^{163}\text{Er}$, самого короткоживущего среди тех, которые могут породить практически полностью монохроматические и модулируемые нейтринные пучки, величина α меньше на

три порядка. Остальные ядра, перечисленные в таблице 2, в свою очередь значительно уступают по параметру α изотопу ^{163}Er .

Если, однако, обратиться к изотопам, которые могут быть использованы для создания нейтринного пучка с отдельной монохроматической и модулируемой составляющей, то для большинства отобранных переходов проигрыш по величине α по отношению к ядру ^{152}Yb лежит в интервале от 3 до 10. Точно в таком же отношении к этому ядру находятся два других чётно-чётных изотопа, — ^{150}Er и ^{156}Yb . Таким образом, для целого ряда найденных переходов параметр α достаточно велик, и поэтому частично монохроматический и модулируемый нейтринный пучок вполне осуществим.

В частности, если взять умеренное значение $\alpha = 0.05$, то согласно оценке (2.28) нейтрино, принадлежащие монохроматической и модулируемой линии, инициируют в детекторе $\sim 10^5$ событий в год. Это значение имеет тот же порядок величины, что число зарегистрированных нейтринных событий за сравнимое время в эксперименте MiniBooNE [107].

2.5 Параметры водородоподобных ионов

В данном разделе приводятся значения основных параметров водородоподобных ионов для ядер, отобранных в разделе 2.4, и более подробно обсуждаются способы модуляции нейтринного излучения.

Свойства водородоподобных ионов для ядер — источников полностью монохроматического нейтринного излучения (см. таблицу 2) приведены в таблице 4. Таблица содержит магнитные моменты μ начальных ядер (данные взяты со справочного сайта МАГАТЭ [106]; знак магнитного момента ядра ^{118m}Sb неизвестен), тип перехода (см. комментарий ниже), сверхтонкое расщепление $|\Delta_{HF}|$ основного состояния, вычисленное по формулам (2.4) и (2.5), соответствующую этому расщеплению резонансную длину волны электромагнитного излучения λ_{HF}^0 (см. формулу (2.19)), время жизни $\tau_{HF} = 1/w_{HF}$ верхних состояний сверхтонкой структуры относительного спонтанного излучения (скорость спонтанного перехода w_{HF} определяется формулой (2.9)). Для иона с ядром ^{118m}Sb приведены значения τ_{HF} для положительного (+) и отрицательного (−) знаков магнитного мо-

Таблица 4. Параметры водородоподобных ионов для ядер — источников полностью монохроматического нейтринного излучения. Приведены начальные ядра ${}^A_Z X$, спины и чётности $I^\pi \rightarrow I'^\pi$ начального и конечного состояний в гамов — теллеровском переходе, магнитный момент μ начального ядра в единицах ядерного магнетона μ_N , тип перехода, абсолютная величина сверхтонкого расщепления $|\Delta_{HF}|$ основного состояния иона, резонансная длина волны λ_{HF} для сверхтонкого перехода, время жизни τ_{HF} верхних состояний сверхтонкой структуры относительно спонтанного излучения.

${}^A_Z X$	$I^\pi \rightarrow I'^\pi$	μ/μ_N	Тип	$ \Delta_{HF} $, эВ	λ_{HF}^0 , мкм	τ_{HF} , с
${}^{71}_{32}\text{Ge}$	$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	+0.55	U	0.041	30.2	1024
${}^{107}_{48}\text{Cd}$	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	-0.615	D	0.105	11.8	26.3
${}^{111}_{48}\text{In}$	$9/2^+ \rightarrow 7/2^+$	+5.50	D	0.931	1.33	0.0488
${}^{118m}_{51}\text{Sb}$	$8^- \rightarrow 7^-$	2.32	-	0.433	2.86	0.46+, 0.41-
${}^{119}_{55}\text{Sb}$	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	+3.45	D	0.725	1.71	0.111
${}^{131}_{55}\text{Cs}$	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	+3.54	D	0.973	1.27	0.046
${}^{135}_{57}\text{La}$	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	+3.70	D	1.162	1.06	0.027
${}^{163}_{68}\text{Er}$	$5/2^- \rightarrow 7/2^-$	+0.56	U	0.346	3.58	1.03
${}^{165}_{68}\text{Er}$	$5/2^- \rightarrow 7/2^-$	+0.64	U	0.399	3.10	0.67

мента μ . Подчеркнём, что все приведённые значения являются оценками, т. к. в выражении (2.4) для расщепления Δ_{HF} (которое входит и в длину волны λ_{HF} , и в скорость перехода w_{HF}) не учтены поправки на конечность ядра и радиационные поправки; также не принимались во внимание погрешности в измеренных значениях магнитных моментов.

Тип перехода в таблице 4 указан в соответствии с классификацией, обсуждавшейся в разделе 2.2 (см. также рисунок 2.1). Напомним, что тип перехода, D или U , зависит от того, происходит ли захват электрона в водородоподобном ионе с нижнего («down») или верхнего («up») состояния сверхтонкой структуры. В рассматриваемом здесь случае гамов — теллеровского перехода захват идет только из одного сверхтонкого состояния. В случае, когда магнитный момент начального ядра μ положителен, нижний и верхний уровни характеризуются полными угло-

выми моментами $F = I - 1/2$ и $I + 1/2$. Именно такова ситуация со всеми отобранными ядрами с ненулевыми спинами и известными магнитными моментами.

Рассмотрим способы модуляции нейтринного излучения для некоторых ионов из таблицы 4. Как уже отмечалось в разделе 2.2, наиболее перспективным источником монохроматических нейтринных пучков является ядро ^{163}Er . Интересно, что ядерный переход в водородоподобном ионе с этим ядром относится к типу U , т.е. ион является практически стабильным относительно захвата электрона из нижнего состояния сверхтонкой структуры. Это означает, что такие ионы можно накапливать в кольце, прежде чем использовать их в качестве источников монохроматического и модулированного нейтринного излучения. Заметим, что в этом ионе выполняется условие $F_2 = F_1 + 1$, где $F_2 = 3$ и $F_1 = 2$ — полные угловые моменты верхнего и нижнего состояний сверхтонкой структуры. Поэтому возможно использование осцилляций Раби всего лишь между двумя состояниями $|F_1 F_1\rangle$ и $|F_2 F_2\rangle$ сверхтонкой структуры под действием правополяризованного электромагнитного излучения (такая ситуация обсуждалась в разделе 2.2). Если перевести все ионы с помощью π -импульса в верхнее состояние сверхтонкой структуры, неустойчивое относительно электронного захвата, то в течение времени жизни $\tau_{HS} \simeq 1$ с этого верхнего состояния относительно электромагнитного перехода в нижнее состояние будет происходить испускание нейтрино. Таким образом, в этой схеме нейтрино будут испускаться импульсами длительностью $\tau_{HS} \simeq 1$ с.

Для ионов с переходом типа D ситуация представляется более сложной. Среди ядер таких ионов наиболее короткоживущим является изотоп ^{107}Cd . В ионе с этим ядром время жизни $\tau_{HS} = 26.3$ с верхнего состояния сверхтонкой структуры велико. Поэтому в этом случае модуляцию нейтринного пучка удобно, очевидно, осуществлять только за счёт π -импульсов, переводящих ионы как из нижних состояний в верхние, так и из верхних в нижние. Однако магнитный момент ядра ^{107}Cd отрицателен, так что условие $F_2 = F_1 + 1$ не выполняется, и это несколько снижает эффективность модуляции.

У ядра ^{135}La период полураспада лишь ненамного больше, а магнитный момент положителен. Однако в ионе с этим ядром время жизни верхнего состояния сверхтонкой структуры составляет всего лишь $\tau_{HS} = 0.027$ с. Именно на это незначительное время будет прерываться нейтринный пучок после того, как ионы будут переведены с помощью π -импульса из нижнего состояния сверхтонкой

структуры в верхнее. Что же касается ядра ^{71}Ge с положительным магнитным моментом и очень большим временем $\tau_{HS} = 1024$ с, то его значительный период полураспада относительно электронного захвата может затруднить создание нейтринного пучка высокой интенсивности.

Для ядер — источников комбинированных $\beta^+/\text{ЕС}$ -пучков с модулируемой монохроматической составляющей (см. таблицу 3) параметры водородоподобных ионов приведены в таблице 5. Расчёты всех величин произведены так же, как и для таблицы 4. Ядро ^{153}Yb не включено в таблицу, т.к. данных о его магнитном моменте в настоящее время нет. Поскольку параметры ионов из таблицы 5 близки к параметрам ионов из таблицы 4, то и способы модуляции нейтринного излучения для этих ионов будут схожими. Следует, однако, отметить некоторые дополнительные возможности, связанные с ядрами ^{140}Eu , ^{142}Eu и ^{144}Eu . Эти изотопы обладают одинаковыми спином и чётностью $I^\pi = 1^+$, положительными магнитными моментами и распадаются по каналам β^+ -распада (с большей вероятностью) и ЭЗ (с меньшей вероятностью) преимущественно в основные 0^+ -состояния и первые возбужденные 2^+ -состояния конечных ядер ^{140}Sm , ^{142}Sm и ^{144}Sm . Оба перехода (на 0^+ - и 2^+ -состояния) являются гамов — теллеровскими, но первый идет только с нижнего уровня сверхтонкой структуры (D -переход), а второй — только с верхнего уровня (U -переход). В результате, иницилируя электромагнитные переходы между состояниями сверхтонкой структуры, можно осуществлять модуляцию сразу двух нейтринных линий.

2.6 Применение модулируемых пучков к исследованиям когерентного рассеяния на ядрах

Как уже упоминалось ранее в разделе 2.1, β - и ЕС-пучки низких энергий могут служить инструментом для исследований процессов взаимодействия нейтрино с ядрами. Интерес, в частности, представляет изучение реакции когерентного упругого рассеяния на ядрах. Обсудим особенности этого процесса и перспективы его исследования с помощью нейтринных пучков с модулируемой монохроматической компонентой.

Таблица 5. Параметры водородоподобных ионов для ядер — источников комбинированных β^+ /ЕС-пучков с модулируемой монохроматической составляющей. Приведены начальные ядра ${}^A_Z X$, спины и чётности $I^\pi \rightarrow I'^\pi$ начального и конечного состояний в гамов — теллеровском переходе, магнитный момент μ начального ядра в единицах ядерного магнетона μ_N , тип перехода, абсолютная величина сверхтонкого расщепления $|\Delta_{HF}|$ основного состояния иона, резонансная длина волны λ_{HF} для сверхтонкого перехода, время жизни τ_{HF} верхних состояний сверхтонкой структуры относительно спонтанного излучения.

${}^A_Z X$	$I^\pi \rightarrow I'^\pi$	μ/μ_N	Тип	Δ_{HF} , эВ	λ_{HF}^0 , мкм	τ_{HF} , с
${}^{140}_{63}\text{Eu}$	$1^+ \rightarrow 0^+$	+ 1.37	D	0.522	2.38	0.375
	$1^+ \rightarrow 2^+$		U			
${}^{142}_{63}\text{Eu}$	$1^+ \rightarrow 0^+$	+ 1.54	D	0.586	2.12	0.264
	$1^+ \rightarrow 2^+$		U			
${}^{144}_{63}\text{Eu}$	$1^+ \rightarrow 0^+$	+ 1.89	D	0.720	1.72	0.143
	$1^+ \rightarrow 2^+$		U			
${}^{179}_{78}\text{Pt}$	$1/2^- \rightarrow (3/2^-)$	+ 0.43	U	0.808	1.54	0.134

При энергиях порядка 100 МэВ и более нейтрино рассеиваются на нуклонах ядра (по каналам квазиупругого рассеяния, резонансного рождения пионов или когерентного рождения пионов) или на партонах (за счёт глубоко неупругого рассеяния). При низких энергиях (примерно до 100 МэВ) основным каналом взаимодействия нейтрино сорта x с ядром является когерентное упругое рассеяние

$$\nu_x + (A, Z) \rightarrow \nu_x + (A, Z). \quad (2.34)$$

Характерная особенность данного процесса — когерентность — состоит в том, что ядро участвует в реакции как целое. Это обусловлено тем, что при энергиях до 100 МэВ длина волны налетающего нейтрино примерно равна размеру ядра. При более высоких энергиях когерентность нарушается, и нейтрино преимущественно рассеиваются на отдельных нуклонах ядра. Процесс (2.34) обусловлен

слабым нейтральным током (т. е. обменом Z^0 -бозоном), и происходит одинаковым образом для нейтрино и антинейтрино всех сортов.

Изучение реакции когерентного рассеяния интересно с точки зрения проверки электрослабой модели при низких энергиях, поиска стерильных нейтрино, магнитного момента нейтрино и нестандартных взаимодействий, изучения структуры ядер, понимания астрофизических процессов (см., например, работу [108] и ссылки в ней). Отметим также, что в прямых экспериментах по поиску тёмной материи когерентное рассеяние солнечных и атмосферных нейтрино в детекторе создают неустраняемый фон, ограничивающий чувствительность эксперимента.

Сечение когерентного рассеяния растёт пропорционально квадрату числа нейтронов в ядре N_n^2 и довольно велико: оно по крайней мере на 1-2 порядка превосходит сечения других процессов взаимодействия нейтрино с веществом (например, обратного бета-распада $\bar{\nu}_e + p^+ \rightarrow e^+ + n$) при тех же энергиях. Это обстоятельство позволяет уменьшить размеры детекторов, что делает когерентное рассеяние привлекательным с точки зрения практических приложений, таких как мониторинг ядерных реакторов (см., например, [109]).

Несмотря на высокое сечение, регистрация процесса (2.34) долгое время была затруднена из-за малой (порядка 1 кэВ и менее) энергии отдачи ядер. В работе [110] было заявлено о первом успешном наблюдении когерентного рассеяния в эксперименте COHERENT. В качестве вещества детектора был использован сцинтиллятор CsI[Na]. В других экспериментах планируется использовать детекторы на основе жидких благородных газов и полупроводников, чувствительность которых сравнима с чувствительностью детектора, использованного в эксперименте [110].

Для исследования когерентного рассеяния необходимо использовать источники нейтрино с высокой интенсивностью и хорошо известным спектром; желательно также, чтобы источник был импульсным (для отсеивания фоновых событий) и чтобы параметры источника можно было варьировать [111]. Существующие и планируемые эксперименты ориентированы, как правило, на работу с нейтрино от ядерных реакторов или ускорителей. Основное преимущество ядерных реакторов — высокая интенсивность создаваемого ими потока нейтрино. Вместе с тем, энергии реакторных электронных антинейтрино невелики (они ограничены примерно 7 МэВ), соответственно малыми будут и энергии ядер отдачи, что усложнит регистрацию процесса (2.34). Поскольку реактор работает непрерывно-

но, подавление фона в таких экспериментах затруднено. На ускорителях пучки нейтрино образуются в результате распада пионов, рождающихся при облучении мишени, содержащей тяжёлые ядра, пучком протонов. Такой источник является импульсным, энергии нейтрино (и связанные с ними энергии ядер отдачи) можно сделать достаточно большими. Спектр нейтрино в данном случае, однако, является довольно широким и его варьирование затруднительно.

В литературе рассматриваются и другие варианты источников нейтрино для исследования когерентного рассеяния, в том числе и β -пучки [50]. Обсуждавшиеся в разделе 2.1 преимущества β -пучков всех типов — известные спектр и интенсивность и возможность варьирования спектра — безусловно делают такие пучки перспективными для изучения когерентного рассеяния.

Особенность реакции (2.34) состоит в том, что её сечение зависит от ядерного формфактора $F(q^2)$, который и определяет «степень когерентности» процесса (более подробно вопрос о критериях когерентности рассматривался, например, в [112]). Ядерный формфактор является функцией квадрата переданного импульса q^2 и зависит от распределения нуклонов в ядре, в частности от распределения нейтронов. Анализ первых экспериментальных результатов по когерентному рассеянию, выполненный в [11], показал (на уровне 2.4σ), что сечение процесса действительно подавляется за счёт ядерной структуры. В то же время из результатов [11] видно, что чувствительность эксперимента COHERENT недостаточна для выявления ряда параметров, определяющих ядерный формфактор. Следовательно, для изучения структуры ядра с помощью реакции (2.34) нужны более тонко настраиваемые источники. Комбинированные β^+ /ЕС-пучки с модулируемой монохроматической компонентой представляются с этой точки зрения весьма перспективными: варьируя энергию монохроматической компоненты (за счёт параметра γ), можно регулировать значение q^2 , и, следовательно, измерять зависимость $F(q^2)$. Модуляция монохроматической компоненты, как обсуждалось в разделе 2.1, позволит исключить влияние фона.

Обсудим теперь ожидаемое число событий в детекторе, регистрирующем нейтрино от такого источника в реакции когерентного рассеяния. Рассуждения в целом аналогичны рассуждениям, приведённым в разделе 2.3. Пусть β -радиоактивные ионы удерживаются в накопительном кольце и ускоряются до значения лоренц-фактора $\gamma \sim 10$; угол $1/\gamma$ в этом случае можно считать малым. Как и раньше, будем рассматривать детектор, полностью перекрывающий пучок. В

этом случае общие выражения для энергии нейтрино (2.1), потока нейтрино через детектор (2.24) и числа регистрируемых в единицу времени событий (2.25) остаются справедливыми.

Отличие от случая высоких энергий заключается в сечении процесса. Расчёт дифференциального и полного сечений для рассеяния на бесспиновых ядрах дан, например, в [113]. Для оценок будем считать рассеяние полностью когерентным и пренебрежём порогом детектирования нейтрино. В этом случае сечение реакции (2.34) даётся выражением (в единицах $\hbar = c = 1$)

$$\bar{\sigma}(E_\nu) = \frac{1}{4\pi} G_F^2 N_n^2 E_\nu^2, \quad (2.35)$$

где N_n — число нейтронов в ядре.

Выполняя подстановку (2.24), (2.35) в (2.25) получим число событий в секунду

$$\dot{N}_e = \frac{7 \ln 2}{6} \sigma'_0 N_n^2 \alpha' N_i n_N l \gamma, \quad \alpha' = \frac{P (E_\nu^0 [\text{МэВ}])^2}{T_{1/2} [\text{с}]}, \quad (2.36)$$

где $\sigma'_0 = 1.7 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$. Как уже было указано в разделе 2.3, концентрация ядер в детекторе есть $n_N (1/\text{см}^3) = N_A \rho (\text{г}/\text{см}^3)$, где ρ — плотность вещества детектора, N_A — число Авогадро.

Формула (2.36) отличается от аналогичной формулы, полученной в разделе 2.3. Можно выделить два основных отличия. Во-первых, число событий пропорционально лоренц-фактору γ , в то время как для высоких энергий зависимость от γ отсутствует. Таким образом, для экспериментов по когерентному рассеянию целесообразно выбирать параметр γ достаточно большим. Вместе с тем необходимо учитывать требование когерентности, ограничивающее энергию нейтрино в пучке (а следовательно и значение γ) сверху. Эти энергии ограничены примерно 100–200 МэВ; принимая во внимание значения $E_\nu^0 \approx Q_{EC} \sim 5 - 10 \text{ МэВ}$ для отобранных ранее изотопов-источников (см. таблицу 3), получим ограничение $\gamma \lesssim 10$.

Во-вторых, число событий пропорционально параметру $\alpha' = \frac{P (E_\nu^0 [\text{МэВ}])^2}{T_{1/2} [\text{с}]}$ с квадратичной зависимостью от энергии нейтрино в системе покоя иона; в случае же высоких энергий аналогичный параметр линеен по энергии нейтрино,

$\alpha = \frac{PE_{\nu}^0[\text{МэВ}]}{T_{1/2}[\text{с}]}$. Следовательно, наиболее подходящие ядра-источники могут, вообще говоря, отличаться от ядер, отобранных в разделе 2.4.

Сравним результат (2.36) с числом событий, регистрируемых в эксперименте COHERENT,

$$N_e^y \approx 8 \cdot 10^5. \quad (2.37)$$

Заметим, что в этом эксперименте COHERENT поток нейтрино создаётся за счёт столкновения пучка протонов с мишенью и последующим распадом частиц, образовавшихся в результате столкновения. Пучки протонов направляются на мишень импульсами частотой 60 Гц. В результате сигнал в детекторе получается модулированным.

Выберем следующие параметры эксперимента: $N_i = 10^{13}$, $\gamma = 10$, $l = 1$ м; источник — ^{140}Eu ($Q_{EC} = 8.5$ МэВ, $T_{1/2} = 1.5$ с, $P = 0.031$); вещество детектора — CsI ($\rho = 4.5$ г/см³, $N_n = 76$). Тогда для числа событий в год получим оценку

$$N_e^y \approx 7 \cdot 10^5 \quad (2.38)$$

Таким образом, число регистрируемых событий от модулируемой компоненты β -пучка сравнимо с числом событий в эксперименте COHERENT, где также регистрируется модулируемый сигнал. У предлагаемой в настоящей работе схемы, однако, есть важное преимущество: модулируемая компонента является монохроматичной, и энергию нейтрино в пучке можно подстраивать с помощью параметра γ . Кроме того, у β -пучка есть ещё и немодулируемая компонента, интенсивность которой может быть на 1–2 порядка большей (10^6 – 10^7 событий/год), чем у модулируемой компоненты.

Глава 3. Сила отдачи от нейтринного излучения в электронном захвате

Данная глава посвящена обсуждению возможного эксперимента по измерению макроскопической силы отдачи, действующей на радиоактивный источник, ядра которого поляризованы и нестабильны относительно электронного захвата. Содержание главы основано на результатах работ [62; 63]. В разделе 3.1 обсуждаются условия возникновения такой силы и общая идея эксперимента по её измерению. В разделе 3.2 вычисляется угловое распределение нейтрино в электронном захвате для случая разрешённых переходов с учётом массы электронного нейтрино. В разделе 3.3 выводится общее выражение для силы и обсуждаются влияющие на неё факторы. В разделе 3.4 приводятся изотопы, подходящие для проведения эксперимента по измерению силы отдачи от нейтринного излучения. Раздел 3.5 посвящён оценке возможностей по измерению силы отдачи с помощью микромеханических резонаторов (на примере кантилеверов) и методов магнитно-резонансной силовой микроскопии. В разделе 3.6 рассчитываются существенные для такого измерения параметры источников и соответствующие им силы отдачи. В разделе 3.7 обсуждаются возможности применения установок, измеряющих силу отдачи, в физике нейтрино и электрослабых взаимодействиях. В разделе 3.8 приведены возможные пути дальнейшего улучшения чувствительности предложенного типа измерений.

3.1 Эффект отдачи в электронном захвате

В предыдущей главе ЭЗ рассматривался как источник нейтрино, которые затем регистрируются в каком-либо другом процессе. Но информацию о нейтрино и слабых взаимодействиях можно извлечь и непосредственно из реакции ЭЗ, наблюдая образующиеся в ней (помимо самого нейтрино) продукты, как первичные — атомы отдачи (в частности, ионизованные), так и вторичные: рентгеновские кванты, оже-электроны, гамма-кванты и конверсионные электроны. Методы исследования ЭЗ по вторичному излучению хорошо развиты и позволяют определять такие характеристики радиоактивных изотопов, как относительные вероят-

ности захвата с K -, L -, . . . оболочек и относительные вероятности ЭЗ и β^+ -распада (см., например, [71]). С точки зрения исследования фундаментальных взаимодействий, однако, более предпочтительным является изучение атомов отдачи. Обсудим подробнее возможности, связанные с их регистрацией.

Рассмотрим ядро со спином J_i (находящееся в основном состоянии), которое после захвата электрона с x -оболочки переходит в n -е состояние конечного ядра с энергией E_n^* и спином J_f ($E_0^* = 0$ в случае перехода в основное состояние $n = 0$) и испускает электронное нейтрино с энергией

$$E_{\nu n x} = Q_{nEC} - E_x - E_R, \quad Q_{nEC} = \Delta(A, Z) - \Delta(A, Z - 1) - E_n^*. \quad (3.1)$$

Здесь Q_{nEC} — энергетический выход реакции, $\Delta(A, Z)$ — атомный избыток массы, E_x — энергия возбуждения конечного атома (с дыркой в x -оболочке) и $E_R = \mathbf{p}_R^2 / (2m_f c^2)$ — энергия отдачи конечного атома массой m_f . Соотношения (3.1) являются частным случаем формул (1.37) и (1.38). Поскольку суммарный импульс атома отдачи и нейтрино в системе покоя распадающегося атома равен нулю,

$$\mathbf{p}_\nu + \mathbf{p}_R = 0, \quad (3.2)$$

а импульс и энергия нейтрино связаны соотношением $p_\nu = E_{\nu n x} / c$ (массой нейтрино пренебрегаем), то связь между $E_{\nu n x}$ и E_R однозначно определена и имеет вид

$$E_R = E_{\nu n x}^2 / (2m_f c^2). \quad (3.3)$$

Энергия отдачи (3.3) очень мала (наибольшее значение $E_R = 57$ эВ достигается в распаде ${}^7\text{Be}$), и ею, как правило, пренебрегают. Однако на стадии становления физики слабых взаимодействий эффект отдачи был предметом тщательных исследований, так как служил косвенным доказательством существования нейтрино (см., например, обзор [114]). Так, в частности, в работе [115] было заявлено о первом успешном измерении энергии E_R для реакции ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$.

Измерение энергии отдачи, приобретаемой отдельными атомами (или ядрами), используется и при исследовании других явлений. Так, недавно измерение энергий отдачи позволило впервые зарегистрировать когерентное рассеяние нейтрино на ядрах [110]. Аналогичный подход используется в поисках частиц тёмной материи [116] (в экспериментах такого рода устанавливаются ограничения на массу частиц тёмной материи и на константу их взаимодействия с ядрами). В обоих

указанных случаях речь идёт о регистрации малых энергий отдачи порядка 1 кэВ и менее.

Возвращаясь к обсуждению ЭЗ, заметим, что хотя кинетические энергии атомов отдачи в этом процессе малы, их импульсы p_ν , строго говоря, не малы — они составляют порядка 1 МэВ/с. В этой связи интересно обсудить измерение импульсов отдачи. Выше говорилось о регистрации единичных актов взаимодействия нейтрино с веществом; ясно, что на практике прямое измерение импульсов отдачи отдельных атомов затруднительно. Возможна, однако, и несколько другая постановка эксперимента. При определённых условиях нейтринное излучение может передавать импульс макроскопическому объёму вещества (например мишени или радиоактивному образцу), эффективно создавая силу отдачи.

Одно из первых предложений по регистрации макроскопической силы, возникающей при взаимодействии нейтрино с веществом, было высказано в связи с проблемой регистрации реликтовых массивных нейтрино [117; 118]. Идея состояла в том, что импульсы таких нейтрино относительно Галактики малы, и, следовательно, их длины волн $\lambda = \hbar/p$ велики. В этом случае нейтрино могут когерентно рассеиваться на атомах мишени-детектора в объёме λ^3 ; при этом полное сечение рассеяния возрастает пропорционально квадрату числа атомов в объёме рассеивателя. В результате нейтрино будут передавать мишени импульс и, если скорость нейтрино относительно мишени отлична от нуля, на мишень будет действовать сила. Ускорение (и сила), сообщаемое детектору в системе покоя Земли, получилось, однако, малым; оно недоступно для измерения на современных установках (см., например, оценки в работе [119]).

Тем не менее, идея измерения малых сил для исследований в области физики частиц по-прежнему обсуждается в литературе. Так, в работе [120] предлагалось применить методы, используемые при регистрации гравитационных волн, для измерения смещения мишени под действием силы, создаваемой интенсивным модулируемым пучком частиц. Как отмечают авторы [120], эксперимент такого типа позволяет наложить ограничения на возможные взаимодействия за рамками Стандартной модели, а также уточнить сечения ряда известных процессов.

Покажем теперь, что макроскопическая сила отдачи может возникать при ЭЗ. Рассмотрим радиоактивный образец, ядра которого захватывают электроны. Нейтрино будут уносить из образца импульс, в то время как конечные атомы с малой энергией E_R будут быстро тормозиться в образце и передавать ему импульс

отдачи (взаимодействием испущенного нейтрино с образцом и возможностью вылета атомов с поверхности образца пренебрегаем). В результате на весь образец эффективно будет действовать сила отдачи

$$\mathbf{F} = -\langle \dot{\mathbf{P}}_\nu \rangle, \quad (3.4)$$

где $\langle \dot{\mathbf{P}}_\nu \rangle$ — средний импульс, уносимый нейтринным излучением из образца в единицу времени. Если источник содержит N радиоактивных атомов, то

$$\dot{\mathbf{P}}_\nu = N\langle \dot{\mathbf{p}}_\nu \rangle, \quad (3.5)$$

где $\langle \dot{\mathbf{p}}_\nu \rangle$ — средний импульс, уносимый одним нейтрино в единицу времени.

В общем случае модуль импульса нейтрино связан с его энергией соотношением

$$p_\nu = \sqrt{(E_\nu/c)^2 - (m_\nu c)^2}, \quad (3.6)$$

так что $\langle \dot{\mathbf{p}}_\nu \rangle$ можно записать в виде

$$\langle \dot{\mathbf{p}}_\nu \rangle = \sqrt{(E_\nu/c)^2 - (m_\nu c)^2} \int d\Omega \cdot \mathbf{n}_\nu \cdot \frac{dw(\mathbf{n}_\nu)}{d\Omega}. \quad (3.7)$$

Здесь $d\Omega$ — элемент телесного угла, \mathbf{n}_ν — единичный вектор в направлении вылета нейтрино, $dw(\mathbf{n}_\nu)/d\Omega$ — угловое распределение нейтрино.

Таким образом, сила, действующая на образец, даётся формулой

$$\mathbf{F} = -N \sqrt{(E_\nu/c)^2 - (m_\nu c)^2} \int d\Omega \cdot \mathbf{n}_\nu \cdot \frac{dw(\mathbf{n}_\nu)}{d\Omega}. \quad (3.8)$$

Если нейтрино испускаются симметрично, то эта сила равна нулю. Если же распадающиеся ядра поляризованы, то нейтринное излучение будет испускаться асимметрично и возникнет ненулевая сила отдачи. В самом деле, в ЭЗ (как и в других слабых процессах) не сохраняется пространственная чётность, и поэтому существует корреляция между импульсом нейтрино и спином исходного ядра, т. е. анизотропия углового распределения нейтрино [121],

$$\frac{dW(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} (1 + BP \cos \theta), \quad (3.9)$$

где θ — угол между направлением вылета нейтрино и осью поляризации (осью z), P — поляризация ядер, B — коэффициент асимметрии. Если $B > 0$ ($B < 0$), то нейтрино вылетают преимущественно по (против) оси z .

Вторичные продукты ЭЗ испускаются за счёт электромагнитных процессов, в которых пространственная чётность сохраняется. Тем не менее, поскольку у атомов отдачи есть преимущественное направление вылета, из-за эффекта Доплера проекции импульса вторичных продуктов на ось z не будут полностью компенсироваться. Влияние вторичных продуктов, впрочем, невелико. Например, относительное изменение импульса отдачи иона, вызванное испусканием γ -кванта с энергией E_γ составит порядка $(E_\gamma/E_\nu) \cdot v/c$, где v — скорость атома отдачи. С учётом того, что (E_γ/E_ν) обычно составляет порядка единицы, а v/c не превышает $1.3 \cdot 10^{-4}$ (это скорость, приобретаемая атомом отдачи в процессе ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$), видно, что влиянием вторичных гамма-квантов можно пренебречь; аналогичный вывод можно сделать и о других вторичных продуктах. Дополнительно отметим, что часть вторичных частиц будет поглощаться в образце и не будет уносить импульс.

Итак, на радиоактивный источник, ядра которого поляризованы и нестабильны относительно ЭЗ, действует сила отдачи. Этот факт был впервые отмечен в работе [55]; там же было показано, что эта сила может быть измерена с помощью атомно-силового микроскопа. В последующей работе [56] рассматривалась возможность определения массы электронного нейтрино в рамках предложенного в [55] эксперимента.

К сожалению, в [55] был рассмотрен лишь один тип разрешённого перехода, гамов — теллеровский $J_i \rightarrow J_f = J_i - 1$, при этом особенности слабого взаимодействия были учтены (как и в работах [56; 122]) лишь на качественном уровне. А именно, для рассмотренного перехода было принято, что при полной поляризации начальных ядер вдоль оси z все нейтрино испускаются строго против этой оси (формирующийся при этом поток нейтрино был назван направленным пучком).

На самом деле, как было указано выше, угловое распределение нейтрино имеет вид (3.9). Далее в работе показано, что $B = -1$ в переходе $J_i \rightarrow J_i - 1$, так что при $P = 1$ нейтрино испускаются во всех направлениях, кроме $\theta = 0$, тогда как на угол $\theta = \pi$ приходится максимум углового распределения нейтрино. Таким образом, направление вылета нейтрино против оси поляризации является

лишь наиболее вероятным, но никак не единственным. Следовательно, в [55] степень направленности потока нейтрино была сильно переоценена. Соответственно был переоценён и средний импульс отдачи в каждом акте испускания нейтрино и, следовательно, сила отдачи, действующая на образец.

В данной главе проводится более точное вычисление силы отдачи от нейтринного излучения, возникающей в ЭЗ, рассматриваются способы измерения этой силы и анализируется её чувствительность к характеристикам нейтрино и параметрам электрослабых взаимодействий.

Далее представлен краткий вывод углового распределения нейтрино, испускаемых при захвате электронов поляризованными ядрами для произвольного разрешённого ядерного перехода $J_i \rightarrow J_f = J_i, J_i \pm 1, \pi_i = \pi_f$ с учётом массы нейтрино.

3.2 Угловое распределение нейтрино

Асимметрия испускания продуктов слабых распадов поляризованных ядер, обусловленная нарушением пространственной чётности, хорошо известна со времён пионерских работ [123; 124]. Как было сказано выше, для ЭЗ эта асимметрия впервые была вычислена в работе [121]. В недавней работе [24] этот результат был воспроизведён с учётом дополнительных вкладов, обусловленных возможным нарушением лоренц-инвариантности. Ниже приводится вывод дифференциальной вероятности ЭЗ для случая разрешённого ядерного перехода с учётом массы электронного нейтрино m_ν , так что $E^2 = p^2c^2 + m_\nu^2c^4$, где $E = E_{\nu nx}$ и $p = p_{\nu nx}$ — энергия и импульс нейтрино.

Пусть поляризованное ядро со спином $J_i \geq 1/2$ захватывает электрон с произвольной x -оболочки начального атома и переходит в n -е состояние $|nJ_fM_f\rangle$ конечного ядра со спином J_f и его проекцией M_f на ось z . Вектор состояния начального ядра описывается суперпозицией

$$|J_i\rangle = \sum_{M_i} a_{M_i}(J_i)|J_iM_i\rangle, \quad \sum_{M_i} |a_{M_i}(J_i)|^2 = 1 \quad (3.10)$$

по состояниям с проекциями M_i спина J_i на ось z .

Вероятность испускания нейтрино в рассматриваемом переходе в единицу времени в телесный угол $d\Omega$ в направлении \mathbf{n}_ν определяется правилом Ферми

$$dw_{nEC}(\mathbf{n}_\nu) = \sum_x dw_{nx}(\mathbf{n}_\nu) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{xM_f\sigma_e\sigma_\nu} \left| \langle nJ_fM_f | \sum_j \hat{h}_j(\sigma_e, \sigma_\nu) | J_i \rangle \right|^2 \frac{pEd\Omega}{(2\pi\hbar)^3 c^2}, \quad (3.11)$$

где

$$\hat{h}_j(\sigma_e, \sigma_\nu) = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} e^{-i\frac{\mathbf{p}_{\nu n x} \mathbf{r}_j}{\hbar}} (g_A \mathbf{j}(\sigma_e, \sigma_\nu) \boldsymbol{\sigma}_j + ig_V j_4(\sigma_e, \sigma_\nu)) \hat{\tau}_{j-} \quad (3.12)$$

есть гамильтониан слабого взаимодействия, действующий в пространстве нерелятивистских 2-компонентных волновых функций j -го нуклона (суммирование по j производится по всем нуклонам ядра) и соответствующий захвату электрона и испусканию нейтрино с проекциями σ_e и σ_ν спинов на ось z (далее в основном используются обозначения [125, Глава 10]; см. также [101; 126]). Здесь G_F — постоянная Ферми, V_{ud} — элемент матрицы смешивания кварков, g_V и g_A — векторный и аксиальный формфакторы нуклона, $j_\lambda(\sigma_e, \sigma_\nu)$ — составляющие 4-вектора лептонного тока ($\lambda = 1, 2, 3, 4$), $\mathbf{p}_{\nu n x}$ — импульс нейтрино, \mathbf{r}_j , $\boldsymbol{\sigma}_j$ и τ_{j-} — радиус-вектор, оператор спина и оператор, понижающий проекцию изоспина, j -го нуклона. Далее используется дипольное приближение: поскольку $p_{\nu n x} R / \hbar \ll 1$, где R — радиус ядра, отклонением экспоненты в (3.12) от единицы можно пренебречь.

Вероятность испускания нейтрино должна быть усреднена по спиновым состояниям ядер, захватывающих электроны. Направим ось z вдоль оси поляризации ядер. Тогда спиновая матрица плотности, усреднённая по ансамблю начальных ядер, диагональна,

$$\langle a_{M_i}(J_i) a_{M'_i}^*(J_i) \rangle = \langle |a_{M_i}(J_i)|^2 \rangle \delta_{M_i M'_i}, \quad (3.13)$$

а поляризация ядер обычным образом выражается через диагональные элементы:

$$P = \frac{\langle M_i \rangle}{J_i}, \quad \langle M_i \rangle = \sum_{M_i} M_i \langle |a_{M_i}(J_i)|^2 \rangle. \quad (3.14)$$

Поскольку расчёт в данном разделе ориентирован, главным образом, на угловую корреляцию, а не на точные выражения для вероятностей, то далее для простоты используется нерелятивистское приближение для захватываемых электронов, а ядро считается точечным. Тогда лептонный ток

$$j_\lambda(\sigma_e, \sigma_\nu) = i u_\nu^\dagger(\sigma_\nu) \gamma_4 \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u_e(\sigma_e) \psi_x(0) \quad (3.15)$$

определяется следующими биспинорами:

$$u_e(\sigma_e) = \begin{pmatrix} \varphi_e(\sigma_e) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_\nu(\sigma_\nu) = \sqrt{\frac{E + m_\nu c^2}{2E}} \begin{pmatrix} \varphi_\nu(\sigma_\nu) \\ \frac{c \boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}}{E + m_\nu c^2} \varphi_\nu(\sigma_\nu) \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

где φ_e, φ_ν — двухкомпонентные спиноры, $\psi_x(0)$ — радиальная волновая функция захватываемого электрона в x -состоянии в начале координат (на точечном ядре). Фазы ядерных волновых функций выбираются так, что матричные элементы, входящие в (3.11), действительны [127, § 1В-2]. Пользуясь теоремой Вигнера — Экарта, выразим их через приведённые матричные элементы в соответствии с определением [125, Глава 10],

$$\langle n J_f M_f | \sum_j \sigma_{jq} \hat{\tau}_{j-} | J_i M_i \rangle = \sqrt{\frac{2J_i + 1}{2J_f + 1}} C_{J_i M_i 1 q}^{J_f M_f} M_{GT}(n J_f J_i), \quad (3.17)$$

$$\langle n J_f M_f | \sum_j \hat{\tau}_{j-} | J_i M_i \rangle = \delta_{J_f J_i} \delta_{M_f M_i} M_F(n J_i J_i). \quad (3.18)$$

Дифференциальную вероятность испускания нейтрино в единицу времени (3.11) и связанное с ней угловое распределение нейтрино (3.9) удобно представить в виде следующих общих выражений:

$$\frac{dw_{nEC}(\theta)}{d\Omega} = \frac{w_{nEC}}{4\pi} (1 + \eta_n B_n P \cos \theta), \quad \frac{dW(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{w_{nEC}} \frac{dw_{nEC}(\theta)}{d\Omega}, \quad (3.19)$$

где $w_{nEC} = \sum_x w_{nx}$ — полная вероятность перехода $|J_i\rangle \rightarrow |n J_f\rangle$, обусловленного электронным захватом, в единицу времени. Отношение $P_{nx} = w_{nx}/w_{nEC}$

определяет вероятность захвата электрона с x -оболочки. Множитель

$$\eta_n = \frac{c \sum_x p_{\nu n x}^2 |\psi_x(0)|^2}{\sum_x p_{\nu n x} E_{\nu n x} |\psi_x(0)|^2} \quad (3.20)$$

меньше единицы при $m_\nu \neq 0$ и равен единице для безмассового нейтрино. В случае чистых гамов — теллеровских переходов $J_i \rightarrow J_f = J_i \pm 1$ (если $J_i = 1/2$, то возможен только переход $J_i = 1/2 \rightarrow J_f = J_i + 1 = 3/2$) имеем

$$w_{nEC} = \phi_n g_A^2 M_{GT}^2(nJ_f J_i), \quad B_n = \begin{cases} \frac{J_i}{J_i + 1}, & J_f = J_i + 1, \\ -1, & J_f = J_i - 1, \end{cases} \quad (3.21)$$

где

$$\phi_n = \frac{(G_F V_{ud})^2}{\pi \hbar^4 c^2} \sum_x p_{\nu n x} E_{\nu n x} |\psi_x(0)|^2. \quad (3.22)$$

Если же $J_f = J_i$, и имеет место смешанный фермиевский и гамов — теллеровский переход, то

$$w_{nEC} = \phi_n (g_A^2 M_{GT}^2(nJ_i J_i) + g_V^2 M_F^2(nJ_i J_i)), \quad B_n = -\frac{1 + 2\sqrt{J_i(J_i + 1)} \xi_n}{(J_i + 1)(1 + \xi_n^2)}, \quad (3.23)$$

где

$$\xi_n = \frac{g_V M_F(nJ_i J_i)}{g_A M_{GT}(nJ_i J_i)}. \quad (3.24)$$

Зависимость коэффициента асимметрии B_n (3.23) от параметра ξ_n (3.24) при фиксированном J_i представлена на рис. 3.1. Отметим, что максимальное (при $\xi_{n1} = -\sqrt{(J_i + 1)/J_i}$) и минимальное (при $\xi_{n2} = \sqrt{J_i/(J_i + 1)}$) значения B_n совпадают с результатами (3.21) для случаев $J_f = J_i + 1$ и $J_f = J_i - 1$.

Для безмассового нейтрино полученные результаты совпадают с результатами, приведёнными в работах [24; 121]. Ясно, что влияние массы нейтрино чрезвычайно мало, поэтому в последующих разделах нейтрино предполагается безмассовым, за исключением раздела, посвящённого обсуждению возможности измерения m_ν .

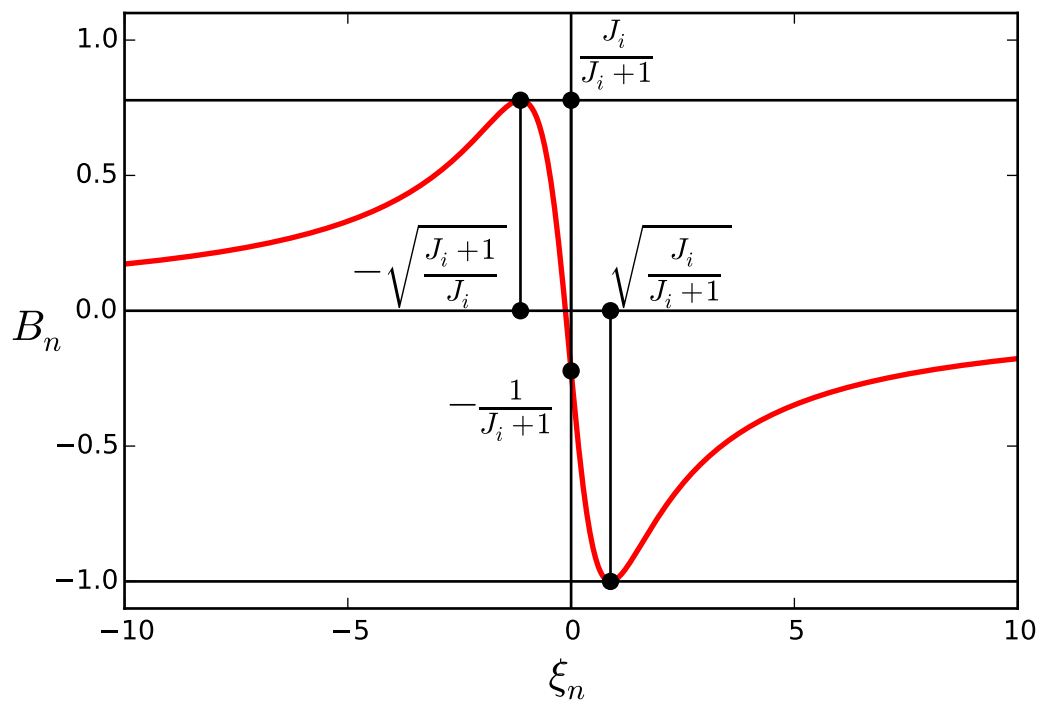


Рисунок 3.1. Зависимость коэффициента асимметрии B_n от параметра ξ_n (3.24) для случая смешанных фермиевских и гамов — теллеровских переходов ($J_f = J_i$). Характерные точки отмечены на графике. Кривая построена для значения $J_i = 7/2$.

3.3 Сила отдачи от нейтринного излучения

В общем случае атом с протоноизбыточным ядром неустойчив относительно ЭЗ и β^+ -распада; пусть I_{nEC} и $I_{n\beta^+}$ — относительные интенсивности распада по этим каналам с переходом в n -е состояние конечного ядра ($\sum_n I_{nEC} + \sum_n I_{n\beta^+} = 1$). Выделим один такой разрешённый переход, обусловленный ЭЗ. Его вероятность в единицу времени $w_{nEC} = I_{nEC} \ln 2 / T_{1/2}$ определяется интенсивностью I_{nEC} и периодом полураспада $T_{1/2}$ радиоактивного атома. Отметим, что образец, содержащий N радиоактивных атомов, обладает активностью $\alpha = N \ln 2 / T_{1/2}$.

Составляющая $F_{nz} = \Delta P_{nz} / \Delta t$ силы отдачи вдоль оси z , действующая на образец и обусловленная выделенным переходом, задана импульсом

$$\Delta P_{nz} = -N \Delta t \oint \frac{E_{\nu n} \cos \theta}{c} dw_{nEC}(\theta), \quad (3.25)$$

переданным образцу за время Δt . Сюда входит энергия нейтрино, усреднённая по атомным оболочкам x ,

$$E_{\nu n} = \sum_x P_{nx} E_{\nu nx}, \quad (3.26)$$

так что $p_{nz} = E_{\nu n} \cos \theta / c$ — это z -составляющая среднего импульса нейтрино, испускающегося под углом θ . Подставляя в (3.25) выражение (3.19) для дифференциальной вероятности испускания нейтрино в единицу времени $dw_{nEC}(\theta)$ и интегрируя по $d\Omega$, получим

$$F_{nz} = -\frac{N I_{nEC} \ln 2 E_{\nu n} B_n P}{3 c T_{1/2}} = -\frac{\alpha I_{nEC} E_{\nu n} B_n P}{3 c}. \quad (3.27)$$

Таким образом, сила отдачи, обусловленная асимметрией испускания нейтрино в ЭЗ с переходом в n -е состояние конечного ядра, определяется произведением активности образца α , относительной интенсивности I_{nEC} , энергии нейтрино $E_{\nu n}$, коэффициента асимметрии B_n и поляризации ядер P . Данный результат был получен в работе [62], где рассматривался случай чистых гамов — теллеровских переходов; отметим, что он отличается от полученного в [55] множителем $1/3$.

В постоянном магнитном поле \mathbf{B} , направленном вдоль оси z , при температуре T поляризация P (3.14) начальных ядер обусловлена неравномерным засе-

лением ядерных состояний с проекциями M_i спина J_i на ось z ; заселённости этих состояний определяются распределением Больцмана,

$$\langle |a_{M_i}(J_i)|^2 \rangle \sim e^{-\frac{E_{M_i}}{k_B T}}, \quad (3.28)$$

где $E_{M_i} = -\mu B M_i / J_i$ — энергия состояния с проекцией M_i , μ — магнитный момент ядра, k_B — постоянная Больцмана. Вычисление по формуле (3.14) с учётом (3.10) даёт (см., например, работу [128])

$$P = \left(1 + \frac{1}{2J_i}\right) \operatorname{cth} \left(\beta \left(1 + \frac{1}{2J_i}\right) \right) - \frac{1}{2J_i} \operatorname{cth} \left(\frac{\beta}{2J_i} \right), \quad \beta = \frac{\mu B}{k_B T}. \quad (3.29)$$

Поскольку магнитные моменты ядер невелики (порядка ядерного магнетона μ_N), то, как правило, даже в сильном магнитном поле \mathbf{B} при достаточно низкой температуре T величина β мала. В самом деле, пусть $B_0 = 1$ Тл и $T_0 = 1$ К, тогда

$$\beta_0 \equiv \frac{\mu_N B_0}{k_B T_0} = 3.658 \cdot 10^{-4}. \quad (3.30)$$

В случае $\beta \ll 1$ поляризация (3.29) и z -компонента магнитного момента образца $M_z = N\mu P$ принимают вид

$$P \simeq \frac{\beta(J_i + 1)}{3J_i}, \quad M_z \simeq \frac{N J_i (J_i + 1) \hbar^2 \gamma^2 B}{3k_B T}, \quad (3.31)$$

где $\gamma = \mu / (\hbar J_i)$ — ядерное гиромагнитное отношение. С понижением температуры магнитный момент (вместе с поляризацией) увеличивается по закону Кюри $M_z \sim 1/T$.

Считая, что $\mu B \ll k_B T$, и пользуясь формулой (3.31) для поляризации P , представим силу отдачи (3.27), действующую на образец массой m , состоящий из одинаковых радиоактивных атомов, в следующем виде:

$$F_{nz} = -m \frac{B[\text{Тл}]}{T[\text{К}]} C_n f_n, \quad (3.32)$$

где $B[\text{Тл}]$ — магнитное поле в теслах, $T[\text{К}]$ — температура в кельвинах, коэффициент

$$C_n = B_n \frac{J_i + 1}{J_i} = \begin{cases} 1, & J_f = J_i + 1, \\ -\frac{1 + 2\sqrt{J_i(J_i + 1)} \xi_n}{J_i(1 + \xi_n^2)}, & J_f = J_i, \\ -\frac{J_i + 1}{J_i}, & J_f = J_i - 1 \end{cases} \quad (3.33)$$

определяется спинами начального и конечного ядер и типом перехода, тогда как силовой параметр

$$f_n = \frac{\beta_0 I_{nEC} \ln 2}{9 T_{1/2}} \cdot \frac{E_{\nu n}}{m_i c} \cdot \frac{\mu}{\mu_N}, \quad (3.34)$$

зависит от характеристик перехода и начального атома, в том числе от его массы m_i .

Поскольку коэффициент B_n (как и коэффициент C_n) может быть как положительным, так и отрицательным, то вклады от нескольких переходов будут, вообще говоря, частично компенсировать друг друга. Далее в основном обсуждается простейший случай, когда имеется один выделенный разрешённый переход с относительной интенсивностью $I_{nEC} \geq 0.98$ (тогда вклад не учитываемых переходов в силу отдачи не будет превосходить 2 %, что сравнимо с прочими неопределённостями).

Особенно прост случай гамов — теллеровского перехода, для которого коэффициент B_n известен точно. В случае $J_i \rightarrow J_i - 1$ имеем $B_n = -1$ (это даёт для силы (3.29) выражение, которое отличается от приведённого в [55] множителем $1/3$). Поскольку в переходе $J_i \rightarrow J_i + 1$ коэффициент B_n (3.21) лишь несколько меньше единицы, то сила отдачи имеет тот же порядок величины, что и в переходах $J_i \rightarrow J_i - 1$. Что касается смешанных переходов $J_i \rightarrow J_i$, для них коэффициент B_n может оказаться сравнимым с единицей по абсолютной величине при благоприятных значениях параметра ξ_n (3.24) (в принципе возможно даже значение $B_n = -1$, если $\xi_n = \xi_{n2} = \sqrt{J_i/(J_i + 1)}$).

Сказанное выше означает, что представленный в [55] список изотопов, которые можно использовать в эксперименте по измерению отдачи от нейтринного излучения, можно расширить.

3.4 Изотопы-источники

Круг ядер с ненулевым спином, распадающихся посредством ЭЗ исключительно ($I_{nEC} = 1$) или преимущественно ($I_{nEC} \geq 0.98$) на единственное состояние конечного ядра, причём такое, что переход является разрешённым, не так уж и велик. Список таких изотопов, распадающихся за счёт гамов — теллеровского перехода, уже приводился в разделе 2.4.

В данном разделе используются несколько иные критерии отбора изотопов. Во-первых, не накладываётся явно ограничение сверху на период полураспада, во-вторых, рассматриваются лишь начальные ядра, находящиеся в основных состояниях, в-третьих, на силовой параметр f_n накладываётся дополнительное условие, о котором будет сказано позже (см. (3.45); эффективно это условие всё же отбирает относительно короткоживущие ядра). Результатом является список изотопов, распадающихся посредством гамов — теллеровских переходов либо на основные, либо на возбуждённые состояния конечных ядер (см. таблицы 6 и 7).

Если рассматривать переходы между ядерными состояниями с одинаковыми ненулевыми спинами и чётностями (т. е. смешанные фермиевские и гамов — теллеровские переходы), то лишь два изотопа удовлетворяют аналогичным ограничениям (одно из веществ, аргон, является газом при нормальных условиях, но затвердевает при температурах ниже 83.85 К), см. верхнюю часть таблицы 8. В обоих случаях имеют место переходы в основные состояния конечных ядер с относительной вероятностью $I_{EC} = 1$. Кроме того, в таблицу включены ещё три изотопа, которые совершают два ядерных перехода (один — в основное, а другой — в возбуждённое состояние конечного ядра) с суммарной интенсивностью $I_{EC} \geq 0.98$, см. нижнюю часть таблицы 8. При этом один из переходов является чистым гамов — теллеровским, тогда как другой — смешанным фермиевским и гамов — теллеровским.

В таблицах 6, 7, 8 представлены основные характеристики распадающихся ядер (период полураспада $T_{1/2}$, магнитный момент μ) и каждого отобранного перехода (относительная вероятность перехода I_{nEC} , энергия возбуждения конечного ядра E_n^* , энергетический выход Q_{nEC} , энергия нейтрино $E_{\nu n}$). Эти данные использованы для расчёта силового параметра f_n (его значения также приведены

Таблица 6. Список гамов — теллеровских переходов из начального ядра ${}^A X_i$ в основное состояние ($n = 0$) конечного ядра ${}^A X_f$, обусловленных электронным захватом. Приведены период полураспада $T_{1/2}$ и магнитный момент μ исходного ядра, относительная вероятность перехода I_{nEC} , энергия возбуждения E_n^* конечного ядра, энергетический выход реакции Q_{nEC} , энергия нейтрино $E_{\nu n}$, силовой параметр f_n , минимальные значения массы образца m_{\min} , числа радиоактивных атомов N_{\min} , активности образца α_{\min} , тепловых мощностей, создаваемых вторичными электронами и всеми вторичными продуктами W_e^{\min} и W_t^{\min} (подробности даны в тексте), равновесная поляризация P начальных ядер при $B = 10$ Тл и $T = 1$ К. В верхней части таблицы приведены изотопы с $m_{\min} < m_0 = 10^{-10}$ г, в нижней — с $m_{\min} > m_0$ (см. комментарии в тексте).

${}^A X_i \rightarrow {}^A X_f$ $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$T_{1/2}$ $I_{0EC}, \%$	μ/μ_N $E_0^*, \text{кэВ}$	$Q_{0EC}, \text{кэВ}$ $E_{\nu 0}, \text{кэВ}$	$f_0, \text{Н/Г}$ $m_{\min}, \text{Г}$	N_{\min} $\alpha_{\min}, \text{МБк}$	$W_e^{\min}, W_t^{\min}, \text{нВт}$ $P, \%$
${}^{163}\text{Er} \rightarrow {}^{163}\text{Ho}$ $5/2^- \rightarrow 7/2^-$	75.0 мин 99.89	+0.557 0	1211 1164	$8.0 \cdot 10^{-9}$ $1.3 \cdot 10^{-12}$	$4.6 \cdot 10^9$ 0.71	0.73, 5.39 0.10
${}^{135}\text{La} \rightarrow {}^{135}\text{Ba}$ $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	19.5 ч 98.1	+3.70 0	1207 1175	$4.1 \cdot 10^{-9}$ $3.6 \cdot 10^{-12}$	$1.6 \cdot 10^{10}$ 0.16	0.15, 0.81 0.63
${}^{165}\text{Er} \rightarrow {}^{165}\text{Ho}$ $5/2^- \rightarrow 7/2^-$	10.36 ч 100	+0.643 0	377 332	$3.1 \cdot 10^{-10}$ $3.2 \cdot 10^{-11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$ 2.16	1.85, 15.9 0.11
${}^{131}\text{Cs} \rightarrow {}^{131}\text{Xe}$ $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	9.69 сут 100	+3.543 0	355 325	$9.5 \cdot 10^{-11}$ $7.5 \cdot 10^{-11}$	$3.4 \cdot 10^{11}$ 0.29	0.23, 1.35 0.60
${}^{71}\text{Ge} \rightarrow {}^{71}\text{Ga}$ $1/2^- \rightarrow 3/2^-$	11.43 сут 100	+0.547 0	233 223	$1.6 \cdot 10^{-11}$ $6.3 \cdot 10^{-10}$	$5.4 \cdot 10^{12}$ 3.77	2.87, 5.57 0.20
${}^{55}\text{Fe} \rightarrow {}^{55}\text{Mn}$ $3/2^- \rightarrow 5/2^-$	2.74 года 100	+2.7 0	231 225	$1.2 \cdot 10^{-12}$ $8.6 \cdot 10^{-9}$	$9.5 \cdot 10^{13}$ 0.76	0.48, 0.71 0.55
${}^{179}\text{Ta} \rightarrow {}^{179}\text{Hf}$ $7/2^+ \rightarrow 9/2^+$	1.82 года 100	+2.289 0	106 71	$1.4 \cdot 10^{-13}$ $7.0 \cdot 10^{-8}$	$2.4 \cdot 10^{14}$ 2.84	2.08, 15.9 0.36

Таблица 7. Список гамов — теллеровских переходов из начального ядра ${}^A X_i$ в n -е возбуждённое состояние конечного ядра ${}^A X_f$, обусловленных электронным захватом. Представленные величины $T_{1/2}$, μ , I_{nEC} , E_n^* , Q_{nEC} , $E_{\nu n}$, f_n , m_{\min} , N_{\min} , α_{\min} , W_e^{\min} , W_t^{\min} , и P — те же, что в таблице 6. Магнитные моменты ядер ${}^{179}\text{W}$ и ${}^{103}\text{Pd}$ неизвестны; для оценок они были взяты равными μ_N . В верхней части таблицы приведены изотопы с $m_{\min} < m_0 = 10^{-10}$ г, в нижней — с $m_{\min} > m_0$ (см. комментарии в тексте).

${}^A X_i \rightarrow {}^A X_f^*$ $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$T_{1/2}$ $I_{nEC}, \%$	μ/μ_N $E_n^*, \text{кэВ}$	$Q_{nEC}, \text{кэВ}$ $E_{\nu n}, \text{кэВ}$	$f_n, \text{Н/Г}$ $m_{\min}, \text{Г}$	N_{\min} $\alpha_{\min}, \text{МБк}$	$W_e^{\min}, W_t^{\min}, \text{нВт}$ $P, \%$
${}^{179}\text{W} \rightarrow {}^{179}\text{Ta}^*$ $7/2^- \rightarrow 9/2^-$	37.05 мин 99.2	(1) 30.7	1032 975	$2.2 \cdot 10^{-8}$ $4.5 \cdot 10^{-13}$	$1.5 \cdot 10^9$ 0.48	1.17, 6.60 0.16
${}^{107}\text{Cd} \rightarrow {}^{107}\text{Ag}^*$ $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	6.50 ч 99.7	-0.615 93.1	1323 1301	$2.9 \cdot 10^{-9}$ $3.5 \cdot 10^{-12}$	$2.0 \cdot 10^{10}$ 0.58	7.91, 10.7 0.10
${}^{119}\text{Sb} \rightarrow {}^{119}\text{Sn}^*$ $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	38.2 ч 100	+3.450 23.9	567 542	$1.0 \cdot 10^{-9}$ $6.9 \cdot 10^{-12}$	$3.5 \cdot 10^{10}$ 0.18	0.61, 1.39 0.59
${}^{111}\text{In} \rightarrow {}^{111}\text{Cd}^*$ $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$	2.805 сут 100	+5.503 416.6	443 420	$7.8 \cdot 10^{-10}$ $1.1 \cdot 10^{-11}$	$5.7 \cdot 10^{10}$ 0.16	0.84, 11.5 0.82
${}^{103}\text{Pd} \rightarrow {}^{103}\text{Rh}^*$ $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	16.99 сут 99.9	(1) 39.7	535 514	$3.1 \cdot 10^{-11}$ $3.2 \cdot 10^{-10}$	$1.9 \cdot 10^{12}$ 0.90	5.77, 8.62 0.17
${}^{57}\text{Co} \rightarrow {}^{57}\text{Fe}^*$ $7/2^- \rightarrow 5/2^-$	271.7 сут 99.8	+4.720 136.5	700 692	$2.2 \cdot 10^{-11}$ $3.5 \cdot 10^{-10}$	$3.7 \cdot 10^{12}$ 0.11	0.31, 2.51 0.74
${}^{54}\text{Mn} \rightarrow {}^{54}\text{Cr}^*$ $3^+ \rightarrow 2^+$	312.2 сут 100	+3.282 834.8	542 537	$1.1 \cdot 10^{-11}$ $6.8 \cdot 10^{-10}$	$7.6 \cdot 10^{12}$ 0.20	0.13, 26.4 0.53
${}^{73}\text{As} \rightarrow {}^{73}\text{Ge}^*$ $3/2^- \rightarrow 1/2^-$	80.30 сут 100	+1.63 66.7	278 268	$7.8 \cdot 10^{-12}$ $7.7 \cdot 10^{-10}$	$6.3 \cdot 10^{12}$ 0.63	5.82, 7.75 0.33
${}^{125}\text{I} \rightarrow {}^{125}\text{Te}^*$ $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	59.41 сут 100	2.821 35.5	150 124	$5.0 \cdot 10^{-12}$ $1.4 \cdot 10^{-9}$	$7.0 \cdot 10^{12}$ 0.94	2.49, 9.3 0.48
${}^{139}\text{Ce} \rightarrow {}^{139}\text{La}^*$ $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$	137.63 сут 100	1.06 165.9	113 84	$4.9 \cdot 10^{-13}$ $2.1 \cdot 10^{-8}$	$8.9 \cdot 10^{13}$ 5.21	26.7, 162.7 0.22
${}^{109}\text{Cd} \rightarrow {}^{109}\text{Ag}^*$ $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	461.9 сут 100	-0.828 88.0	127 106	$1.8 \cdot 10^{-13}$ $5.5 \cdot 10^{-8}$	$3.0 \cdot 10^{14}$ 5.26	68.4, 92.1 0.14

Таблица 8. Список смешанных фермиевских и гамов — теллеровских переходов из начального ядра ${}^A X_i$ в n -е возбуждённое состояние конечного ядра ${}^A X_f$, обусловленных электронным захватом (для изотопов из нижней части таблицы также имеют место чистые гамов — теллеровские переходы; подробнее см. текст). Представленные величины $T_{1/2}$, μ , I_{nEC} , E_n^* , Q_{nEC} , $E_{\nu n}$, f_n — те же, что в таблице 6; m , N , α , W_e и W_t — масса образца, число радиоактивных атомов, активность образца, тепловые мощности, создаваемые вторичными электронами и всеми вторичными продуктами (подробности даны в тексте), F_n — сила отдачи в случае чистых гамов — теллеровских переходов и максимально возможная сила отдачи в случае смешанных фермиевских и гамов — теллеровских переходов.

${}^A X_i \rightarrow {}^A X_f$ $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$T_{1/2}$ $I_{nEC}, \%$	μ/μ_N $E_n^*, \text{кэВ}$	$m, \text{г}$ $Q_{nEC}, \text{кэВ}$	N $E_{\nu n}, \text{кэВ}$	$\alpha, \text{МБк}$ $f_n, \text{Н/г}$	$W_e, W_t, \text{нВт}$ $F_n, \text{Н}$
${}^{37}\text{Ar} \rightarrow {}^{37}\text{Cl}$ $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$	35.01 сут 100	+1.145 0	$1.0 \cdot 10^{-10}$ 814	$1.6 \cdot 10^{12}$ 811	0.37 $7.5 \cdot 10^{-11}$	0.12, 0.15 $1.3 \cdot 10^{-19}$
${}^{49}\text{V} \rightarrow {}^{49}\text{Ti}$ $7/2^- \rightarrow 7/2^-$	330 сут 100	4.47 0	$1.0 \cdot 10^{-9}$ 602	$1.2 \cdot 10^{13}$ 597	0.30 $1.7 \cdot 10^{-11}$	0.16, 0.21 $2.2 \cdot 10^{-19}$
${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}^*, {}^7\text{Li}$ $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ $3/2^- \rightarrow 3/2^-$	53.22 сут 10.44 89.56	-1.399 477.6 0	$1.0 \cdot 10^{-10}$ 384 862	$8.6 \cdot 10^{12}$ 384 862	1.29 $1.6 \cdot 10^{-11}$ $3.0 \cdot 10^{-10}$	0.00, 10.4 $0.3 \cdot 10^{-19}$ $5.1 \cdot 10^{-19}$
${}^{51}\text{Cr} \rightarrow {}^{51}\text{V}^*, {}^{51}\text{V}$ $7/2^- \rightarrow 5/2^-$ $7/2^- \rightarrow 7/2^-$	27.70 сут 9.93 90.07	-0.93 320.1 0	$1.0 \cdot 10^{-9}$ 432 752	$1.2 \cdot 10^{13}$ 427 748	3.42 $3.0 \cdot 10^{-12}$ $4.7 \cdot 10^{-11}$	2.00, 20.1 $0.4 \cdot 10^{-19}$ $6.0 \cdot 10^{-19}$
${}^{65}\text{Zn} \rightarrow {}^{65}\text{Cu}^*, {}^{65}\text{Cu}$ $5/2^- \rightarrow 5/2^-$ $5/2^- \rightarrow 3/2^-$	243.9 сут 50.04 48.54	+0.769 1115.6 0	$1.0 \cdot 10^{-7}$ 236 1352	$9.3 \cdot 10^{14}$ 228 1344	30.50 $5.8 \cdot 10^{-13}$ $3.3 \cdot 10^{-12}$	22.6, 2766.4 $8.1 \cdot 10^{-19}$ $46.5 \cdot 10^{-19}$

в таблицах) и других существенных величин. Численные значения всех характеристик взяты со справочного сайта МАГАТЭ [106].

Отдельного комментария заслуживает энергия нейтрино $E_{\nu n}$ (3.26), усреднённая по x . На сайте [106] эта величина приведена для некоторых изотопов, но не для всех. При этом для изотопов ${}^7\text{Be}$ и ${}^{51}\text{Cr}$ (см. таблицу 8) приведена энергия нейтрино, усреднённая не только по x , но и по n (при том, что для изотопа ${}^{65}\text{Zn}$ не приведено и этого). Однако энергии $E_{\nu nx}$ (3.1) легко могут быть рассчитаны для $x = K, L, M$ с использованием данных [129] по энергиям возбуждения E_x конечных атомов с дырками в x -оболочках. В то же время на сайте [106] для всех рассматриваемых переходов приведены численные значения вероятностей P_{nK} и P_{nL} захвата электрона с K - и L -оболочек. Поэтому для каждого перехода энергию $E_{\nu n}$ (3.26) можно вычислить, принимая, что $P_{nM} = 1 - P_{nK} - P_{nL}$. Рассчитанные таким образом значения согласуются с данными, приведёнными на сайте [106] (в случаях, когда значения $E_{\nu n}$ даны явно).

Похожие вычисления были также выполнены для энергий вторичных продуктов ЭЗ и соответствующих им тепловых мощностей. Если переход идёт в основное состояние конечного ядра, то вся выделяющаяся энергия распределяется между нейтрино и энергией возбуждения конечных атомов: $\Delta(mc^2) = E_{\nu 0x} + E_x$ (см. (3.1); энергией отдачи E_R пренебрегаем). В свою очередь энергия E_x распределяется между вторичными продуктами — рентгеновскими квантами и оже-электронами, которые испускаются возбуждёнными конечными атомами. Если же переход идёт в возбуждённое состояние конечного ядра, то $\Delta(mc^2) = E_{\nu nx} + E_n^* + E_x$. При этом энергия ядерного возбуждения E_n^* также распределяется между вторичными продуктами — γ -квантами, конверсионными электронами, а также дополнительными рентгеновскими квантами и оже-электронами, которые испускаются при заполнении дырок в K -, L -, M -, ... оболочках конечного атома, образовавшихся из-за вылета конверсионных электронов. Полная энергия вторичных продуктов распада определяется формулой

$$E_t = E_n^* + \sum_x P_{nx} E_x; \quad (3.35)$$

соответствующая ей полная тепловая мощность, выделяющаяся в образце есть

$$W_t = \alpha I_{nEC} E_t. \quad (3.36)$$

Существенным, однако, является вопрос о том, какая часть энергии E_t приходится на электроны (обозначим её E_e). Как было отмечено в [55], установка может быть сконструирована так, что рентгеновское и γ -излучения не будут поглощаться в образце и охлаждаемой части. Следовательно, выделяемая тепловая мощность будет определяться преимущественно вторичными электронами. Для всех рассматриваемых изотопов и переходов значения E_e и соответствующих им тепловых мощностей

$$W_e = \alpha I_{nEC} E_e \quad (3.37)$$

были вычислены с помощью приведённых на сайте [106] интегральных и дифференциальных данных по энергиям и интенсивностям вторичных процессов.

3.5 Предложения по измерению силы отдачи

В работах [55; 56] было предложено измерять силу отдачи от нейтринного излучения с помощью атомно-силового микроскопа. Обсудим измерение силы с помощью подобных устройств более детально. Ключевым элементом атомно-силового микроскопа является кантилевер, представляющий из себя жёсткую балку, один конец которой закреплён, а на другом располагается наконечник (см., например, [130]). Пусть кантилевер сделан из материала с модулем Юнга E и имеет длину l , ширину w и толщину t . Сила F , приложенная к свободному концу кантилевера, и его смещение z связаны законом Гука $z = F/k$, где жёсткость k кантилевера определяется формулой:

$$k \simeq \frac{Ewt^3}{4l^3}. \quad (3.38)$$

Существуют два основных режима работы силового микроскопа: контактный и неконтактный. В контактном режиме кантилевер движется над поверхностью, находясь на малом расстоянии от неё; по смещению его свободного конца с наконечником устанавливается сила, действующая на этот наконечник. В неконтактном режиме наконечник на конце кантилевера осциллирует с собственной частотой ω_c с некоторой амплитудой, находясь на более далёком расстоянии от поверхности,

при этом, например, может быть измерен градиент силы по сдвигу частоты колебаний.

В работе [131] атомно-силовой микроскоп с кантилевером с жёсткостью 0.2 Н/м использовался в контактном режиме, точность измерения силы при этом составила 10^{-12} Н. Основываясь на данном результате, авторы [55] оценили массу образца ^{119}Sb , на который будет действовать сила отдачи от нейтринного излучения $F = 10^{-12}$ Н при 100 % поляризации ядер. Воспроизводя эту оценку согласно формуле (3.27) при $B_n = -1$, $E_\nu = 542$ кэВ и $I_{EC} = 1$ (см. таблицу 7), получим активность $\alpha = 10.4$ ГБк, число атомов $N = 2.1 \cdot 10^{15}$ и массу образца $m = 4.1 \cdot 10^{-7}$ г (эти значения для α , N и m в 3 раза превосходят соответствующие значения из [55], поскольку, как выше было сказано, выражение (3.27) для силы содержит дополнительный фактор 1/3). Масса образца сравнима с массой кремниевого наконечника кантилевера $m_t = 1.4 \cdot 10^{-7}$ г, вычисленной в [55] по данным, приведённым в [131]. Таким образом, если принять аргументы [55] в пользу того, что поляризация ядер ^{119}Sb может быть сделана сравнимой с единицей за счёт использования очень сильных внутриатомных магнитных полей и очень низких температур, так что $\mu B \sim k_B T$ (этот вариант обсуждается ниже), то для указанного изотопа сурьмы ситуация выглядит достаточно оптимистичной. Если же ориентироваться на случай $\mu B \ll k_B T$ с относительно низкой поляризацией ядер, то уровень 10^{-12} Н для силы отдачи представляется нереалистичным как для ^{119}Sb , так и для других изотопов.

Однако использование осциллирующего кантилевера в неконтактном режиме позволяет измерять силы, значительно меньшие, чем 10^{-12} Н. Так, в частности, обстоит дело в магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ) [130; 132–134]. В одной из разновидностей этого метода образец с магнитным моментом M_z прикрепляется к кантилеверу; при этом измеряется сила, действующая на него в неоднородном магнитном поле с градиентом $\nabla B(z)$. Магнитный момент образца может быть обусловлен либо неспаренными электронами, либо ядрами с ненулевыми спинами (и магнитными моментами). Соответственно можно воспользоваться методами электронного парамагнитного резонанса или ядерного магнитного резонанса (ЯМР). А именно, действуя на образец особым образом модулированным переменным магнитным полем (для ЯМР — с частотой ω_{rf} близкой к $\omega_{\text{NMR}} = \gamma B$), можно заставить осциллировать магнитный момент образца M_z с некоторой частотой ω . В случае ЯМР можно воспользоваться циклической

адиабатической инверсией (подробнее см. работу [133]). Тогда сила

$$F_z = M_z \nabla B(z) \quad (3.39)$$

также будет меняться с той же частотой ω . При $\omega = \omega_c$ будет наблюдаться резонанс, в котором амплитуда отклонения кантилевера под действием силы с амплитудой F_0 достигает максимального значения $z_0 = QF_0/k$, где Q — добротность кантилевера. Таким образом, при заданной точности измерения смещения чувствительность к силе возрастает в Q раз. Это один из способов регистрации магнитного резонанса, использующийся в МРСМ. Преимущество такого метода заключается в его высокой чувствительности: магнитный резонанс в этом случае наблюдается в очень малых образцах вещества, для которых не действуют стандартные методы регистрации.

В контексте обсуждаемого эксперимента по измерению силы отдачи важно следующее. Пусть образец, состоящий из N радиоактивных атомов, неустойчивых к ЭЗ, и прикреплённый к кантилеверу, находится в постоянном и однородном магнитном поле \mathbf{B} . Равновесная поляризация ядер P определяется формулой (3.29) или, в случае $\mu B \ll k_B T$, формулой (3.31). Используя циклическую адиабатическую инверсию, можно инициировать осцилляции магнитного момента $M_z = N\mu P$ образца на резонансной частоте кантилевера ω_c . Но осцилляции есть по сути осцилляции поляризации P . Поэтому осциллирующей будет и сила отдачи от нейтринного излучения (3.27), пропорциональная P . В этом случае формулы (3.27) и (3.32) определяют, фактически, амплитуду $F_n = |F_{nz}|$ колебаний этой силы.

Таким образом, сила отдачи может быть измерена точно так же, как сила, действующая на намагниченный образец в методе МРСМ. Конечно, однородность магнитного поля должны быть достаточно высокой для того, чтобы магнитная сила (3.39) была значительно меньше силы отдачи от нейтринного излучения.

Ограничения описанного метода связаны в основном с тепловыми флуктуациями [133]. При заданной температуре T минимальная измеримая сила определяется следующим выражением [132, формула (4.10a)] (см. также [133; 135]):

$$F_{\min} = \sqrt{\frac{4kk_B T \Delta\nu}{Q\omega_c}}, \quad (3.40)$$

где $\Delta\nu$ — ширина измерительной полосы. Принимая её для оценок равной половине ширине резонанса на половине высоты, $\Delta\nu = \omega_c/(2Q)$ (это эквивалентно условию $\Delta\nu = 1/\tau$, где $\tau = 2Q/\omega_c$ — характерное время затухания осциллятора), получим

$$F_{\min} = \frac{\sqrt{2kk_B T}}{Q}. \quad (3.41)$$

Из (3.41) видно, что чувствительность к силе может быть повышена путём увеличения добротности осциллятора Q , понижения температуры T и уменьшения коэффициента жёсткости кантилевера k (3.38).

В работе [135] была представлена технология изготовления тонких (до $t = 50$ нм) и длинных (до $l = 400$ мкм) кантилеверов из монокристалла кремния с жёсткостью до 10^{-5} Н/м и добротностью до 10^3 – 10^4 ; дальнейшее развитие позволило достичь $Q \sim 10^5$ [130; 133]. Поскольку

$$F_{\min} \simeq 10^{-19} \text{ Н} \quad (3.42)$$

при $k = 10^{-5}$ Н/м, $T = 1$ К и $Q = 10^5$, то данная технология открыла возможности для измерения сил порядка аттоньютон и менее. Кроме того, в работе [136] было предложено следующее усовершенствование: на конец кантилевера помещалась дополнительная масса для подавления колебательных мод, отвечающих высоким гармоникам. Отметим, что кантилевер в рассматриваемой схеме размещается вертикально; закреплён его верхний конец (см. рис. 3.2). Ультратонкие кантилеверы с дополнительной массой, несколько превосходящей массу всего кантилевера, успешно использовались, например, в работах [137–139]. Дополнительная масса, фактически, может быть принята за эффективную массу осциллятора m_{eff} , которая, наряду с жёсткостью k , определяет основную частоту колебаний кантилевера:

$$\omega_c = \sqrt{\frac{k}{m_{\text{eff}}}}. \quad (3.43)$$

Выбор значения $T = 1$ К при выводе оценки (3.42) обусловлен следующими соображениями. Для повышения добротности Q современные исследования в области МРСМ проводятся при низких температурах (и высоком вакууме). Однако в процессе перемагничивания образца в ходе циклической адиабатической инверсии выделяется тепло. Также энергия в систему поступает от оптического

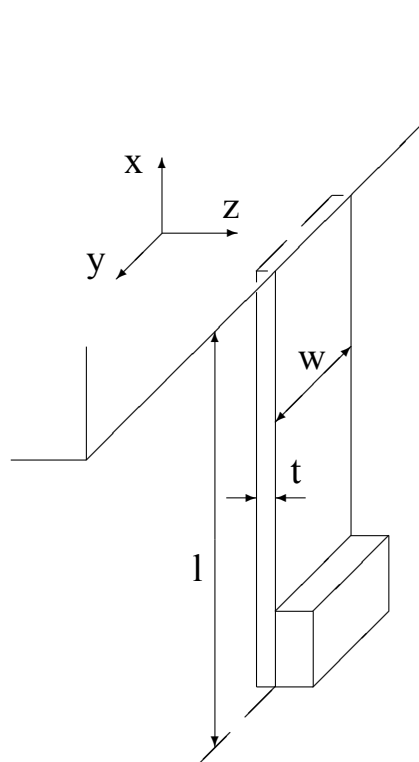


Рисунок 3.2. Схема микромеханического резонатора (кантилевера) с дополнительной нагрузкой на свободном конце; l , w и t — длина, ширина и толщина резонатора.

лазерного интерферометра, который используется для регистрации отклонения кантилевера. Благодаря усилиям по минимизации тепловыделения, в работе [139] удалось достичь $T = 1$ К (при этом, в частности, мощность лазерного света, отражавшегося от колеблющегося кантилевера, была понижена до 100 нВт). С учётом сказанного, консервативная оценка в $T = 1$ К для температуры используется в работе и далее.

Пусть радиоактивный образец массой m используется для дополнительной нагрузки кантилевера. Оценим ограничение сверху на m . Ориентируясь на [135], рассмотрим кантилевер с максимальной длиной $l = 400$ мкм и шириной $w = l/10$, изготовленный из монокристаллического кремния (с модулем Юнга $E = 1.31$ ГПа и плотностью $\rho_c = 2.33$ г/см³). Согласно формуле (3.38), необходимое значение k соответствует толщине $t \simeq 80$ нм, и, следовательно, массе кантилевера $m_c \simeq 0.3 \cdot 10^{-8}$ г. Массу образца с условной плотностью $\rho = 5$ г/см³, занимающего объём $40 \times 40 \times 10$ мкм³ и размещённого на конце такого кантилевера, примем за максимально возможную массу $m_{\max} \simeq 10^{-7}$ г. Частота колебаний кантилевера, нагруженного такой массой, в соответствии с (3.43) есть $\nu_c = \omega_c/(2\pi) \simeq 50$ Гц (заметим, что обычно используется килогерцовый диапазон, но, к примеру, в [140] исследования проводились на частоте $\nu_c = 490$ Гц).

Понятно, что малому образцу массой, например, $m \simeq m_0 = 10^{-10}$ г, больше подойдёт кантилевер из того же материала и с той же жёсткостью, что и обсуждавшийся выше, с размерами $l = 100$ мкм, $w = 2$ мкм, $t = 50$ нм и массой $m_c \simeq 2.3 \cdot 10^{-11}$ г (примерно такие кантилеверы, нагруженные массой $\sim 10^{-10}$ г, использовались в работах [137–139]). Частота колебаний такого «малого» кантилевера будет $\nu_{c0} \simeq 1.5$ кГц. Примем для определённости, что радиоактивный образец массой $m < m_0$ помещается на такой же «малый» кантилевер, который догружается до массы m_0 любым другим (нерадиоактивным) веществом (так что его частота остаётся равной ν_{c0}).

Применяя полученные ограничения для F_n и m к формуле (3.32), получим

$$\frac{F_n}{m} = \frac{B[\text{Тл}]}{T[\text{К}]} |C_n| f_n \geq \frac{F_{\min}}{m} \geq \frac{F_{\min}}{m_{\max}} \simeq 10^{-12} \frac{\text{Н}}{\text{г}}. \quad (3.44)$$

Таким образом, описанный выше метод позволяет измерить силу отдачи от нейтринного излучения, действующую на источник, состоящий из нестабильного от-

носителем ЭЗ изотопа, если силовой параметр f_n удовлетворяет условию (3.44) при разумных значениях магнитного поля B и температуры T .

3.6 Сила отдачи для выбранных изотопов

Имея в виду возможности современных сверхпроводящих магнитов, будем далее предполагать $B = 10$ Тл. Коэффициент C_n (3.33) по абсолютной величине близок к единице для гамов — теллеровских переходов, а также для смешанных переходов при благоприятном значении параметра ξ_n . Поэтому, полагая $|C_n| \simeq 1$ и $T = 1$ К, получим:

$$f_n \geq 10^{-13} \frac{\text{Н}}{\text{Г}}. \quad (3.45)$$

Это дополнительное ограничение было использовано при отборе изотопов из таблиц 6, 7, 8. Для многих включённых в таблицы переходов это условие выполняется с существенным запасом.

Определим теперь для каждого отобранного гамов — теллеровского перехода (см. таблицы 6, 7) минимальную массу радиоактивного образца, при которой сила отдачи от нейтринного излучения может быть зарегистрирована. Полагая в формуле (3.32) $B = 10$ Тл и $T = 1$ К, преобразуем её следующим образом:

$$F_n = 10 m |C_n| f_n \geq F_{\min} \quad \Rightarrow \quad m \geq \frac{F_{\min}}{10 |C_n| f_n} \equiv m_1. \quad (3.46)$$

Среднее количество испускаемых в единицу времени нейтрино, вообще говоря, может флуктуировать; следовательно, флуктуациям подвержена и сила отдачи. Для того чтобы этим эффектом можно было пренебречь, необходимо дополнительно потребовать, чтобы среднее количество распадов за один период колебаний кантилевера было достаточно велико. Для оценки установим в качестве нижней границы 100 распадов за период, тогда

$$\frac{\alpha}{\nu_c} = \frac{m \ln 2}{m_i T_{1/2} \nu_c} \geq 100. \quad (3.47)$$

Частота $\nu_c = \omega_c/(2\pi)$ определяется формулой (3.43), где

$$m_{\text{eff}} = \begin{cases} m, & \text{если } m > m_0 = 10^{-10} \text{ г}, \\ m_0, & \text{если } m < m_0. \end{cases} \quad (3.48)$$

На практике вышло, что для всех изотопов из таблиц 6 и 7 выполняется $m_{\text{min}} = m_1$, кроме ^{135}La , для которого минимальная масса была найдена из (3.47). При этом легко видеть, что с увеличением массы m (для увеличения силы отдачи) сверх минимального значения m_{min} условие (3.47) не нарушается, более того, отношение α/ν_c растёт.

В таблицах 6, 7 для каждого изотопа (и выбранного перехода) приведены минимальная масса образца m_{min} , число радиоактивных атомов $N_{\text{min}} = m_{\text{min}}/m_i$, активность образца $\alpha_{\text{min}} = N_{\text{min}} \ln 2/T_{1/2}$, тепловые мощности W_e^{min} и W_t^{min} , создаваемые вторичными электронами и всеми вторичными продуктами ЭЗ, а также поляризация P начальных ядер. Изотопы размещены в таблицах в порядке убывания силового параметра f_n и, как легко проследить, увеличения минимальной массы m_{min} . Двойные горизонтальные линии делят таблицы на верхнюю и нижнюю части. В верхней части — изотопы с $m_{\text{min}} < m_0$, тогда как в нижней — с $m_{\text{min}} > m_0$.

Отметим, что силовой параметр f_n (3.34) зависит от четырёх величин: периода полураспада $T_{1/2}$ и магнитного момента μ начального ядра, массы m_i начального атома и энергии нейтрино (усреднённой по x) $E_{\nu n}$. Все эти величины довольно значительно меняются от ядра к ядру и от перехода к переходу. Однако в рассматриваемом случае, когда доминирует один разрешённый переход, имеется корреляция между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией $E_{\nu n}$ (которая лишь ненамного меньше, чем Q_{nEC}): чем больше $E_{\nu n}$, тем меньше $T_{1/2}$. Поэтому отношение $E_{\nu n}/T_{1/2}$, входящее в (3.34), играет определяющую роль. Соответственно неудивительно, что изотопы (и переходы) расположились в таблицах 6 и 7 таким образом, что с уменьшением f_n величина $T_{1/2}$ имеет тенденцию увеличиваться, тогда как энергия $E_{\nu n}$ — уменьшаться. Вариации в величинах магнитного момента μ и массового числа (а с ним и массы m_i) вносят некоторую нерегулярность в эти тенденции. Аналогичным образом с ростом m_{min} полное число атомов N_{min} увеличивается почти монотонно.

Для ядер со смешанными фермиевскими и гамов — теллеровскими переходами (см. таблицу 8) использовался другой подход. Для таких переходов можно установить только максимальную силу, приняв $|C_n| = |C_n^{\max}| = (J_i + 1)/J_i$ в формуле (3.32). Для каждого изотопа в таблице 8 масса образца m выбиралась среди округлённых значений 10^{-7} г, 10^{-8} г, 10^{-9} г, ... таким образом, чтобы максимальная сила F_n для смешанного перехода оказывалась больше, чем F_{\min} (3.42). Для выбранной массы m приведены также число атомов N , активность образца α , мощности W_e и W_t , выделяющиеся во вторичных продуктах ЭЗ. Сами ядра в верхней и нижней частях таблицы упорядочены по массовому числу.

Из таблиц 6, 7, 8 видно, что активность образцов меняется незначительно и составляет порядка 1 МБк, хотя количество атомов N может варьироваться в пределах пяти порядков. Этот факт согласуется с формулой (3.27). В самом деле, активности α должны быть сравнимы по величине, если сравнимы силы отдачи и параметры I_{nEC} , $E_{\nu n}$, B_n и P .

Схожая ситуация имеет место для мощностей W_e (3.37) и W_t (3.36). Типичные энергии вторичных электронов составляют порядка 10 кэВ, что при активности $\alpha \sim 1$ МБк соответствует мощности масштаба 1 нВт (1 МБк · 10 кэВ \simeq 1.6 нВт). Этот результат означает, что тепловыделение, обусловленное радиоактивными распадами, не будет создавать дополнительных трудностей в эксперименте, поскольку даже для температуры 25 мК охлаждающая мощность современных рефрижераторов растворения составляет ~ 10 мкВт [55].

Силу отдачи можно увеличить, используя сильные внутриатомные магнитные поля. Применение таких полей обсуждалось в работе [55]. Имеются сведения о сверхтонких магнитных полях 22.5 Тл для ^{57}Co , 18.785 Тл для ^{65}Zn , 70.6 Тл для ^{119}Sb и 33.3 Тл для ^{131}Cs (см. таблицу 1 в [55]; основные характеристики этих изотопов приведены также в таблицах 6, 7, 8 данной работы).

Заметим, однако, что только для изотопа ^{57}Co сверхтонкое поле возникает в металлическом кобальте. В остальных случаях сверхтонкое магнитное поле возникает в присутствии других элементов; в частности, цинк и цезий должны находиться в железе, а сурьма — в составе Pd_2MnSb . Следовательно, для изотопов ^{65}Zn , ^{119}Sb и ^{131}Cs радиоактивные атомы будут составлять лишь часть образца, закреплённого на кантилере. В то же время выигрыш в величине магнитного поля не столь существенен по сравнению со сверхпроводящими магнитами. Отметим также, что при $T = 1$ К даже для изотопа ^{119}Sb в сверхтонком магнитном поле

70.6 Тл поляризация достигает лишь величины $\sim 4\%$. Соответственно, воспроизведённые выше оценки для полностью поляризованных ядер ^{119}Sb имеют смысл лишь в случае, если вслед за авторами [55] предположить, что температура может быть понижена до 25 мК; в этом случае вычисление по формуле (3.29) даёт $P \simeq 87\%$.

При необходимости влияние межатомных полей можно легко учесть, масштабируя данные, приведённые в таблицах 6, 7, 8. Например, если в образце ^{57}Co ядра находятся в сверхтонком поле $B = 22.5$ Тл (вместо 10 Тл) при температуре $T = 1$ К, то образец массой $m = 3.5 \cdot 10^{-10}$ г (см. таблицу 7), закреплённый на кантилере, создаст силу отдачи $2.25 \cdot 10^{-19}$ Н (вместо 10^{-19} Н).

3.7 Возможные приложения

3.7.1 Масса нейтрино

Для чистых гамов — теллеровских переходов $J_i \rightarrow J_i \pm 1$ коэффициент асимметрии B_n и другие параметры, от которых зависит сила отдачи (3.27), выглядят определёнными. Поэтому, в принципе, точное измерение силы отдачи для изотопов из таблиц 6 и 7 может дать информацию о поправках к этим параметрам. На практике, разумеется, все параметры имеют некоторую неопределённость, которая ограничивает возможности по измерению таких поправок. Заметим, в частности, что даже коэффициент B_n не в точности определяется формулой (3.21): эта формула получена в предположении о $V - A$ форме слабых токов и инвариантности относительно обращения времени. В действительности в коэффициент B_n могут дать вклад, например, тензорное взаимодействие и нарушение T -инвариантности, как это показано в [121]. Существующие ограничения на такие вклады приведены, например, в работе [141] (см. также ссылки в ней).

Сила отдачи зависит от массы нейтрино через импульс нейтрино,

$$p_{\nu n x} = \sqrt{\left(\frac{E_{\nu n x}}{c}\right)^2 - (m_\nu c)^2} \simeq \frac{E_{\nu n x}}{c} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_\nu c^2}{E_{\nu n x}}\right)^2\right), \quad (3.49)$$

определяющий как импульс отдачи (3.25), так и фактор подавления η_n (3.20) для коэффициента асимметрии. Для простоты ограничимся только вкладом K -захвата, тогда

$$\eta_n = \frac{cp_{\nu nK}}{E_{\nu nK}} \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_\nu c^2}{E_{\nu nK}} \right)^2. \quad (3.50)$$

Здесь не учитывается влияние массы нейтрино на полную вероятность распада w_{nEC} (обусловленную уменьшением фазового объёма), поскольку эта вероятность выражается в (3.27) через наблюдаемую величину периода полураспада $T_{1/2}$.

Таким образом, сила отдачи включает множители (3.49) и (3.50) и приобретает в случае массивных нейтрино несколько меньшее значение:

$$\frac{F_n(m_\nu \neq 0)}{F_n(m_\nu = 0)} \simeq 1 - \left(\frac{m_\nu c^2}{Q_{nEC}} \right)^2. \quad (3.51)$$

Влияние массы нейтрино на силу отдачи обсуждалось в работе [56] (при этом множитель (3.50) не учитывался) с учётом существующего ограничения на массу электронного антинейтрино $m_\nu c^2 \leq 2$ эВ¹. Для $Q_{nEC} \simeq 100$ кэВ относительное изменение силы составит порядка 10^{-10} . Ясно, что это значение существенно меньше точности, с которой может быть измерена сила отдачи (3.27). В связи с этим измерение массы нейтрино рассмотренным способом представляется нереалистичным.

3.7.2 Фундаментальные симметрии

Как было сказано выше, возможности по поиску поправок к силе отдачи ограничены неопределённостями параметров. Тем не менее, уникальные вклады в асимметрию испускания нейтрино можно обнаружить даже если они меньше неопределённости слагаемого $B_n P(\mathbf{n}_\nu, \mathbf{n}_J)$ в (3.19), где \mathbf{n}_ν и \mathbf{n}_J единичные векторы в направлениях импульса нейтрино и ядерной поляризации (параметр η_n принят равным единице). Вклады такого рода, обусловленные возможным нарушением лоренц-инвариантности, приведены в работе [24]. Один из этих вкладов имеет

¹Строго говоря, здесь следовало бы различать массы нейтрино и антинейтрино и использовать прямое ограничение на массу электронного нейтрино $m_{\nu_e} < 225$ эВ [38]. Это, однако, не влияет на дальнейшие выводы.

вид

$$B_n P \chi_i^{s0} [\mathbf{n}_\nu \times \mathbf{n}_J]_s, \quad (3.52)$$

где χ_i^{s0} ($s = 1, 2, 3$) — мнимые части компонент комплексного тензора $\chi^{\mu\nu}$, параметризующего нарушение лоренц-инвариантности.

Из рисунка 3.2 видно, что измерение силы отдачи для поляризующего магнитного поля \mathbf{V} , направленного вдоль оси y , позволяет обнаружить или ограничить сверху значение χ_i^{10} (согласно [24], в настоящее время на эту величину не установлено ограничений). Как уже было сказано выше, наиболее подходящими для такого эксперимента являются изотопы из таблиц 6 и 7 (некоторые из них обсуждались в [24]), распадающиеся за счёт чистого гамов — теллеровского перехода.

3.7.3 Относительный вклад фермиевских и гамов — теллеровских переходов

Изотопы из таблицы 8 распадаются за счёт смешанного фермиевского и гамов — теллеровского перехода, которому соответствуют два приведённых матричных элемента. Полная вероятность перехода определяется квадратами модулей этих матричных элементов (см. (3.23)). Измерение силы отдачи позволяет установить коэффициент B_n (или C_n), откуда можно выделить параметр ξ_n (3.24), по сути определяющий отношение вкладов фермиевских и гамов — теллеровских переходов и, считая отношение g_A/g_V известным, отношение приведённых матричных элементов (эксперименты по распаду свободного нейтрона дают $g_A/g_V \approx -1.27$ [2]). Наилучшими для такого измерения являются два изотопа, ^{37}Ag и ^{49}V , из верхней части таблицы 8.

Нижняя часть таблицы 8 содержит три изотопа, которые совершают либо чистый гамов — теллеровский переход (для всех трёх изотопов вида $J_i \rightarrow J_i - 1$), либо смешанный переход ($J_i \rightarrow J_i$). В этом случае сила отдачи есть сумма двух вкладов вида (3.27), один из которых соответствует гамов — теллеровскому переходу и может быть вычислен точно. Следовательно, измерение силы отдачи фактически позволяет определить коэффициент B_n (и соответствующее ему отношение приведённых матричных элементов) для смешанного перехода.

Для изотопов ${}^7\text{Be}$ и ${}^{51}\text{Cr}$ гамов — теллеровский переход происходит с относительно малой вероятностью в возбуждённое состояние конечного ядра, тогда как смешанный — с относительно большой вероятностью в основное состояние конечного ядра. В результате для обоих изотопов сила, обусловленная гамов — теллеровским переходом (точно вычисляемая), более чем на порядок меньше максимальной силы, обусловленной смешанным переходом. Поэтому ситуация близка к той, что имеет место для ${}^{37}\text{Ar}$ и ${}^{49}\text{V}$.

Что же касается изотопа ${}^{65}\text{Zn}$, то для него переходы совершаются примерно с одинаковыми вероятностями, но гамов — теллеровскому переходу, идущему в основное состояние конечного ядра, соответствует намного большая энергия нейтрино. В результате сила, связанная с этим переходом (и точно вычисляемая), оказывается большой ($F_0 = 46.5 \cdot 10^{-19}$ Н). Здесь, наоборот, получается, что относительно малая сила (в таблице 8 приведено её максимально возможное значение $F_n = 8.1 \cdot 10^{-19}$ Н), соответствующая смешанному переходу и зависящая от отношения (3.24), представляет собой, фактически, поправку к F_0 .

3.7.4 Распределение вероятностей ЭЗ по оболочкам

Особенность вероятностей P_x захвата электрона с различных x -оболочек состоит в том, что они определяются чисто атомными характеристиками. В приближении точечного ядра отношение

$$\frac{P_x}{P_{x'}} = \frac{E_{\nu n x}^2}{E_{\nu n x'}^2} \frac{|\psi_x(0)|^2}{|\psi_{x'}(0)|^2} \quad (3.53)$$

чувствительно к радиальным волновым функциям электронов на ядре. Обычно такие отношения вероятностей измеряют, регистрируя вторичные продукты ЭЗ, оже-электроны и рентгеновские кванты [71]. Ранее в работе использовались расчётные значения P_x (или усреднённые энергии $E_{\nu n}$, вычисленные по этим вероятностям), приведённые на сайте [106]. Результаты расчётов согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Тем не менее, интересно рассмотреть дополнительный экспериментальный подход к определению вероятностей P_x .

Такой подход может быть основан на измерении силы отдачи. В самом деле, сила (3.27) пропорциональна энергии нейтрино $E_{\nu n}$ (3.26), усреднённой по x . Если учитывать только основные вклады от K - и L -оболочек, то вероятности P_K и P_L можно получить из уравнений

$$\begin{cases} P_K E_{\nu n K} + P_L E_{\nu n L} = E_{\nu n}, \\ P_K + P_L = 1. \end{cases} \quad (3.54)$$

Указанную схему можно расширить и включить в неё P_M (и вероятности захвата с других оболочек); при этом необходимо задаться определённой расчётной моделью, устанавливающей дополнительные связи между вероятностями P_x .

Ясно, что чем больше разница между $E_{\nu n L}$ и $E_{\nu n K}$, тем точнее работает данный метод. Эта разница увеличивается с ростом заряда начального ядра и принимает значения от 5.3 кэВ для распада $^{54}\text{Mn} \rightarrow ^{54}\text{Cr}$ до 55.7 кэВ для распада $^{179}\text{W} \rightarrow ^{179}\text{Ta}$ (здесь рассматривались только чистые гамов — теллеровские переходы из таблиц 6 и 7 с определённым значением коэффициента асимметрии B_n).

3.8 Способы повышения чувствительности измерений

Как было показано выше, сила отдачи от нейтринного излучения может быть измерена методами, используемыми в МРСМ. Это означает, в частности, что улучшения, обсуждаемые в указанной области исследований (см., например, [142; 143]), могут также быть использованы для повышения точности измерения силы отдачи.

Первое, на что нужно обратить внимание, это поляризация ядер P . Всюду выше предполагалось, что она формируется за счёт равновесного больцмановского распределения (3.28) при температуре $T = 1$ К в магнитном поле $B = 10$ Тл. Но, как видно из таблиц 6 и 7, величина такой поляризации не превышает 1 % (это относится и к изотопам из таблицы 8). Между тем сверхтонкое взаимодействие в образце может быть использовано для «перекачки» поляризации из электронной подсистемы в ядерную. Варианты такой динамической поляризации, опробованные в экспериментах по МРСМ [140; 144], позволили поднять ядерную поляризацию в ~ 10 раз при температуре ~ 5 К. Поскольку сила отдачи (3.27) прямо

пропорциональна P , то увеличение поляризации в 10–100 раз за счёт динамических методов во столько же раз повысит эту силу. В частности, силы, действующие на образцы с характеристиками, приведёнными в таблицах 6, 7, 8 окажутся на уровне 10^{-18} – 10^{-17} Н.

Второе направление улучшений включает меры по уменьшению порога измеряемой силы (3.40), что требует как понижения температуры, так и повышения добротности Q . Для этого необходимы минимизация тепловыделения за счёт совершенствования системы, создающей радиочастотное магнитное поле, разработка новых методов регистрации смещения, а также поиск новых материалов для производства микромеханических резонаторов. После того как были выполнены успешные эксперименты на уровне $\sim 10^{-18}$ Н, позволившие зарегистрировать магнитный резонанс на одном электроде [145], следующая цель в области МРСМ — магнитный резонанс на одном протоне, требующем при той же постановке опыта чувствительности $\sim 10^{-21}$ Н (поскольку магнитный момент протона на три порядка меньше магнитного момента электрона).

Есть также дополнительный фактор, способный улучшить возможности измерения силы отдачи. МРСМ нацелена на получение информации о распределении намагниченности в образце, что возможно лишь при достаточно быстрых измерениях магнитной силы, связанной с каждой малой областью образца. В этом случае ширина полосы $\Delta\nu \simeq 1/\Delta t$ в (3.40) не может быть сделана слишком малой. Наоборот, измерение силы отдачи можно проводить в течение длительного времени, что эффективно должно быть эквивалентно понижению $\Delta\nu$.

Существуют, конечно, квантовые ограничения на измеримые смещения и силы (см. подробности, например, в [134]). Так, в частности, масштаб квантовых флуктуаций смещения осциллятора определяется формулой

$$\Delta z \simeq \sqrt{\frac{\hbar}{m_{\text{eff}} \omega_c}} = \hbar^{1/2} (m_{\text{eff}} k)^{-1/4}, \quad (3.55)$$

где второе равенство получено с учётом (3.43). Для $k \simeq 10^{-5}$ Н/м и $m_{\text{eff}} \simeq 10^{-8}$ г имеем $\Delta z \simeq 10^{-13}$ м. Соответствующее ограничение на силу $\Delta F \simeq k \Delta z / Q \simeq 10^{-23}$ Н при $Q \simeq 10^5$ указывает минимально доступный для измерения масштаб поправок к силе отдачи, о которых говорилось в разделе 3.7.

Заключение

В диссертации исследовались эффекты, проявляющиеся в реакции ЭЗ в атомах и ионах, и рассматривались их применения к задачам физики нейтрино.

Описан процесс модуляции нейтринного излучения, испускаемого водородоподобными ионами, ядра которых имеют ненулевой спин и захватывают электроны. Рассмотрена возможность электромагнитной модуляции пучков электронных нейтрино, источниками которых служат такие ионы. Сформулированы требования к возможным ядрам-источникам этих пучков. На основании указанных требований выделены наиболее перспективные ядра. Для отобранных ядер изучены характеристики сверхтонкой структуры соответствующих водородоподобных ионов и установлено влияние этих характеристик на способ модуляции нейтринного пучка и на параметры модулирующей электромагнитного поля. Оценки интенсивности нейтринного пучка, выполненные для этих изотопов, указывают на перспективность предлагаемого пучка.

Рассмотрена макроскопическая сила отдачи от нейтринного излучения, действующая на радиоактивный источник, ядра которого поляризованы и нестабильны относительно ЭЗ. Выполнено вычисление этой силы для случая разрешённого ядерного перехода общего вида. Показано, что для измерения силы отдачи возможно использовать микромеханические резонаторы и применять методы МР-СМ. Эксперимент по измерению силы отдачи от нейтринного излучения в перспективе может быть полезен для ограничения эффектов новой физики, проявляющихся в слабых взаимодействиях. Также возможно измерение относительных вероятностей захвата электрона с различных атомных оболочек. Кроме того, для случая смешанных разрешённых переходов существует возможность экспериментального определения ядерных матричных элементов.

Отметим возможности дальнейших исследований по рассмотренной в диссертации тематике. Безусловно, необходим более детальный анализ возможностей применения β^+ - и ЕС-пучков с модулируемой монохроматической составляющей. Особенно интересным представляется применение таких пучков для нейтринной томографии Земли, передачи сигналов и исследования резонансных процессов.

Что касается будущих исследований по отдаче от нейтринного излучения, то можно выделить следующие задачи. В работе рассматривалась ситуация, когда отдачу испытывают отдельные атомы, а уже от них импульс передаётся образцу в целом. Однако возможен и вариант, когда отдачу испытывает сразу весь кристалл; при этом энергия и импульс, уносимые нейтрино (а следовательно, и сила отдачи), несколько увеличатся. Регистрация изменения силы отдачи будет свидетельствовать о существовании нейтринного аналога эффекта Мёссбауэра. Данный вопрос, несомненно, заслуживает более подробного изучения.

Следует также отметить, что микромеханические резонаторы могут быть использованы не только для измерения силы, но и для измерения момента силы. Соответственно, рассмотренный вариант эксперимента можно модифицировать таким образом, чтобы регистрировать уносимый нейтринным излучением угловой момент и обусловленный им момент силы, действующий на радиоактивный источник. Эксперимент такого типа может оказаться более предпочтительным как с точки зрения чувствительности, так и с точки зрения возможных приложений.

Список сокращений и условных обозначений

МРСМ	магнитно-резонансная силовая микроскопия
ЭЗ	электронный захват
ЕС-пучки	пучки нейтрино, образующиеся при захвате электрона в ускоренном ионе

Список литературы

1. *Bilenky S.* Neutrino oscillations: From a historical perspective to the present status // Nuclear Physics B. 2016. Vol. 908. P. 2–13.
2. *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group)* Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2018 Vol. 98. 030001.
3. *Esteban I., Gonzalez-Garcia M. C., Maltoni M., Martinez-Soler I., Schwetz T.* Updated fit to three neutrino mixing: exploring the accelerator-reactor complementarity // J. High Energy Phys. 2017. Issue 1. 087.
4. *Guzowski P., Barnes L., Evans J., Karagiorgi G., McCabe N., Söldner-Rembold S.* Combined limit on the neutrino mass from neutrinoless double- β decay and constraints on sterile Majorana neutrinos // Phys. Rev. D. 2015. Vol. 92. 012002.
5. *Engel J., Menéndez, J.* Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay: A review // Reports Prog. Phys. 2017. Vol. 80. 46301.
6. *Горбунов Д. С.* Стерильные нейтрино и их роль в физике частиц и космологии // УФН. 2014. Т. 184, Вып. 5. С. 545–554.
7. *Aguilar A. et al. (LSND Collaboration)* Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam // Phys. Rev. D. 2001. Vol. 64. 112007.
8. *Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNE collaboration)* // arXiv:1805.12028.
9. *Giunti C., Laveder M.* Statistical Significance of the Gallium Anomaly // Phys. Rev. C. 2011. Vol. 83. 065504.
10. *Mention G., Fechner M., Lasserre T., Mueller T., Lhuillier D., Cribier M., Letourneau A.* The Reactor Antineutrino Anomaly // Phys. Rev. D. 2011. Vol. 83. 073006.
11. *Cadeddu M., Giunti C., Li Y. F., Zhang Y. Y.* Average CsI Neutron Density Distribution from COHERENT Data // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 120. 72501.
12. *Visscher W. M.* Neutrino Detection by Resonance Absorption in Crystals at Low Temperatures // Phys. Rev. 1959. Vol. 116. P. 1581–1582.

13. *Raghavan R. S.* Recoilless Resonant Capture of Antineutrinos // arXiv: 0511191 [hep-ph].
14. *Vissani F.* Solar neutrino physics on the beginning of 2017 // Nucl. Phys. At. Energy. 2017. Vol. 18. P. 5–12.
15. *Mirizzi A., Tamborra I., Janka H.-Th., Saviano N., Scholberg K., Bollig R., Hüdepohl L., Chakraborty S.* Supernova Neutrinos: Production, Oscillations and Detection // Riv. del Nuovo Cim. 2015. Vol. 39. P. 1–112.
16. *Frensel M., Wu M.-R., Volpe C., Perego A.* Neutrino flavor evolution in binary neutron star merger remnants // Phys. Rev. D. 2017. Vol. 95. 023011.
17. *Alvarez-Ruso L., Hayato Y., Nieves J.* Progress and open questions in the physics of neutrino cross sections at intermediate energies // New Journal of Physics. 2014. Vol. 16. 075015.
18. *Balasi K. G., Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Neutrino–nucleus reactions and their role for supernova dynamics and nucleosynthesis // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2015. Vol. 85. P. 33–81.
19. *Miranda O. G., Nunokawa H.* Non standard neutrino interactions: current status and future prospects // New Journal of Physics. 2015. Vol. 17. 95002.
20. *Colladay D., Kostelecký V. A.* CPT violation and the standard model // Phys. Rev. D. 1997. Vol. 55. P. 6760–6774.
21. *Colladay D., Kostelecký V. A.* Lorentz-violating extension of the standard model // Phys. Rev. D. 1998. Vol. 58. 116002.
22. *Noordmans J. P., Wilschut H. W., Timmermans R. G. E.* Lorentz violation in neutron decay and allowed nuclear β decay // Phys. Rev. C. 2013. Vol. 87. 055502.
23. *Noordmans J. P., Wilschut H. W., Timmermans R. G. E.* Limits on Lorentz Violation from Forbidden β Decays // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. 171601.
24. *Vos K. K., Wilschut H. W., Timmermans R. G. E.* Testing Lorentz invariance in orbital electron capture // Phys. Rev. C. 2015. Vol. 91. 038501.

25. *Noordmans J. P., Onderwater C. J. G., Wilschut H. W., Timmermans R. G. E.* Question of Lorentz violation in muon decay // *Phys. Rev. D.* 2016. Vol. 93. 116001.
26. *Díaz J. S., Kostelecký V. A., Mewes M.* Perturbative Lorentz and CPT violation for neutrino and antineutrino oscillations // *Phys. Rev. D.* 2009. Vol. 80. P. 1–22.
27. *Lhuillier D.* Reactor neutrino monitoring // *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.* 2009. Vol. 188. P. 112–114.
28. *Brdar V., Huber P., Kopp J.* Antineutrino Monitoring of Spent Nuclear Fuel // *Phys. Rev. Appl.* 2017. Vol. 8. P. 1–7.
29. *Winter W.* Neutrino Tomography — Learning About The Earth’s Interior Using The Propagation Of Neutrinos // *Earth Moon Planet.* 2006. Vol. 99. P. 285–307.
30. *Stancil D. D. et al.* Demonstration of Communication using Neutrinos // *Mod. Phys. Lett. A.* 2012. Vol. 27. 1250077.
31. *Mosel U.* Neutrino Interactions with Nucleons and Nuclei: Importance for Long-Baseline Experiments // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2016. Vol. 66. P. 171–195.
32. *Gallmeister K., Mosel U., Weil J.* Neutrino-induced reactions on nuclei // *Phys. Rev. C.* 2016. Vol. 94. P. 1–17.
33. *Litvinov Yu. A. et al.* Observation of non-exponential orbital electron hydrogen-like ^{140}Pr and ^{142}Pm ions // *Phys. Lett. B.* 2008. Vol. 664. P. 162–168.
34. *Vetter P. A. et al.* Search for oscillation of the electron-capture decay probability of ^{142}Pm // *Phys. Lett. B.* 2008. Vol. 670. P. 196–199.
35. *Kienle P. et al. (Two-Body-Weak-Decays Collaboration)* High-resolution measurement of the time-modulated orbital electron capture and of the decay of hydrogen-like $^{142}\text{Pm}^{60+}$ ions // *Phys. Lett. B.* 2013. Vol. 726. P. 638–645.
36. *Giunti C.* The GSI Time Anomaly: Facts and Fiction // *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.* 2009. Vol. 188. P. 43–45.
37. *Pavlichenkov I. M.* Time modulation of K-electron capture decay of hydrogen-like ions with multiphoton resonance transitions // *Phys. Rev. C.* 2010. Vol. 81. 051602.

38. *Springer P. T., Bennett C. L., Baisden P. A.* Measurement of the neutrino mass using the inner bremsstrahlung emitted in the electron-capture decay of ^{163}Ho // *Phys. Rev. A.* 1987. Vol. 35. P. 679–689.
39. *Gastaldo L., Blaum K., Doerr A., Düllmann Ch. E., Eberhardt K., Eliseev S., Enss C., Faessler A., Fleischmann A., Kempf S., Krivoruchenko M., Lahiri S., Maiti M., Novikov Yu. N., Ranitzsch P. C.-O., Simkovic F., Szusc Z., Wegner M.* The Electron Capture ^{163}Ho Experiment ECHo // *J. Low Temp. Phys.* 2014. Vol. 176. P. 876–884.
40. *DeRujula A., Lusignoli M.* Calorimetric Measurements of ^{163}Ho Decay as Tools to Determine the Electron Neutrino Mass // *Phys. Lett. B.* 1982. Vol. 118. 429.
41. *Faessler A., Gastaldo L., Simkovic F.* Electron capture in ^{163}Ho , overlap plus exchange corrections and neutrino mass // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2015. Vol. 42. 015108.
42. *Folan L. M., Tsifrinovich V. I.* Effects of the Hyperfine Interaction on Orbital Electron Capture // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74. P. 499–501.
43. *Bernstein J., Lee T. D., Yang C. N., Primakoff H.* Effect of the Hyperfine Splitting of a μ -Mesonic Atom on Its Lifetime // *Phys. Rev.* 1958. Vol. 111, P. 313-315.
44. *Primakoff H.* Theory of Muon Capture // *Rev. Mod. Phys.* 1959. Vol. 31. P. 802–822.
45. *Matinyan S.* Lasers as a bridge between atomic and nuclear physics // *Phys. Rep.* 1998. Vol. 298. P. 199–249.
46. *Баткин И. С., Смирнов Ю. Г., Чуракова Т. А.* О влиянии лазерного поля на вероятность μ -захвата в лёгких ядрах. *Ядерная физика.* 1977. Т. 26. Вып. 1. С. 34.
47. *Zucchelli P.* A novel concept for a $\bar{\nu}_e/\nu_e$ neutrino factory: the beta-beam // *Phys. Lett. B.* 2002. Vol. 532. P. 166–172.
48. *Sato J.* Monoenergetic Neutrino Beam for Long-Baseline Experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95. 131804.
49. *Bernabéu J., Burguet-Castell J., Espinoza C., Lindroos M.* Monochromatic neutrino beams // *J. High Energy Phys.* 2005. Issue 12. 014.

50. *Volpe C.* Beta-beams // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. Vol. 34. P. R1–R44.
51. *Mezzetto M., Lindroos M.* Beta Beams: Neutrino Beams. — London: Imperial College Press, 2010.
52. *Espinoza C., Lazauskas R., Volpe C.* Search for new physics with neutrinos at Radioactive Ion Beam facilities // *Phys. Rev. D.* 2012. Vol. 86. 113016.
53. *Edgecock T. R. et al.* High intensity neutrino oscillation facilities in Europe // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2013. Vol. 16. 021002.
54. *Wildner E. et al.* Design of a neutrino source based on beta beams // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2014. Vol. 17. 071002.
55. *DeAngelis C., Folan L. M., Tsifrinovich V. I.* Generation and monitoring of directed neutrino beams using electron-capture beta-decay sources // *Phys. Rev. C.* 2012. Vol. 86. 034615.
56. *Folan L. M., Tsifrinovich V. I.* Generation of a directed mono-energetic neutrino beam and measurement of the neutrino mass // *Mod. Phys. Lett. A.* 2014. Vol. 29. 1430042.
57. *Барабанов А. Л., Титов О. А.* Возможные монохроматические нейтринные пучки на основе реакции электронного захвата // *Ядерная физика и инжиниринг.* 2015. Т. 6, № 3. С. 182–185.
58. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Electromagnetic modulation of monochromatic neutrino beams // *Eur. Phys. J. A.* 2015. Vol. 51. 96.
59. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Electromagnetic modulation of monochromatic neutrino beams // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. Vol. 675. 012009.
60. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Partially Monochromatic Modulated Neutrino Beams // *Physics of Particles and Nuclei.* 2017. Vol. 48. P. 964–966.
61. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Possible sources of electron neutrinos with a modulated monochromatic component // *Physics of Atomic Nuclei.* 2017. Vol. 80. P. 1181–1188.

62. *Барабанов А. Л., Титов О. А.* Сила отдачи от нейтринного излучения при захвате электронов поляризованными ядрами // *Ядерная физика и инжиниринг*. 2017. Т. 8, № 3. С. 242–245.
63. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Neutrino recoil force in electron-capture decay of polarized nuclei: measurement prospects and potential applications // arXiv:1810.09896 [nucl-th].
64. *Степаньянц К. В.* Классическая теория поля. – М.: Физматлит, 2009.
65. *Окунь Л. Б.* Лептоны и Кварки. – М.: Наука, 1990.
66. *Барабанов А. Л.* Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах. – М.: Физматлит, 2010.
67. *Гайар М. и др.* Слабые взаимодействия. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
68. *Фаянс С. А.* Радиационные поправки и эффекты отдачи в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ при низких энергиях // *Ядерная физика*. 1985. Т. 42. Вып. 4(10). С. 929–940.
69. *Emery, G. T.* Perturbation of Nuclear Decay Rates // *Annual Review of Nuclear Science*. 1972. Vol. 22. P. 165–202.
70. *Bahcall J.* Exchange and overlap effects in Electron Capture and Related Phenomena // *Phys. Rev.* 1963. Vol. 132. P. 362–367.
71. *Vambynek W., Behrens H., Chen M. H., Crasemann B., Fitzpatrick M. L., Ledingham K. W. D., Genz H., Mutterer M., Intemann R. L.* Orbital electron capture by the nucleus // *Reviews of Modern Physics*. 1977. Vol. 49. P. 77–221.
72. *Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Суслов Ю. П.* Бета-процессы. Функции для анализа бета-спектров и электронного захвата. — Л.: Наука, 1972.
73. *Бу Ц. С., Мошковский С. А.* Бета-распад. — М.: Атомиздат, 1970.
74. *Bernabéu J., Espinoza C., Orme C., Palomares-Ruiz S., Pascoli S.* A combined beta-beam and electron capture neutrino experiment // *J. High Energy Phys.* 2009. Issue 06. 040.

75. *Estevez Aguado M. E. et al.* β -decay study of ^{150}Er , ^{152}Yb , and ^{156}Yb : Candidates for a monoenergetic neutrino beam facility // *Phys. Rev. C.* 2011. Vol. 84. 034304.
76. *Litvinov Yu. A. et al.* Measurement of the β^+ and orbital electron-capture decay rates in fully-ionized, hydrogen-like, and helium-like ^{140}Pr ions // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99. 262501.
77. *Winckler N. et al.* Orbital electron capture decay of hydrogen- and helium-like ^{142}Pm ions // *Phys. Lett. B.* 2009. Vol. 679. P. 36–40.
78. *Atanasov D. R. et al.* Half-life measurements of stored fully ionized and hydrogen-like ^{122}I ions // *Eur. Phys. J. A.* 2012. Vol. 48. 22.
79. *Patyk Z., Kurcewicz J., Bosch F., Geissel H., Litvinov Yu. A., Pfützner M.* Orbital electron capture decay of hydrogen- and helium-like ions // *Phys. Rev. C.* 2008. Vol. 77. 014306.
80. *Ivanov A. N., Faber M., Reda R., Kienle P.* Weak decays of H-like $^{140}\text{Pr}^{58+}$ and He-like $^{140}\text{Pr}^{57+}$ ions // *Phys. Rev. C.* 2008. Vol. 78. 025503.
81. *Siegień-Iwaniuk K., Winckler N., Bosch F., Geissel H., Litvinov Yu. A., Patyk, Z.* Orbital electron capture of hydrogen- and helium-like ions // *Phys. Rev. C.* 2011. Vol. 84. 014301.
82. *Wiaux V., Prieels R., Deutsch J., Govaerts J., Brudanin V., Egorov V., Petitjean C., Truol P.* Muon capture by ^{11}B and the hyperfine effect // *Phys. Rev. C.* 2002. Vol. 65. 025503.
83. *Fukumi A., Nakano I., Nanjo H., Sasao N., Sato S., Yoshimura M.* Toward CP-Even Neutrino Beam // *Journal of the Physical Society of Japan.* 2009. Vol. 78. 013201.
84. *Bahcall J. N.* Theory of Bound-State Beta Decay // *Phys. Rev.* 1961. Vol. 124. P. 495–499.
85. *Goñi M. A.* Hyperfine Effects in Ionic Orbital Electron Capture // arXiv:1003.0583 [nucl-th].
86. *Benedikt M. et al.* Conceptual design report for a Beta-Beam facility // *Eur. Phys. J. A.* 2011. Vol. 47. 24.

87. *Mezzetto M.* Physics reach of the beta beam // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2003. Vol. 29. P. 1771.
88. *Burguet-Castell J., Casper D., Gómez-Cadenas J.J., Hernández P., Sánchez F.* Neutrino oscillation physics with a higher γ β -beam // *Nucl. Phys. B.* 2004. Vol. 695. P. 217–240.
89. *Bernabéu J., Burguet-Castell J., Espinoza C., Lindroos M.* Physics Reach of Electron-Capture Neutrino Beams // *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.* 2006. Vol. 155. P. 222-224.
90. *Rolinec M., Sato J.* Neutrino beams from electron capture at high gamma // *J. High Energy Phys.* 2007. Issue 08. 079.
91. *Orme C.* CP-violation reach of an electron capture neutrino beam // *J. High Energy Phys.* 2010. Issue 07. 049.
92. *Bakhti P., Farzan Y.* Measuring Dirac CP-violating phase with intermediate energy beta beam facility // *Eur. Phys. J. C.* 2014. Vol. 74. P. 2777.
93. *Serreau J., Volpe C.* Neutrino-nucleus interaction rates at a low-energy β -beam facility // *Phys. Rev. C.* 2004. Vol. 70. 055502.
94. *Volpe C.* What about a beta-beam facility for low-energy neutrinos? // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2004. Vol. 30. P. L1–L6.
95. *Volpe C.* Physics potential of beta-beams // *Nucl. Phys. A.* 2005. Vol. 752. P. 38-41.
96. *Jachowicz N., McLaughlin G. C.* Reconstructing Supernova-Neutrino Spectra using Low-Energy Beta Beams // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. 172301.
97. *Suzuki D., Sumikama T., Ogura M., Mittag W., Shiraki A., Ichikawa Y., Kimura H., Otsu H., Sakurai H., Nakai Y., Hussein M. S.* Resonant neutrino scattering: An impossible experiment? // *Phys. Lett. B.* 2010. Vol. 687. P. 144–148.
98. *Oldeman R. G. C., Meloni M., Saitta B.* Resonant antineutrino induced electron capture with low energy bound-beta beams // *Eur. Phys. J. C.* 2010. Vol. 65. P. 81–87.

99. *Moskovkin D. L., Shabaev V. M.* Zeeman effect of the hyperfine-structure levels in hydrogenlike ions // *Phys. Rev. A.* 2006. Vol. 73. 052506.
100. *Shabaev V. M., Tomaselli M., Kühl T., Artemyev A. N., Yerokhin V. A.* Ground-state hyperfine splitting of high-Z hydrogenlike ions // *Phys. Rev. A.* 1997. Vol. 56. P. 252–255.
101. *Барабанов А. Л., Гапонов Ю. В., Данилин Б. В., Шульгина Н. Б.* Захват мюонов ориентированными ядрами — новые возможности для изучения индуцированного псевдоскалярного взаимодействия // *Ядерная физика.* 1996. Т. 59, Вып. 11. С. 1940–1947.
102. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1989.
103. *Edmonds A. R.* Angular Momentum in Quantum Mechanics. — Princeton University Press, Princeton, N. J., 1957.
104. *Abe K. et al. (T2K Collaboration)* Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112. 061802.
105. *Adamson P. et al. (NOvA Collaboration)* First Measurement of Electron Neutrino Appearance in NOvA // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 116. 151806.
106. Live chart of nuclides,
<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
107. *Aguilar-Arevalo A. A. et al.* Measurement of the antineutrino neutral-current elastic differential cross section // *Phys. Rev. D.* 2015. Vol. 91. 012004.
108. *McLaughlin G.* Theory and phenomenology of coherent neutrino-nucleus scattering // *AIP Conf. Proc.* 2015. Vol. 1666. 160001.
109. *Hagmann C., Bernstein A.* Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering // *IEEE Transactions on Nuclear Science.* 2004. Vol. 51. P. 2151–2155.
110. *Akimov D. et al.* Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering // *Science.* 2017. Vol. 357. P. 1123–1126.

111. *Scholberg K.* Coherent elastic neutrino-nucleus scattering // *J. Phys. Conf. Ser.* 2015. Vol. 606. 12010.
112. *Kerman S., Sharma V., Deniz M., Wong H. T., Chen J.-W., Li H. B., Lin S. T., Liu C.-P., Yue Q.* Coherency in neutrino-nucleus elastic scattering // *Phys. Rev. D.* 2016. Vol. 93. 113006.
113. *Lindner M., Rodejohann W., Xu X.-J.* Coherent Neutrino-Nucleus Scattering and new Neutrino Interactions // *J. High Energy Phys.* 2017. Issue 03. 097.
114. *Гринберг А. П.* Гипотеза о нейтрино и новые подтверждающие её экспериментальные данные // *УФН.* 1944. Т. 26. С. 189–216.
115. *Allen J. S.* Experimental Evidence for the Existence of a Neutrino // *Phys. Rev.* 1942. Vol. 61. P. 692–697.
116. *Undagoitia T. M., Rauch L.* Dark matter direct-detection experiments // *J. of Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2016. Vol. 43. 013001.
117. *Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю.* Масса нейтрино в физике элементарных частиц и космологии ранней Вселенной // *УФН.* 1981. Т. 135, № 9. С. 45–77.
118. *Шварцман В. Ф., Брагинский В. Б., Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю.* О возможности регистрации реликтовых массивных нейтрино // *Письма в ЖЭТФ.* 1982. Т. 36, № 6. С. 224–226.
119. *Domcke V., Spinrath M.* Detection prospects for the Cosmic Neutrino Background using laser interferometers // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2017. Issue 06. 055.
120. *Englert C., Hild S., Spannowsky M.* Particle physics with gravitational wave detector technology // *Europhysics Letters.* 2018. Vol. 123. 41001.
121. *Treiman S. B.* Recoil effects in K capture and beta decay // *Phys. Rev.* 1958. Vol. 110. P. 448–450.
122. *Folan L. M., Tsifrinovich V. I.* Generation and detection of a directed monoenergetic neutrino beam with hydrogen-like ions // *World Journal of Nuclear Science and Technology.* 2017, Vol. 7. P. 58–66.

123. *Lee T. D., Yang C. N.* Question of Parity Conservation in Weak Interactions // Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 254–258.
124. *Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson R. P.* Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay // Phys. Rev. 1957. Vol. 105. P. 1413.
125. *Eisenberg J. M., Greiner W.* Nuclear Theory. V. 2: Excitation Mechanisms of the Nucleus. – Second, Revised Edition. – North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1976.
126. *Barabanov A. L.* Second-order corrections to correlations in muon capture // Physics of Atomic Nuclei. 2000, Vol. 63. P. 1187–1192.
127. *Bohr A., Mottelson B. R.* Nuclear Structure. V. 1. Single-Particle Motion. – World Scientific, Singapore, 1998.
128. *Kittel C.* Introduction to solid state physics. – 8th edition. – John Wiley & Sons, 2005.
129. *Bearden J. A., Burr. A. F.* Reevaluation of X-Ray Atomic Energy Levels // Rev. Mod. Phys. 1967. Vol. 39. P. 125–142.
130. *Hammel P. C., Pelekhov D. V.* Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Vol. 5: Spintronics and Magnetoelectronics. Part 4: Quantum computation. The Magnetic Resonance Force Microscope. — Eds-in-Chief H. Kronmuller, S. Park, Hoboken, NJ, John Wiley & Sons, 2007.
131. *Ohnesorge F., Binnig G.* True Atomic Resolution by Atomic Force Microscopy Through Repulsive and Attractive Forces // Science. 1993. Vol. 260 P. 1451–1456.
132. *Sidles J. A., Garbini J. L., Bruland K. J., Rugar D., Zuger O., Hoen S., Yannoni C. S.* Magnetic resonance force microscopy // Rev. Mod. Phys. 1995. Vol. 67. P. 249–265.
133. *Suter A.* The magnetic resonance force microscope // Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy. 2004. Vol. 45. P. 239–274.
134. *Гринберг Я. С., Пашкин Ю. А., Ильичёв Е. В.* Наномеханические резонаторы // УФН. 2012. Т. 182, № 4. С. 407–436.

135. *Stowe T. D., Yasumura K., Kenny T. W., Botkin D., Wago K., Rugar D.* Attonewton force detection using ultrathin silicon cantilevers // *Appl. Phys. Lett.* 1997, Vol. 71. P. 288–290.
136. *Mozyrsky D., Martin I., Pelekhov D., Hammel P. C.* Theory of spin relaxation in magnetic resonance force microscopy // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 82. P. 1278–1280.
137. *Mamin H. J., Budakian R., Chui B. W., Rugar D.* Magnetic resonance force microscopy of nuclear spins: Detection and manipulation of statistical polarization // *Phys. Rev. B.* 2005. Vol. 72. 024413.
138. *Mamin H. J., Poggio M., Degen C. L., Rugar D.* Nuclear magnetic resonance imaging with 90-nm resolution // *Nature Nanotechnology.* 2007. Vol. 2, P. 301.
139. *Xue F., Weber D. P., Peddibhotla P., Poggio M.* Measurement of statistical nuclear spin polarization in a nanoscale GaAs sample // - *Phys. Rev. B.* 2011. Vol. 84. 205328.
140. *Thurber K. R., Harrell L. E., Smith D. D.* 170nm nuclear magnetic resonance imaging using magnetic resonance force microscopy // *Journal of Magnetic Resonance.* 2003. Vol. 162. P. 336–340.
141. *Vos K. K., Wilschut H. W., Timmermans R. G. E.* Symmetry violations in nuclear and neutron beta decay // *Rev. Mod. Phys.* 2015. Vol. 87. P. 1483–1516.
142. *Kuehn S., Hickman S. A., Marohn J. A.* Advances in mechanical detection of magnetic resonance // *J. Chem. Phys.* 2008. Vol. 128. 052208.
143. *Poggio M., Degen C. L.* Force-detected nuclear magnetic resonance: recent advances and future challenges // *Nanotechnology.* 2010. Vol. 21. 342001.
144. *Issac C. E., Gleave C. M., Nasr P. T., Nguyen H. L., Curley E. A., Yoder J. L., Moore E. W., Chen L., Marohn J. A.* Dynamic nuclear polarization in a magnetic resonance force microscope experiment // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2016. Vol. 18. P. 8806–8819.
145. *Rugar D., Budakian R., Mamin H. J., Chui B. W.* Single spin detection by magnetic resonance force microscopy // *Nature.* 2004. Vol. 430, P. 329–332.