

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

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2019

Работа выполнена в отделении физики нейтрино Национального
исследовательского центра «Курчатовский институт»

Научный руководитель: **Барабанов Алексей Леонидович**
доктор физико-математических наук, доцент,
руководитель отделения теоретической физики
Курчатовского ядерно-физического комплекса НИЦ
«Курчатовский институт».

Официальные оппоненты: **Синев Валерий Витальевич**
доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник Отдела экспериментальной
физики Института ядерных исследований РАН,
г. Москва;

Наумов Дмитрий Вадимович
доктор физико-математических наук, заместитель
директора по научной работе Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна.

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной
физики им. Д. В. Скобельцына МГУ, г. Москва.

Защита состоится 27 марта 2019 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета
Д 520.009.03 на базе НИЦ «Курчатовский институт» по адресу: 123182,
г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ «Курчатовский
институт» и на сайте www.nrcki.ru.

Автореферат разослан «_____» _____ 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 520.009.03,
д. ф.-м. н., доцент

Барб-1

Барабанов А. Л.

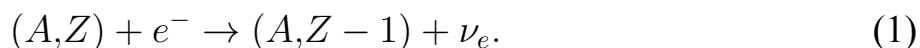
Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. В последние два десятилетия были достигнуты значительные успехи в физике нейтрино. Однако в этой области остается множество открытых проблем и задач. К ним можно отнести следующие:

- Исследование нейтринных осцилляций (определение октанта угла θ_{23} , решение проблемы иерархии масс, поиск возможного CP -нарушения в лептонном секторе);
- Определение абсолютного значения массы нейтрино;
- Выявление природы массы нейтрино (являются нейтрино дираковскими или майорановскими частицами);
- Поиск стерильных нейтрино;
- Проверка Стандартной модели;
- Исследование нейтрино астрофизического происхождения, выявление роли нейтрино в звёздных процессах;
- Поиск нестандартных взаимодействий нейтрино и проявлений новой физики;
- Прикладное использование нейтрино (мониторинг ядерных реакторов, нейтринная томография Земли, передача сигналов).

Таким образом, список задач нейтринной физики довольно широк. Помимо экспериментов, направленных на их решение, важен и теоретический анализ процессов с участием нейтрино, поскольку результаты такого анализа используются при интерпретации экспериментальных данных и планировании новых экспериментов.

Важным процессом, исследование которого затрагивает вопросы не только физики элементарных частиц, но также ядерной и атомной физики, является реакция электронного захвата. В этой реакции орбитальный электрон поглощается ядром (A, Z) с образованием нового ядра $(A, Z - 1)$ и испусканием электронного нейтрино:



В последние годы интерес к изучению электронного захвата возрос по ряду причин. В качестве одной из них можно отметить результаты опыта [1], в котором исследовался захват электронов водородоподобными ионами ^{140}Pr и ^{142}Pm ; закон распада ионов оказался не чисто экспоненциальным, а имел модулированный характер. Эффект модуляции предлагалось объяснить, например, смешиванием

нейтрино и влиянием сверхтонкого расщепления. Окончательного объяснения результатов указанного опыта на данный момент нет; по-видимому, они могут быть связаны как с особенностями электронного захвата, так и с чисто техническими причинами.

Другая причина связана с возможностью определения массы электронного нейтрино в экспериментах с изотопами, распадающимися по каналу электронного захвата с малым энергетическим выходом. В частности, в планируемом эксперименте ЕСНО [2] с изотопом ^{163}Ho , предполагается с высокой точностью измерить спектр вторичного излучения, чувствительный к массе нейтрино. Ожидается, что этот эксперимент будет способен зарегистрировать массы нейтрино порядка 1 эВ и более. В связи с проведением экспериментов такого рода возникла необходимость более подробного теоретического анализа атомно-физических эффектов, проявляющихся в электронном захвате.

Также в литературе обсуждались две возможности, интересные с точки зрения разработки новых методов исследования нейтрино. Во-первых, электронный захват 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 электронного захвата. Обе эти возможности подробно обсуждаются в данной диссертации.

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 [3]); в частности, при определённых условиях электронный захват из некоторых состояний может быть подавлен. Для родственного явления захвата мюона этот эффект, названный сверхтонким эффектом, известен с конца 1950-х годов (см. [4; 5]). Индуцируя с помощью внешнего электромагнитного поля переходы между сверхтонкими состояниями, можно модулировать испускаемое в реакции нейтринное излучение. Возможность такого рода модуляции обсуждалась в работах [3; 6]. 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 электронный захват [7–9]. Область применения таких пучков (называемых, соответственно, β - и ЕС-пучками¹) довольно широка (см., например, [10–12] и ссылки в них); технически возможна и их практическая реализация [13]. Возможность модуляции β - и ЕС-пучков сделает эксперименты с ними более контролируруемыми 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 [14; 15] 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 микромеханических резонаторов.

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.

¹От «electron capture» — электронный захват.

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 компоненту 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 использованы для исследования процессов взаимодействия нейтрино с ядрами, в том числе реакции когерентного упругого рассеяния. Кроме того, в перспективе такие пучки могут быть применены 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 гамов — 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 «Курчатовский институт» «Физика нейтрино» (Москва, 2015 г.), международной кон-

ференции по физике частиц и астрофизике (Москва, 2015, 2016, 2018 гг.), зимней школе ИТЭФ (Москва, 2016 г.), международной сессии-конференции секции ядерной физики 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 [A1–A7], причём 4 статьи [A2–A5] опубликованы в рецензируемых научных изданиях, входящих в международные реферативные базы данных и системы цитирования Web of Science и Scopus, и 2 статьи [A1; A6] — в изданиях, входящих в перечень ВАК рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук.

Основное содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и задачи работы. Приведена характеристика результатов, полученных в работе: их новизна, теоретическая и практическая значимость, степень их достоверности и их апробация. Указаны основные положения, выносимые на защиту.

В **первой** главе даётся обзор теории слабых низкоэнергетических лептон-нуклонных процессов, используемой для описания электронного захвата. Приводятся сведения об электрослабых взаимодействиях и обосновывается возможность описания лептон-нуклонных процессов в рамках эффективной низкоэнергетической теории. Обсуждаются гамильтониан такой эффективной теории и вид токов. В частности, разбирается вид нуклонного тока и содержащихся в нём нуклонных формфакторов. Отмечается, что для рассматриваемого процесса достаточно учитывать два формфактора — g_V и g_A , причём при рассматриваемых энергиях эти формфакторы можно считать константами.

Рассматриваются особенности электронного захвата. Перечисляются сопутствующие ему процессы, как первичные, конкурирующие с ним, так и вторичные, происходящие после него. Обсуждается распределение энергии, выделяющейся при захвате электрона, и условия, при которых этот процесс возможен. Приведены соотношения, позволяющие оценить отношение вероятностей захва-

та электронов с разных оболочек и отношение вероятностей электронного захвата и β^+ -распада.

Во **второй** главе подробно обсуждаются пучки электронных нейтрино с модулируемой монохроматической составляющей. Формулируется идея получения нейтринных β -пучков, источниками которых служат β -радиоактивные ионы, ускоренные в накопительном кольце до высокого значения лоренц-фактора γ . Пучок нейтрино образуется вследствие того, что нейтрино вылетают преимущественно по направлению движения иона в конус с углом полураствора $1/\gamma$.

Обсуждаются разновидности таких пучков: монохроматические пучки, источниками которых являются ядра, захватывающие электроны (ЕС-пучки) [8; 9] и комбинированные β^+ /ЕС-пучки, ядра-источники которых распадаются как по каналу β^+ -распада, так и по каналу электронного захвата [16; 17]. Используя ядра, распадающиеся только за счёт электронного захвата, можно получить полностью монохроматические пучки, однако такие пучки нельзя сделать достаточно интенсивными из-за слишком большого времени жизни ядер-источников. Комбинированные β^+ /ЕС-пучки же, хотя и не являются полностью монохроматическими, содержат монохроматическую составляющую, которая может быть сделана достаточно интенсивной.

Показано, что при использовании водородоподобных ионов с ненулевым спином ядра монохроматическая составляющая такого нейтринного пучка может быть сделана модулируемой. Наличие у ядра спина I приводит к сверхтонкому расщеплению уровней иона на состояния с полным угловым моментом $F = I \pm 1/2$. Вероятность электронного захвата в общем случае различна для этих состояний [3]. Особенно ярко данный эффект проявляется в чистых гамов — теллеровских переходах

$$I^\pi \rightarrow I'^\pi, \quad I' = I \pm 1, \quad (2)$$

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

$$F = I' \pm 1/2. \quad (3)$$

Следовательно, захват электрона материнским 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. 1; более подробные пояснения даны ниже). Из сказанного видно, что индуцируя с помощью электромагнитного излучения переходы между сверхтонкими состояниями, можно осуществлять модуляцию нейтринного излучения.

Комбинированные β^+ /ЕС-пучки с модулируемой монохроматической составляющей могут быть использованы в осцилляционных экспериментах с длинной базой для измерения угла смешивания θ_{13} и CP -нарушающей фазы δ_{CP} , а также определения иерархии масс. 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, [11]). Для этого требуются короткие импульсы нейтрино (порядка 10 нс), получение которых затруднительно. Предлагаемый в настоящей работе способ модуляции позволяет получать импульсы такой длины и короче, и, следовательно, может быть использован для более эффективного подавления фона.

Возможно также применение таких пучков для исследования механизмов упругого и неупругого взаимодействия нейтрино с нуклонами и ядрами (в частности, когерентного рассеяния нейтрино на ядрах), уточнения параметров слабого взаимодействия, поиска стерильных нейтрино, а также установления ограничений на эффекты за пределами Стандартной модели (см. работы [10], [11] и ссылки в них). Во всех этих задачах также стоит проблема фона, решить которую можно, создавая модулируемые пучки.

Построено теоретическое описание процесса модуляции нейтринного излучения в водородоподобном ионе. Приведены выражения для разности энергий двух сверхтонких состояний $1s$ -оболочки иона и для вероятности спонтанного электромагнитного перехода между этими состояниями.

Дана классификация гамов — теллеровских ядерных переходов в зависимости от спинов I и I' начального и конечного ядер и от расположения сверхтонких состояний, определяемого знаком ядерного магнитного момента μ ; все возможные комбинации представлены на рисунке 1. Выделены два типа ядерных перехо-

дов, D и U , для которых захват электрона происходит соответственно из нижнего (D) или из верхнего (U) состояний сверхтонкой структуры.

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.

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

Рисунок 1. Схемы переходов в электронном захвате гамов — теллеровского типа (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 $F = I \pm 1/2$.

Рассмотрены вынужденные переходы в ионе под действием электромагнитной волны с круговой поляризацией. Даны уравнения для амплитуд вероятности нахождения иона в состоянии с полным угловым моментом F и его проекцией f . Для случая резонансных переходов между двумя состояниями $|F_1 f\rangle$ и $|F_2 f + 1\rangle$ с

полными моментами F_1 и F_2 и проекциями f и $f + 1$ соответственно вычислена частота осцилляций

$$\Omega_{F_1 F_2}^f = -\frac{\mu_B h_0}{\hbar} \sqrt{3(2F_1 + 1)} W \left(I \frac{1}{2} F_2 1, F_1 \frac{1}{2} \right) C_{F_1 f 11}^{F_2 f + 1}, \quad (4)$$

где $W(abcd, ef)$ — функция Рака.

В частном случае, когда все ионы переведены в состояния с максимальной проекцией, $f = F_1$, под действием правополяризованного излучения все ионы будут осциллировать между состояниями $|F_1 F_1\rangle$ и $|F_2 F_2\rangle$ с частотой

$$\Omega_{F_1 F_2}^{F_1} = \frac{\mu_B h_0}{\hbar} \sqrt{\frac{2I}{2I + 1}}. \quad (5)$$

Значение частоты осцилляций и параметры электромагнитного излучения должны выбираться в соответствии с конкретной задачей, в которой используется эффект модуляций.

Проведена оценка ожидаемого числа событий в нейтринном детекторе в единицу времени, создаваемых монохроматической компонентой комбинированных β^+ /ЕС-пучков. Предполагалось, что нейтрино обладают достаточно большими энергиями ($\gamma \gg 1$), а также что детектор полностью перекрывает нейтринный пучок. Явное выражение для числа событий в секунду имеет вид

$$\dot{N}_e \simeq \frac{3 \ln 2 \alpha N_i n_N \sigma_0 l}{4}, \quad \alpha \equiv \frac{P E_\nu^0 [\text{МэВ}]}{T_{1/2} [\text{с}]}, \quad (6)$$

где N_i — количество ионов, удерживаемых в накопительном кольце, n_N — концентрация ядер в детекторе, $\sigma_0 = 7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$, l — толщина детектора, P — вероятность распада иона по каналу электронного захвата в одно состояние конечного ядра, E_ν^0 — энергия нейтрино в системе покоя распадающегося иона (для оценок она считалась равной энергетическому выходу реакции, $E_\nu^0 = Q_{EC}$), $T_{1/2}$ — период полураспада иона. Отметим, что результат не зависит от расстояния от источника до детектора L и от параметра γ .

Сформулированы критерии отбора для возможных ядер-источников двух типов пучков электронных нейтрино: полностью монохроматических модулируемых ЕС-пучков и комбинированных β^+ /ЕС-пучков с модулируемой монохроматической компонентой. Критерии отбора включают требования на спин началь-

ного ядра $I \neq 0$, тип перехода (разрешённый чистый гамов — теллеровский переход), относительную вероятность этого перехода P , параметр интенсивности α (6), период полураспада исходного ядра.

Список отобранных ядер-источников, наиболее перспективных с точки зрения получения полностью монохроматических пучков, приведён в таблице 1. В этот список входят хорошо изученные ядра с малым энерговыделением Q_{EC} и большими временами жизни, лежащие вблизи линии ядерной стабильности.

Таблица 1. 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 МАГАТЭ [18].

${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X'$	$T_{1/2}$	$I^\pi \rightarrow I'^{\pi'}$	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

В таблице 2 представлены изотопы, перспективные с точки зрения получения интенсивных пучков с модулируемой монохроматической составляющей: ${}^{140}\text{Eu}$, ${}^{142}\text{Eu}$, ${}^{144}\text{Eu}$, ${}^{153}\text{Yb}$ и ${}^{179}\text{Pt}$. Для более наглядного сравнения ядер-источников разных типов пучков в таблицу включен еще ряд ядер и соответствующих им переходов. Так, в таблицу включен наиболее короткоживущий изотоп из таблицы 1 — ${}^{163}\text{Er}$. Также в таблицу 2 включены четно-четные изотопы ${}^{150}\text{Er}$, ${}^{152}\text{Yb}$ и ${}^{156}\text{Yb}$ с нулевыми спинами, отобранные в работах [16; 17] в качестве наиболее пер-

спективных 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 (6). Используя параметр α , можно сравнить относительную эффективность совмещенных β^+ - и ЕС-пучков без возможности и с возможностью модуляции отдельной монохроматической линии.

Из таблицы 2 видно, что изотоп ^{163}Er значительно проигрывает всем остальным по параметру интенсивности α ; это указывает на малую интенсивность полностью монохроматических пучков. Предложенный в работах [16; 17] изотоп ^{152}Yb является наилучшим с точки зрения интенсивности. Легко видеть, что отобранные изотопы уступают ему по интенсивности примерно в том же отношении (примерно в 3–10 раз), что и два других изотопа из работ [16; 17] — ^{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 может быть использован на практике.

Для отобранных ядер приведены основные параметры водородоподобных ионов: тип перехода (см. рис. 1), величина сверхтонкого расщепления, соответствующая этому расщеплению длина волны электромагнитного излучения и время жизни верхнего состояния относительного спонтанного электромагнитного перехода. Установлено влияние этих параметров на способ модуляции нейтринного пучка.

Рассмотрены перспективы применения комбинированных β^+ /ЕС-пучков для исследования реакции когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядрах. Для случая полностью перекрывающего пучок детектора при значении лоренц-фактора $\gamma \sim 10$ (угол $1/\gamma$ при этом можно считать малым) выполнена оценка числа взаимодействий в детекторе за счёт когерентного рассеяния; при этом взаимодействие предполагалось полностью когерентным и порог регистрации не учитывался. Полученное выражение для числа событий в секунду имеет вид

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

где $\sigma'_0 = 1.7 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$, N_n — число нейтронов в ядре. Отличие от результата (6) для случая высоких значений γ состоит в том, что число событий (7) пропорционально γ . Кроме того, другой вид имеет параметр α' , характеризующий интен-

Таблица 2. 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 [18].

${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}X'$	$T_{1/2}, \text{с}$	$I^\pi \rightarrow I'^{\pi'}$	$E', \text{МэВ}$	$Q_{EC}, \text{МэВ}$	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

сивность пучка. Следовательно, ядра-источники наиболее интенсивных пучков, вообще говоря, могут отличаться от ядер, отобранных выше. Тем не менее, для наиболее перспективных из ядер, отобранных выше, ожидаемое число событий сравнимо с количеством событий, регистрируемых в эксперименте COHERENT.

В третьей главе обсуждается возможность наблюдения макроскопической силы отдачи от нейтринного излучения, действующей на радиоактивный источник, ядра которого поляризованы и распадаются за счёт электронного захвата. Сила, действующая на образец, содержащий N радиоактивных атомов, даётся фор-

мулой

$$\mathbf{F} = -N \sqrt{(E_\nu/c)^2 - (m_\nu c)^2} \int d\Omega \cdot \mathbf{n}_\nu \cdot \frac{dw(\mathbf{n}_\nu)}{d\Omega}. \quad (8)$$

где E_ν и m_ν — энергия и масса нейтрино, $d\Omega$ — элемент телесного угла, \mathbf{n}_ν — единичный вектор в направлении вылета нейтрино, $dw(\mathbf{n}_\nu)/d\Omega$ — угловое распределение нейтрино. В слабых взаимодействиях не сохраняется пространственная чётность, поэтому если исходные радиоактивные ядра поляризованы, то угловое распределение нейтрино анизотропно [19], и на образец действует ненулевая сила отдачи.

Авторы работы [14] оценили силу отдачи, действующую на образец, при условии, что ядра атомов, неустойчивых к электронному захвату, подвергаются поляризации в сильном магнитном поле при низкой температуре. Эта сила оказалась сравнимой с теми, которые измеряются современными атомно-силовыми микроскопами. Эти же авторы рассмотрели возможности использования этого метода для определения массы нейтрино [15].

В [14], [15] рассмотрен лишь случай гамов — теллеровского перехода с уменьшением спина ядра на единицу. При этом не было использовано явное выражение для асимметрии вылета нейтрино по отношению к вектору спина ядра, захватывающего электрон (соответственно, сила отдачи была получена с точностью до численного множителя). В третьей главе диссертации проводится более последовательное вычисление силы отдачи от нейтринного излучения, возникающей 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.

Угловое распределение нейтрино для электронного захвата можно записать в виде

$$\frac{dw_{nEC}(\theta)}{d\Omega} = \frac{w_{nEC}}{4\pi} (1 + \eta_n B_n P \cos \theta), \quad (9)$$

где w_{nEC} — полная вероятность перехода $|J_i\rangle \rightarrow |nJ_f\rangle$, обусловленного электронным захватом, в единицу времени, B_n — коэффициент асимметрии, P — поляризация ядер (индекс n обозначает n -е состояние конечного ядра; в случае перехода в основное состояние $n = 0$). Множитель η_n меньше единицы при $m_\nu \neq 0$ и равен единице для безмассового нейтрино. Если учитывать только захват электрона с

K -оболочки, то η_n принимает вид

$$\eta_n = \frac{cp_{\nu nK}}{E_{\nu nK}} \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_\nu c^2}{E_{\nu nK}} \right)^2, \quad (10)$$

где $p_{\nu nK}$ и $E_{\nu nK}$ — импульс и энергия нейтрино, испущенного при K -захвате. Из (10) видно, что влияние массы нейтрино на процесс чрезвычайно мало, поэтому далее в главе она не учитывалась.

Для разрешённых переходов вычислен коэффициент асимметрии:

$$B_n = \begin{cases} \frac{J_i}{J_i + 1}, & J_f = J_i + 1, \\ -1, & J_f = J_i - 1, \\ -\frac{1 + 2\sqrt{J_i(J_i + 1)}\xi}{(J_i + 1)(1 + \xi^2)}, & J_f = J_i \neq 0. \end{cases} \quad (11)$$

Параметр

$$\xi_n = \frac{g_V M_F(nJ_i J_i)}{g_A M_{GT}(nJ_i J_i)} \quad (12)$$

задаётся фермиевскими и гамов — теллеровскими приведёнными матричными элементами $M_F(nJ_i J_i)$ и $M_{GT}(nJ_i J_i)$ (определение см. в [20, Глава 10]) и векторным и аксиальным нуклонными формфакторами g_V и g_A . Зависимость коэффициента асимметрии B_n от параметра ξ_n при фиксированном J_i представлена на рис. 2. В случае безмассового нейтрино полученные результаты совпадают с результатами работы [19].

Проекция силы отдачи, обусловленной асимметрией испускания нейтрино в электронном захвате с переходом в n -е состояние конечного ядра, на направление поляризующего магнитного поля даётся выражением

$$F_{nz} = -\frac{NI_{nEC} \ln 2 E_{\nu n} B_n P}{3c T_{1/2}} = -\frac{\alpha I_{nEC} E_{\nu n} B_n P}{3c}, \quad (13)$$

где I_{nEC} — относительная интенсивность перехода, $E_{\nu n}$ — энергия нейтрино, $T_{1/2}$ — период полураспада изотопа, α — активность образца. Данный результат был получен в работе [А6], где рассматривался случай чистых гамов — теллеровских переходов; отметим, что он отличается от полученного в [14] множи-

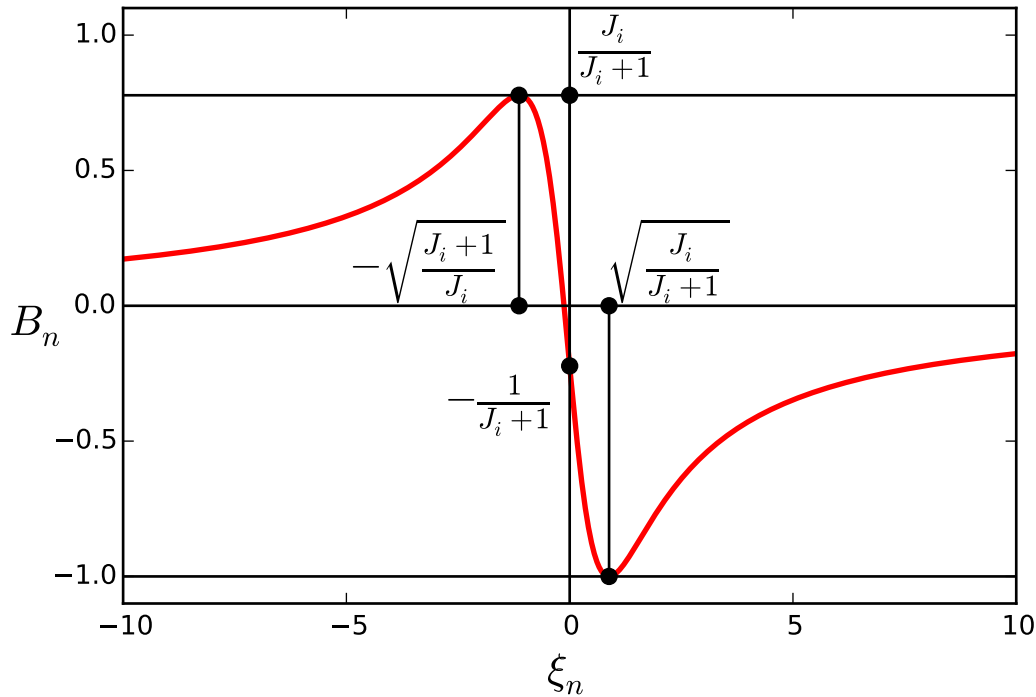


Рисунок 2. Зависимость коэффициента асимметрии B_n от параметра ξ_n для случая смешанных фермиевских и гамов – теллеровских переходов ($J_f = J_i$).

Характерные точки отмечены на графике. Кривая построена для значения $J_i = 7/2$.

телем $1/3$. Из формулы (11) следует, что коэффициент асимметрии для чистых гамов – теллеровских переходов $J_i \rightarrow J_i \pm 1$ составляет порядка единицы. Для смешанных переходов $J_i \rightarrow J_i$ коэффициент также может оказаться сравнимым с единицей при благоприятных значениях параметра ξ_n (12). Таким образом, сила отдачи может возникать в разрешённых переходах всех типов, а не только в гамов — теллеровских $J_i \rightarrow J_i - 1$, рассмотренных в работе [14].

В связи с этим в разделе 3.4 диссертации проведён новый отбор возможных изотопов-источников для эксперимента по наблюдению силы отдачи от нейтринного излучения. Отбирались изотопы, ядра которых имеют ненулевой спин и распадаются по каналу электронного захвата за счёт разрешённого перехода в одно состояние дочернего ядра с вероятностью не менее 0.98; рассматривались только начальные ядра в основном состоянии. Поскольку далее в работе рассматривалась возможность измерения силы с помощью микромеханических устройств, использовалось также ограничение, связанное с минимально измеримой такими устройствами силой (явно ограничение формулируется в разделе 3.6).

Отобранные изотопы были разделены на три группы: распадающиеся по гамов — теллеровскому переходу в основное состояние конечного ядра, распадающиеся по гамов — теллеровскому переходу в возбуждённое состояние конечного ядра и распадающиеся по смешанному фермиевскому и гамов — теллеровскому переходу (в этой группе все отобранные переходы происходят в основное состояние).

В разделе 3.5 обсуждается возможность измерения силы отдачи от нейтринного излучения с помощью микромеханических резонаторов (на примере кантилеверов). Воспроизведена выполненная авторами [14] оценка параметров источника (активность α , количество радиоактивных атомов N , масса источника m), при которых силу отдачи можно зарегистрировать с помощью кантилеверов, используемых в атомно-силовых микроскопах (поскольку в [14] сила была завышена в три раза, полученные значения параметров α , N и m оказались в три раза больше). Оценка выполнялась для поляризации начальных ядер $P = 100\%$; в принципе, такая высокая степень поляризации может быть достигнута при специальных условиях (в частности, при использовании сильных внутриатомных полей). Если же рассматривать более реалистичные значения доступных магнитных полей ($B \leq 10$ Тл) и достижимых температур кантилеверов ($T \approx 1$ К), то ядерная поляризация составит порядка 0.1% и измерение силы предложенным в [14] способом станет невозможным.

Рассматривается модификация этого способа, основанная на методах магнитно-резонансной силовой микроскопии. Иницируя осцилляции поляризации ядер (и пропорциональной ей силы отдачи) на частоте, равной собственной частоте кантилевера, можно добиться резонанса, при котором амплитуда отклонения возрастает в Q раз, где Q — добротность резонатора. Учитывая, что современные технологии позволяют достигать значений $Q \sim 10^5$ и значений жёсткости $k \sim 10^{-5}$ Н/м (в [14] рассматривался кантилевер с $k = 0.2$ Н/м), такой подход позволяет повысить чувствительность измерений и зарегистрировать силы отдачи порядка 10^{-19} Н.

На основе полученного ограничения на минимально измеримую силу в разделе 3.6 явно формулируется требование к силе отдачи от выбранных изотопов-источников. Вычислены минимальные значения α , N и m , при которых возможна регистрация силы отдачи. Рассчитаны соответствующие этим параметрам тепловые мощности, выделяющиеся во вторичных продуктах электронного захвата; по-

казано, что эти мощности малы и не будут оказывать существенного влияния на предложенный эксперимент. Отмечается дополнительное ограничение на количество распадов за один период колебаний кантилевера, при выполнении которого флуктуациями силы отдачи можно пренебречь.

Рассматриваются физические задачи, которые можно решить с помощью предложенного эксперимента по измерению силы отдачи. Показано, что измерение массы нейтрино в таком эксперименте неосуществимо. Отмечается возможность проверки фундаментальных симметрий, таких как лоренц-инвариантность, определения относительных вероятностей захвата электрона с разных оболочек, а также, для изотопов, распадающихся за счёт смешанных фермиевских и гамов — теллеровских переходов, определения относительных вкладов этих переходов.

В разделе 3.8 рассматриваются перспективы дополнительного увеличения чувствительности предложенного эксперимента. Указаны возможности по повышению поляризации ядер и добротности кантилеверов.

В **заключении** перечисляются основные результаты диссертации и отмечаются перспективы дальнейшей разработки темы исследования.

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 электронного захвата. Выполнено вычисление этой силы для

случая разрешённого ядерного перехода общего вида. Показано, что для измерения силы отдачи возможно использовать микромеханические резонаторы и применять методы магнитно-резонансной силовой микроскопии. 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.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *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.
- A2. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Electromagnetic modulation of monochromatic neutrino beams // *Eur. Phys. J. A*. 2015. Vol. 51. 96.
- A3. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Electromagnetic modulation of monochromatic neutrino beams // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. Vol. 675. 012009.
- A4. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Partially Monochromatic Modulated Neutrino Beams // *Physics of Particles and Nuclei*. 2017. Vol. 48. P. 964–966.
- A5. *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.
- A6. *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.
- A7. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Neutrino recoil force in electron-capture decay of polarized nuclei: measurement prospects and potential applications // [arXiv:1810.09896 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1810.09896).

Список литературы

1. *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.
2. *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.
3. *Folan L. M., Tsifrinovich V. I.* Effects of the Hyperfine Interaction on Orbital Electron Capture // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74. P. 499–501.
4. *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.
5. *Primakoff H.* Theory of Muon Capture // *Rev. Mod. Phys.* 1959. Vol. 31. P. 802–822.
6. *Matinyan S.* Lasers as a bridge between atomic and nuclear physics // *Phys. Rep.* 1998. Vol. 298. P. 199–249.
7. *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.
8. *Sato J.* Monoenergetic Neutrino Beam for Long-Baseline Experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95. 131804.
9. *Bernabéu J., Burguet-Castell J., Espinoza C., Lindroos M.* Monochromatic neutrino beams // *J. High Energy Phys.* 2005. Issue 12. 014.
10. *Volpe C.* Beta-beams // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. Vol. 34. P. R1–R44.
11. *Mezzetto M., Lindroos M.* Beta Beams: Neutrino Beams. — London: Imperial College Press, 2010.
12. *Espinoza C., Lazauskas R., Volpe C.* Search for new physics with neutrinos at Radioactive Ion Beam facilities // *Phys. Rev. D.* 2012. Vol. 86. 113016.
13. *Edgecock T. R. et al.* High intensity neutrino oscillation facilities in Europe // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2013. Vol. 16. 021002.

14. *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.
15. *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.
16. *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.
17. *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.
18. Live chart of nuclides,
<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
19. *Treiman S. B.* Recoil effects in K capture and beta decay // *Phys. Rev.* 1958. Vol. 110. P. 448–450.
20. *Eisenberg J. M., Greiner W.* Nuclear Theory. V. 2: Excitation Mechanisms of the Nucleus. – Second, Revised Edition. – North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1976.