Учреждение Российской академии наук
Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

На правах рукописи

Филиппов Дмитрий Витальевич

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИИ И ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА УСЛОВИЯ СТАБИЛЬНОСТИ ЯДЕР И ПРОЦЕССЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

специальность 01.04.02 – теоретическая физика

Диссертация

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2008

Содержание

ВВЕДЕНИЕ **5**

Обозначения 23

ГЛАВА 1. РОЛЬ АТОМНОЙ ОБОЛОЧКИ В ПРОЦЕССАХ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ) **24**

1.1. Радиоактивные превращения ядер 24

Изомеры 26

α-распад 30

β-распад 30

1.2. Электронный β-распад в связанное состояние 32

1.3. Атом в сверхсильном магнитном поле 35

Нейтронные звезды 36

Фемтосекундные лазеры 37

Нерелятивистский электрон в магнитном поле 38

Самосогласованная коллективная модель 40

1.4. β-распад во внешнем электрическом и магнитном полях 42

Связанные состояния в сверхсильном магнитном поле 44

1.5. Нейтрино в среде и внешних полях 46

Осцилляции нейтрино 46

Солнечные нейтрино 47

1.6. Симметрии и калибровочные поля уравнения Дирака 50

Псевдоскалярный заряд 56

Псевдовекторный ток 60

1.7. Теория слабых взаимодействий 60

1.8. Постановка задач 66

ГЛАВА 2. УСЛОВИЕ β-СТАБИЛЬНОСТИ ЯДЕР **67**

2.1. Необходимое и достаточное условие β-стабильности нейтральных атомов 67

2.2. Изменение граничной энергии $\beta^{\pm}$-распада и условия стабильности ядра при ионизации и возмущении атома 76

2.3. Нарушения векового равновесия ^{234}Th 80
2.4. Распад трития во внешнем электрическом поле 82
Изменение плотности электронов на ядре 84
Изменение вероятности распада в связанное состояние 92
Изменение вероятности распада в состояния непрерывного спектра 94
Итоговое уменьшение вероятности распада трития 95
2.5. Поправка к расчету потока солнечных нейтрино 97
Тепловые флуктуации электрического поля 99
2.6. β-распад атома в переменном электрическом поле 100
ГЛАВА 3. УВЕЛИЧЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАЗРЕШЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ β-РАСПАДОВ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 102
3.1. Атом в сверхсильном магнитном поле, нерелятивистский случай; изменение граничной энергии $\beta^{\pm}$-распада 102
3.2. Релятивистский электрон в центральном электрическом и постоянном однородном магнитном полях; связанные состояния 104
3.3. Вероятность разрешенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле 113
Состояния непрерывного спектра 113
Дискретный спектр (связанные состояния) в электрическом поле ядра 114
3.4. Двумерные вихри в плазме 117
Квазинейтральные электронные вихри 120
Ионные вихри 121
Устойчивые вихри в однородной среде 122
Устойчивые вихри в неоднородной среде 126

ГЛАВА 4. ЗАПРЕЩЕННЫЕ β-РАСПАДЫ И ИЗОМЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ 129

4.1. Запрещенные электронные β-распады в сверхсильном магнитном поле 129

4.2. Увеличение вероятности уникальных запрещенных β-распадов в сверхсильном магнитном поле 138

4.3. β-распад Cs в сверхсильном магнитном поле 144

4.4. Изменение вероятности рождения конверсионных электронов . 146

Изомеры во внешнем сверхсильном магнитном поле 147

Изомеры во внешнем электрическом поле 150

ГЛАВА 5. УВЕЛИЧЕНИЕ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМА И В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 152

5.1. Механизм рождения запаздывающих нейтронов 152

5.2. Увеличение доли запаздывающих нейтронов при полной ионизации атома 155

5.3. Увеличение доли запаздывающих нейтронов в сверхсильном магнитном поле 159

5.4. Принципы регулирования атомным реактором; поведение реактора при реактивности порядка доли запаздывающих нейтронов 160

Изотопные искажения 166

5.5. О возможном «магнитном механизме» регулирования атомного реактора 167

5.6. Локальная калибровочная инвариантность уравнения Дирака на основе паулиевской симметрии 172

Состояния нейтрино в плотной среде 177

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ 180

Список работ автора, вошедших в диссертацию 182

Список литературы 185

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая диссертация содержит результаты исследования влияния внешних электрического и магнитного полей, а также степени ионизации плазмы на процессы радиоактивного распада ядер, протекающих за счет слабых и электромагнитных взаимодействий. Основы теории слабых взаимодействий были заложены Ферми при построении теории $\beta^{\pm}$-распада в 1934 г. [1]. Фермиевский лагранжиан слабого взаимодействия представляет собой сумму скалярных произведений векторов заряженных токов. В 1936 г. Гамовым и Теллером был рассмотрен более общий способ построения линейного (по ψ-функциям нейтрона, протона, электрона и нейтрино) лагранжиана, включающего комбинацию произведений скаляров, векторов, тензоров, аксиальных векторов и псевдоскаляров. После открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях (1956 г.) структура слабых токов была определена как сумма векторного и аксиально-векторного (*V–A* модель) [2]. В конце 60^{x} годов была сформулирована Стандартная модель теории электрослабых взаимодействий (Глэшоу–Вайнберга–Салама). Наиболее ярким предсказанием Стандартной модели было предсказание существования взаимодействия нейтральных слабых токов (*Z*-бозоны), которое было экспериментально зафиксировано в 1973 г. (ЦЕРН) [3, 4]. В дальнейшем на стыке физики элементарных частиц и спектроскопии стали проводиться исследования слабых взаимодействий оптическими методами, что привело к обнаружению слабого взаимодействия атомных электронов с ядром, обусловленное нейтральными токами, приводящее к нарушению четности в атомных переходах [5].

Одним из важнейших участников слабого взаимодействия является нейтрино. Именно на гипотезе Паули о существовании нейтрино базировалась первая теория Ферми. На основе двухкомпонентной теории нейтрино построена *V–A* модель. На сегодняшний день свойства нейтрино

в значительной мере остаются неопределенными, и их исследование составляет центральную задачу современной физики слабых процессов. Основную экспериментальную информацию получают при исследовании солнечных, атмосферных и реакторных нейтрино. Наблюдение нейтринных осцилляций в экспериментах на детекторах Super-Kamiokande [6] и Sudbury [7, 8] подтвердило гипотезу, выдвинутую Понтекорво в 1957 г. [9, 10]. Этот факт с необходимостью ставит вопрос о расширении Стандартной модели слабых взаимодействий. Описание осцилляций нейтрино отличается в разных моделях, но на сегодняшний день точность экспериментальных данных не позволяет сделать предпочтительный выбор модели. Важным является также фундаментальный вопрос о природе массы нейтрино (дираковская, майорановская или более сложная). Эта проблема может быть частично разрешена на основе результатов экспериментов по поиску двойного безнейтринного β-распада.

Поскольку и рождение, и регистрация нейтрино происходят за счет слабых взаимодействий, то для корректного сопоставления экспериментальных данных с теоретическими моделями необходимо правильно вычислить вероятности рождения (поглощения) нейтрино. При этом свойства нейтрино неотделимы от описания самого слабого взаимодействия. Трудность заключается в том, что даже в рамках Стандартной модели вероятность ядерных распадов зависит от состояния атомных электронов и внешних электромагнитных полей. При исследовании солнечных нейтрино, состояния излучающих ядер не могут быть непосредственно определены, а моделируются теоретически на базе косвенных измерений.

До середины прошлого века главенствовало мнение основоположников ядерной физики (Резерфорд, Чедвик, Эллис, П. Кюри, М. Кюри) о том, что вероятности радиоактивных процессов зависят только от состава и состояния ядра и не зависят от внешних условий, в том числе

от состояния атомной электронной оболочки. Позднее стало ясно, что, ядерные и атомные явления тесно связаны. В 1949 г. (Сегре, Виганд) [11, 12] и в 1951 г. (Бэйнбридж, Голдхабер) [13] были получены надежные экспериментальные результаты, в которых зарегистрированы изменения периодов полураспада, соответственно, ^{7}Be (*e*-захват) и метастабильного ^{99m}Tc вследствие различия конфигураций атомных электронных оболочек в разных химических соединениях. В 60^{e} годы была развита теория β^{-}-распада в связанное состояние электрона, то есть распада, при котором β-электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. Ее последующее экспериментальное подтверждение показало, что влияние атомной оболочки на периоды распада ядер может быть существенным. Так, например ядра ^{163}Dy, ^{193}Ir, ^{205}Tl – абсолютно стабильные в нейтральном атоме становятся β^{-}-активными при полной ионизации атома [14], а полная ионизация ^{187}Re уменьшила период полураспада в 10^{9} раз (ЦЕРН, 1996 г. [15]).

Изучение ядерных процессов, протекающих за счет слабых взаимодействий, является актуальной задачей современной физики. Следует выделить два основных направления этих исследований:

- изучение влияния атомных электронов и внешних электромагнитных полей на вероятности ядерных распадов в рамках Стандартной модели;
- попытки расширения Стандартной модели электрослабого взаимодействия, в том числе построение моделей нейтрино, обладающего массой и являющегося участником электромагнитного взаимодействия.

В настоящей диссертации основное внимание уделено исследованию влияния ионизации атомов и внешнего электрического и сверхсильного магнитного полей на вероятности ядерных распадов.

На защиту выносятся следующие положения, определяющие научную новизну результатов диссертации:

1. Внешнее электромагнитное поле напряженности атомного масштаба меняет вероятности β-распада ядер опосредованным образом – через изменение атомных электронных состояний. Относительное изменение вероятности распада за счет такого опосредованного влияния всегда больше изменения за счет прямого влияния внешнего поля на ядерные процессы.
2. Вероятность β-распада атома и иона трития во внешнем электрическом поле уменьшается.
3. Вероятность электронного захвата во внешнем электрическом поле уменьшается, следовательно, учет тепловых флуктуаций электрического поля Солнца приводит к увеличению расчетного количества борных нейтрино.
4. Вероятности разрешенных и запрещенных электронных β-распадов под воздействием внешнего сверхсильного магнитного поля увеличиваются за счет увеличения вероятности распада в состояния дискретного спектра электронов.
5. Вероятность рождения электронов внутренней конверсии увеличивается при помещении атома во внешнее магнитное поле и уменьшается во внешнем электрическом поле.
6. Доля запаздывающих нейтронов ядер-излучателей увеличивается при ионизации атома и при воздействии на атом сверхсильного внешнего магнитного поля.
7. Необходимым и достаточным условием β-стабильности ядер нейтральных, ионизованных и возмущенных атомов является реализация минимума полной массы атома (а не ядра) в изобарном ряду.

Научная и практическая ценность работы состоит в следующем:

Полученные в данной работе результаты имеют значение для исследований электрослабых взаимодействий, изучения свойств нейтрино и построения теорий, расширяющих Стандартную модель электрослабых взаимодействий. Результаты работы следует учитывать при интерпретации экспериментальных результатов, получаемых в исследованиях солнечных нейтрино, экспериментах по поиску двойного безнейтринного β-распада и других прецизионных экспериментах по исследованию β-распада и изомерных переходов ядер. Результаты работы могут быть также использованы при исследовании возбуждения ядерных изомеров под воздействием излучения фемтосекундных лазеров, а также при построении моделей излучения нейтронных звезд.

Апробация результатов работы. Основные результаты диссертации обсуждались на семинарах Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Российского научного центра «Курчатовский институт», Института теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, физического факультета МГУ; докладывались на следующих конференциях: Journées d'études «Existe-t-il des réactions nucléaires à des énergies de niveau atomique ?», 26–27 novembre, 2003, Paris, France; XXXI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 16–20 февраля 2004, Звенигород, Россия; XI International Conference on Condensed Matter Nuclear Science, 31 oct–05 nov 2004, Marseille, France, 2004; XXXII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 14–18 февраля 2005, Звенигород, Россия; XXXIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 13–17 февраля 2006, Звенигород, Россия; Международная конференция «Двадцать лет Чернобыльской катастрофы», 24–26 апреля 2006, Киев, Украина; XXXIV Международная (Звенигородская)

конференция по физике плазмы и УТС, 12–16 февраля 2007, Звенигород, Россия; International School/Seminar «Quantum field theory and gravity», 2–7 july, 2007, Tomsk, Russia.

Основные результаты диссертации опубликованы в 25 работах (19 – в журналах из списка ВАК).

Личный вклад автора. В изложенных в диссертационной работе исследованиях автору принадлежат постановка и решение задач, анализ и интерпретация результатов.

Объем работы. Диссертация состоит из Введения, пяти глав и Списка литературы. Объем диссертации составляет 208 стр., в т. ч. 14 рисунков, 13 таблиц, 267 наименований в списке литературы.

Содержание диссертации.

В ***первой главе*** диссертации представлен обзор работ, посвященных вопросу влияния внешних воздействий (электрическое и магнитное поле, ионизация, различное химическое окружение) на вероятности ядерных процессов за счет изменения атомной оболочки.

В настоящей диссертации рассматриваются изменения вероятностей ядерных процессов, происходящие из-за изменения лептонных функций распределения, при этом ядерные матричные элементы остаются без изменений.

Вторая глава посвящена вопросу β-стабильности ядер и изменению вероятности β-распада и *e*-захвата под действием внешнего электрического поля. Вопрос о формулировке условия β-стабильности ядер был поставлен практически на заре развития ядерной физики. Однако до середины прошлого века недостаточная точность и неполный объем экспериментальных данных по массам ядер изотопов не давал возможности полноценно проанализировать соответствие теоретических представлений и экспериментальных данных. Так как в то время точность экспериментальных данных не всегда позволяла делать различие между

разностью масс ядер и разностью масс атомов, то казалось, что условия «минимума массы ядра», «минимума массы атома» и «максимума энергии связи ядра» в изобарных рядах совпадают, а отклонения от предполагаемого условия стабильности считались исключениями.

В разд. 2.1. показано, что фигурирующие в литературе условия стабильности такие, как «минимум массы ядра» или «максимум энергии связи» в изобарных рядах являются ошибочными. Так, например, более 30 изотопов, реализующих минимум массы ядра на изобарных рядах, нестабильны по отношению к *e*-захвату, а 60 изотопов, реализующих максимум энергии связи, являются β^--активными. Единственным абсолютно точным условием β-стабильности ядра нейтрального атома является реализация изотопом минимума массы атома в изобарном ряду: этому условию удовлетворяют все без исключения стабильные изотопы. Более того, анализ показал, что в природе реализуются все процессы $\beta^\pm$-распада и *e*-захвата, разрешенные энергетически (никаких других запретов нет). То есть указанное условие β-стабильности ядра нейтрального атома является необходимым и достаточным.

В разд. 2.2. показано, что при ионизации атома граничная энергия электронного β-распада увеличивается, и условие стабильности сдвигается в сторону ядер с бóльшими зарядами: стабильные в нейтральном атоме ядра (^{163}Dy, ^{193}Ir, ^{205}Tl) становятся β-активными при ионизации.

Внешнее воздействие на электронную оболочку атома может привести к перераспределению интенсивностей распадов по разным каналам, в тех случаях, когда распад происходит по нескольким каналам на различные уровни дочернего ядра. Экспериментально это проявляется в изменении соотношений интенсивностей линий γ-излучения дочерних ядер. В разд. 2.3. показано, что при ионизации атомов ^{234}Th, являющегося продуктом α-распада ^{238}U, открывающиеся каналы β^--распада в связанное состояние электрона должны привести к увеличению интенсивности линии

92.38–92.80 кэВ ^{234m}Pa (продукт β^--распада ^{234}Th) по отношению к интенсивности линии 1001 кэВ ^{234}U (продукт β^--распада ^{234m}Pa).

Разд. 2.4. посвящен вычислению изменения вероятности разрешенных β-распадов при воздействии внешнего электрического поля. Показано, что вероятность β-распада трития уменьшается при воздействии на атом внешнего однородного постоянного электрического поля. Для атома трития эффект уменьшения связан, во-первых, с уменьшением граничной энергии β-распада и, во-вторых, с уменьшением плотности незанятых связанных электронных состояний на ядре. Оба обстоятельства приводят к уменьшению вероятности β-распада: первое – к уменьшению вероятности распада в непрерывный спектр электронов, второе – к уменьшению распада в связанное состояние. Для β-распада атома трития итоговое уменьшение вероятности распада λ при помещении в постоянное электрическое поле напряженности E составляет (здесь и далее пользуемся релятивистскими единицами $\hbar = c = m_e = 1$) составляет:

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_a \sim -\frac{E^2}{2\alpha^5}\left[\nu_a \frac{31}{Z^6} + \frac{9\sqrt{2}}{4}\frac{\alpha^2}{q_0}\right] \sim -1.85\times 10^8 E^2,$$

где $q_0 = 18.6$ кэВ – граничная энергия β-распада, $\nu_a = (0{,}62\pm 0{,}07)\%$ – вероятность распада в связанное состояние электрона для атомарного трития; $Z = 2$ – заряд конечного ядра (He). В этом случае изменение вероятности распада в связанное состояние за счет изменения плотности электронов на ядре (первое слагаемое) того же порядка, что и изменение вероятности распада в состояния непрерывного спектра за счет изменения энергии ионизации (второе слагаемое). Для иона трития:

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_t = -\nu_t \frac{E^2}{\alpha^5}\frac{31}{2Z^6} \sim -1.25\times 10^8 E^2,$$

где $\nu_t = (1{,}07\pm 0{,}04)\%$ – вероятность распада в связанное состояние электрона для иона трития – ядра трития без электронной оболочки

(тритона). Полученная оценка в 10^6 раз превышает оценку, полученную в [16], и имеет противоположный знак. Причина такого различия заключается в следующем. В [16] рассмотрен распад полностью ионизованного атома только в состояния непрерывного спектра электронов. Так как для такого распада атомная оболочка отсутствует и в начальном и в конечном состоянии, то не происходит изменения граничной энергии распада из-за изменения энергии ионизации. Для этого канала единственная причина изменения вероятности β-распада заключается в увеличении граничной энергии из-за влиянии внешнего электрического поля на β-электрон, что и рассмотрено в [16]. Этот эффект мал (10^{-8}) по сравнению с влиянием внешнего электрического поля на изменение плотности электронов связанных состояний на ядре дочернего иона гелия. Распад в связанное состояние в [16] не учитывался, но этот канал всегда существует, и его доля ν_t не мала (1%). Этот пример иллюстрирует тот факт, что в некоторых задачах изменение атомной электронной оболочки дает определяющий вклад в изменение вероятности распада ядер. Влияние внешнего электрического поля на вероятность β-распада атома трития в состояния непрерывного спектра электронов происходит опосредовано через изменение энергий ионизации. Энергии ионизации начального атома трития и конечного иона гелия по-разному меняются под действием внешнего электрического поля (эффект Штарка) из-за разных зарядов ядер, что и приводит к уменьшению граничной энергии распада.

В разд. 2.5. вычислено влияние электрического поля Солнца на вероятность процессов *e*-захвата. Показано, что во внешнем электрическом поле вероятность *e*-захвата ^{7}Be (λ_{Be}) уменьшается, соответственно уменьшается расход ^{7}Be и увеличивается равновесное количество ядер ^{7}Be в Солнце. Это практически не меняет поток бериллиевых нейтрино, так как канал *e*-захвата (сопровождающийся излучением нейтрино) является основным каналом расхода ^{7}Be, а уменьшение вероятности распада

компенсируется равным увеличением концентрации атомов ^{7}Be. Канал протонного захвата $^7\mathrm{Be} + p \to {}^8\mathrm{B}$ имеет малую относительную вероятность (10^{-3}) и не влияет на равновесное количество ^{7}Be. Увеличение равновесного количество ядер ^{7}Be приводит к пропорциональному увеличению равновесного количество ядер ^{8}B, и, соответственно, к увеличению потока борных нейтрино s_B (сопровождающих β^+-распад ^{8}B) на величину Δs_B:

$$\frac{\Delta s_\mathrm{B}}{s_\mathrm{B}} = -\frac{\Delta\lambda_\mathrm{Be}}{\lambda_\mathrm{Be}} = \frac{f_b}{1+f_b}\frac{31}{2Z^6}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^5} \sim 3\times 10^7\,\mathrm{E}^2\,,$$

где $f_b = 0{,}2$ – доля e-захвата связанных электронов по отношению к захвату свободных электронов. В итоге получено, что учет тепловых флуктуаций электрического поля Солнца приводит к увеличению расчетного количества борных нейтрино на величину ~ 10%.

В ***третьей главе*** обсуждаются возможности изменения вероятности разрешенных β-распадов ядер при воздействии на атом внешнего сверхсильного магнитного поля. При помещении нейтрального атома или не полностью ионизованного иона во внешнее сверхсильное магнитное поле меняется энергия ионизации атома, что приводит к изменению граничной энергии β-распада и, следовательно, к изменению вероятности β-распада. Кроме того, сверхсильное магнитное поле приводит к увеличению плотности связанных электронных состояний на ядре, что увеличивает вероятность электронного β-распада в связанное состояние.

В разд. 3.1. рассмотрено изменение вероятности электронного и позитронного β-распада из-за изменения энергии ионизации атома в нерелятивистском приближении. Полная энергия ионизации атома в достаточно сильном внешнем магнитном поле растет при увеличении заряда ядра быстрее, чем для невозмущенного атома. Таким образом, при помещении атома в сверхсильное внешнее магнитное поле, граничная энергия электронного β^--распада увеличивается, а граничная энергия позитронного β^+-распада уменьшается по отношению к граничной энергии

соответствующего распада невозмущенного атома. Следовательно, наложение сверхсильного внешнего магнитного поля на нейтральный многоэлектронный атом приводит к увеличению вероятности электронного β^--распада и уменьшению вероятности позитронного β^+-распада и *e*-захвата. Этот эффект может быть существенен для распадов с малыми граничными энергиями.

При распаде ядра полностью ионизованного атома, а также в тех случаях, когда энергия β^--распада велика по сравнению с изменением полной энергии ионизации атома, изменение граничной энергии β^--распада при воздействии внешнего сверхсильного магнитного поля будет мало и не приведет к существенному изменению вероятности распада. В этих случаях все изменение вероятности β^--распада во внешнем магнитном поле будет определяться только изменением плотности незанятых электронных состояний на ядре. Для вычисления вероятности β^--распада в связанные состояния необходимо знать функцию распределения электронов в центральном электрическом поле ядра и внешнем постоянном однородном магнитном поле. В разд. 3.2. эта задача решена в релятивистском приближении для сверхсильного внешнего магнитного поля, когда ларморовский радиус электрона мал по сравнению с боровским радиусом. В этом случае электрическое поле рассматривается как возмущение, накладываемое на основное движение электрона в магнитном поле по уровням Ландау. Результирующее решение является суперпозицией поперечного движения по уровням Ландау и продольного одномерного кулоновского движения (вдоль магнитного поля). Получен спектр для основного и возбужденных состояний продольного (вдоль магнитного поля) движений электрона для всех уровней Ландау поперечного движения. Для связанных в электрическом поле ядра состояний:

$$E_{n\kappa} = \sqrt{\frac{1+2neH}{1+\left(\alpha Z/\kappa\right)^2}}\,,$$

где n – номер уровня Ландау поперечного движения, Z – заряд ядра, κ – квантовое число продольного движения (нецелое) H – напряженность магнитного поля. Для возбужденных уровней κ стремится к целым значениям; для основного состояния продольного движения (минимальное κ) энергия логарифмически зависит от H, так как κ_0 является решением уравнения:

$$\kappa_0^{-1} = 2\ln\left(\frac{\kappa_0\sqrt{eH}}{2E_0\alpha Z}\right), \quad E_0 = \sqrt{1+2neH}\ .$$

Получено, что для возбужденных уровней поперечного движения решения уравнения Дирака в цилиндрических координатах (r, φ, z) имеют следующую структуру:

$$\psi = \sqrt{\frac{eH}{8\pi}}e^{(-iEt+i(n-s)\varphi)} \times \begin{pmatrix} \sqrt{1\pm E_0^{-1}}I_{n-1,s}(\tfrac{1}{2}eHr^2)e^{-i\varphi}\zeta_1(z) \\ \pm\sqrt{1\mp E_0^{-1}}I_{n,s}(\tfrac{1}{2}eHr^2)\zeta_2(z) \\ i\sqrt{1\pm E_0^{-1}}I_{n-1,s}(\tfrac{1}{2}eHr^2)e^{-i\varphi}\zeta_2(z) \\ \pm i\sqrt{1\mp E_0^{-1}}I_{n,s}(\tfrac{1}{2}eHr^2)\zeta_1(z) \end{pmatrix},$$

где $I_{n,s}$ – функции Лагерра, $\zeta_{1,2}(z)$ – функции продольного движения, которые выражаются через функции Уиттекера (четности функций ζ_1 и ζ_2 всегда различны), n – номер уровня Ландау, s – радиальное квантовое число. В полученном решении поперечные (радиальные) функции попарно совпадают для первой и третьей компонент спинора, а также для второй и четвертой; Продольные зависимости имеют другой характер: они попарно совпадают для первой и четвертой, а также для второй и третьей компонент. Для основного уровня Ландау первая и третья компоненты спинора равны нулю, что упрощает систему уравнений, которая решена в [17].

В разд. 3.3. проанализированы полученные решения. Показано, что суммарная плотность состояний непрерывного спектра электронов и, соответственно, вероятность распада в состояния непрерывного спектра не изменяется при наложении внешнего магнитного поля, так как плотность

каждого состояния непрерывного спектра растет пропорционально напряженности магнитного поля, а количество состояний уменьшается обратно пропорционально напряженности. С другой стороны, вероятность распада в связанное состояние увеличивается с ростом магнитного поля по двум причинам: во-первых, растет плотность состояний на ядре и, во-вторых, эффективно увеличивается граничная энергия из-за увеличения (по модулю) энергии связи:

$$\frac{(\lambda_{b\kappa})_H}{\lambda_c} \propto \left(\frac{\alpha Z}{\kappa}\right)\frac{1}{f(Z,Q)}\sum_{n=1}^{n_{\max}} eH\left(Q-E_{n\kappa}\right)^2 ,$$

$$n_{\max} = \frac{Q^2(1+2\varepsilon)-1}{2eH}, \qquad \varepsilon = \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha Z}{\kappa}\right)^2 ,$$

где $\lambda_{b\kappa}$ – вероятность распада в связанное состояние с квантовым числом κ, Q – энергия ядерного перехода, ε – продольная энергия связи, f – интегральная функция Ферми. В сверхсильном магнитном поле существенным является вклад возбужденных состояний продольного движения, так как плотность возбужденных связанных состояний в одномерном кулоновском потенциале спадает значительно медленнее при росте квантового числа ($\propto \kappa^{-1}$), чем в трехмерном кулоновском потенциале ($\propto N^{-3}$). Для β-распадов малых граничных энергий $q = Q - 1 < eH$ распад может происходить только на основной уровень Ландау поперечного движения. В этом случае распад в связанное состояние разрешенных β-распадов растет с увеличением заряда ядра пропорционально Z и увеличивается пропорционально напряженности магнитного поля, тогда как в отсутствии магнитного поля вероятность распада в связанное состояние пропорциональна Z^3. В том случае, когда граничная энергия распада находится в диапазоне $eH << q << 1$, вероятность разрешенных распадов перестает зависеть от магнитного поля.

В разд. 3.4 рассмотрены двумерные вихри в однородной и неоднородной плазме. Показано, что ряд задач динамики плазмы в

магнитном поле приводится к двумерному уравнению «вмороженности» ротора обобщенного импульса:

$$\frac{d\Phi}{dt} \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \Omega\lambda^2 \left[\nabla\psi \times \vec{\iota}\right]\nabla\Phi = 0 ,$$

$$\Phi = \lambda^2 \Delta\psi - C_1\psi + C_0 y \ .$$

Это уравнение сохраняет бесконечнопараметрическое множество интегралов движения:

$$J_F \equiv \int F(\Phi) ds \ ,$$

где F – произвольная функция. Показано, что это уравнение имеет большое количество устойчивых решений, особенностью которых является реализация максимума полной энергии при фиксированных интегралах движения.

Четвертая глава посвящена запрещенным электронным β-распадам и изомерным переходам. В разд. 4.1. и 4.2. рассмотрены формфакторы уникальных запрещенных электронных β-распадов во внешнем постоянном однородном сверхсильном магнитном поле. Показано, что формфактор запрещенного β-распада порядка запрета s зависит от напряженности магнитного поля H следующим образом:

$$S_s^H(E,Q) = \sum_{l=0}^{s} T_l^s (neH)^l (Q-E)^{2(s-l)} ,$$

где $T \sim 1$ – численные коэффициенты. Из-за роста формфакторов относительное увеличение вероятности запрещенных электронных β-распадов в магнитном поле превышает относительное увеличение вероятности разрешенных распадов при равной граничной энергии распада. Для запрещенных распадов в том случае, когда энергия распада меньше энергии связи основного уровня продольного движения $q << \varepsilon_0$ (в общем случае ε_0 может быть $\sim eH$), проявляется зависимость формфактора запрещенного распада от заряда ядра и энергии распада. В этом случае

формфактор уникального запрещенного распада увеличивается с ростом заряда ядра или уменьшением энергии распада и слабо растет с увеличением напряженности магнитного поля.

В качестве примера в разд. 4.3. сравниваются изменения вероятностей разрешенного β-распада $^{134}\mathrm{Cs} \to {}^{134}\mathrm{Ba}$ и запрещенного $^{137}\mathrm{Cs} \to {}^{137}\mathrm{Ba}$. Если внешнее магнитное поле не очень велико (изменение энергии связи основного состояния продольного движения мало по сравнению с массой электрона), то отношение вероятностей распада ^{137}Cs к ^{134}Cs должно увеличиться в 3 раза. Это изменение можно экспериментально исследовать, измеряя отношение интенсивностей γ-линий 662 кэВ (^{137}Cs) и 605 кэВ (^{134}Cs). Рост этого отношения от напряженности магнитного поля носит логарифмический характер.

В разд. 4.4. рассмотрено изменение вероятности внутренней конверсии во внешних электрическом и сверхсильном магнитном полях. При помещении нейтрального атома в сверхсильное магнитное поле происходит увеличение плотности атомных электронов на ядре и изменение энергии электронов связанных состояний. В сверхсильном магнитном поле появляется возможность переходов конверсионных электронов с нижних уровней поперечного движения на более высокие уровни поперечного движения, при этом электрон может оставаться связанным в продольном направлении. В настоящей работе получена качественная зависимость вероятности внутренней конверсии от напряженности внешнего сверхсильного магнитного поля. Для непрерывного спектра рожденных конверсионных электронов

$$\lambda^{(c)} \propto \frac{\alpha Z}{\kappa_i}(q-\varepsilon_i)(eH)^{s+1},$$

где κ_i – квантовое число начального продольного состояния, ε_i – энергия связи начального состояния, q – энергия конверсионного электрона. Распады в связанное состояние рожденного электрона возможны только в

том случае, когда напряженность магнитного поля удовлетворяет условию резонанса:

$$q = 2NeH + \varepsilon_i - \varepsilon_f = 2NeH + \frac{(\alpha Z)^2}{2}\left(\kappa_i^{-2} - \kappa_f^{-2}\right),$$

где N – целое число, $\kappa_{i,f}$ – продольные квантовые числа начального и конечного состояний. На монотонный рост вероятности конверсии в состояния непрерывного спектра электронов накладываются серии резонансов распадов в связанные состояния:

$$\lambda^{(b)} \propto \frac{(\alpha Z)^2}{\kappa_i \kappa_f}(eH)^{s+2}.$$

Серия образуется для набора конечных состояний электрона внутренней конверсии с фиксированным уровнем поперечного движения и различными связанными состояниями продольного движения. В серии резонансов наибольший соответствует распаду, при котором конечным состоянием конверсионного электрона является основное связанное состояние, так как для этого состояния плотность электронов на ядре максимальна.

Электрическое поле приводит к уменьшению вероятности рождения электрона внутренней конверсии по двум причинам: во-первых, из-за уменьшения плотности начального (связанного) состояния электрона на ядре и, во-вторых, из-за увеличения по модулю энергии связи электрона. Последнее обстоятельство приводит к уменьшению энергии рождаемого конверсионного электрона и, соответственно, к уменьшению фазового объема конечного состояния.

Пятая глава посвящена исследованию распадов ядер-излучателей запаздывающих нейтронов при воздействии на атом внешнего электромагнитного поля. В разд. 5.1. описан механизм рождения запаздывающих нейтронов и собрана информация обо всех известных ядрах-излучателях запаздывающих нейтронов с периодом полураспада больше 0,1 с. (135 шт.). В разд. 5.2. показано, что появление

дополнительных каналов β^--распада в связанные состояния электронов для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов (при ионизации атома или при наложении на атом сверхсильного магнитного поля) приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов. Вычислены увеличения долей запаздывающих нейтронов для ядер-излучателей, являющихся продуктами деления урана и плутония из первых трех групп. Средние значения относительного увеличения долей запаздывающих нейтронов составляют: для первой группы – 2,2%, для второй – 3,4%, для третьей – 2,9%.

В разд. 5.3. показано, что наложение сверхсильного магнитного поля на атом с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов также приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов из-за увеличения вероятности β-распада в связанное состояние электрона.

Разд. 5.4. посвящен анализу развития неустойчивости уравнений кинетики атомного реактора в рамках однородной гомогенной изотропной модели. В классических уравнениях кинетики реактора учитываются концентрации только тех ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, которые испытали распад по нейтронному каналу, а осколки, испытавшие β^--распад без излучения нейтрона, считаются потерянными для процесса цепной реакции. Фактически те нейтроны, которые привели к образованию осколков, испытавших безнейтронный β^--распад учитываются в увеличении потерь, то есть в уменьшении реактивности. В реакторе постоянно находится огромное количество ядер-осколков, способных излучить нейтроны: количество ядер-излучателей запаздывающих нейтронов более чем на два порядка превышает количество мгновенных нейтронов. Следовательно, изменение в физике распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов может привести к значительным изменениям плотности нейтронов.

В настоящее время при проектировании атомных реакторов считается, что доля запаздывающих нейтронов ядра-излучателя запаздывающих нейтронов не зависит от внешних условий, а учитывается только изменение средней доли запаздывающих нейронов из-за изменения состава активной зоны. Классические уравнения кинетики принципиально записаны в условиях неизменной доли запаздывающих нейтронов. Следовательно, анализировать решения этих уравнений в случае переменной доли запаздывающих нейтронов не корректно. В разд. 5.5. сформулированы уравнения кинетики реактора с учетом всего количества ядер-излучателей запаздывающих нейтронов (включая и те, распад которых не привел к образованию нейтрона). Полученные уравнения проанализированы в случае изменения доли запаздывающих нейтронов. Показано, что если с помощью внешнего воздействия (например, с помощью сверхсильного магнитного поля) менять долю запаздывающих нейтронов, теоретически можно регулировать мощность реактора.

В разд. 5.6. рассмотрены гипотетические поля, возникающие как калибровочные компенсирующие поля локальной паулиевской симметрии. В настоящее время активно обсуждаются вопросы о возможном поиске явлений, выходящих за рамки Стандартной модели. При этом основные ожидания связывают с экспериментами по столкновению пучков частиц больших энергий. С другой стороны, если рассмотренные в настоящем разделе гипотетические взаимодействия реализуются в природе, то они могут приводить к изменению вероятности ядерных распадов малых граничных энергий, протекающих за счет слабых взаимодействий. Следовательно, поиск новых физических явлений, выходящих за рамки Стандартной модели имеет смысл проводить не только в области больших энергий, но и с помощью прецизионных экспериментов по выявлению нарушений периодов распадов с малыми граничными энергиями.

В заключительной части диссертации сформулированы основные результаты и выводы.

Обозначения

Далее, если не оговорено особо, будем пользоваться релятивистскими единицами $\hbar = c = m_e = 1$, где $\hbar$ – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, m_e – масса электрона. При этом единицами являются:

- длина $3{,}862\times10^{-13}$ м (комптоновская длина волны электрона);
- время $1{,}288\times10^{-21}$ с;
- масса $9{,}109\times10^{-31}$ кг;
- энергия $8{,}187\times10^{-14}$ Дж = 511 кэВ
- магнитная индукция $3{,}771\times10^{8}$ Тл = $3{,}771\times10^{12}$ Гс;
- напряженность магнитного поля $3{,}771\times10^{12}$ Э;
- напряженность электрического поля $1{,}131\times10^{17}$ В/м = $3{,}771\times10^{12}$ СГС
- электрический заряд $1{,}876\times10^{-18}$ Кл;
- заряд электрона $1{,}602\times10^{-19}$ Кл $=\sqrt{\alpha} = 0{,}085$
- постоянная тонкой структуры $\alpha \equiv e^2(\hbar c)^{-1} = (137)^{-1}$.

Метрический тензор (μ, ν = 0, 1, 2, 3):

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{0.1}$$

Матрицы Паули:

$$\sigma^{i=1,2,3} = \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right\}, \quad \sigma^i = -ie_{ijk}\sigma^j\sigma^k, \tag{0.2}$$

e_{ijk} – антисимметричный тензор.

γ-матрицы Дирака в стандартном представлении:

$$\begin{gathered} \gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \ \gamma^{i=1,2,3} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}; \\ \gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{pmatrix}; \ I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \end{gathered} \tag{0.3}$$

где I – двумерная единичная матрица; α-матрицы Дирака:

$$\alpha_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix}. \tag{0.4}$$

$\partial_\mu \equiv \dfrac{\partial}{\partial x^\mu}$; A^+ – эрмитово сопряжение; $\overline{\psi} = \psi^+\gamma^0$ – дираковское сопряжение.

ГЛАВА 1.
РОЛЬ АТОМНОЙ ОБОЛОЧКИ В ПРОЦЕССАХ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

1.1. Радиоактивные превращения ядер

В настоящей работе будут рассмотрены радиоактивные распады ядер, то есть процессы самопроизвольного изменения состояния (или состава) одного начального ядра за время, много большее характерного ядерного масштаба времени ($\sim 10^{-22}$ с). К основным процессам радиоактивного распада относятся [18 – 22]:

- α-распад;
- β-распад, идущий за счет слабых взаимодействий, и включающий:
    - электронный (β^--распад),
    - позитронный (β^+-распад),
    - электронный захват (*K*-захват),
- распад ядерных изомеров за счет электромагнитного взаимодействия:
    - γ-радиоактивность,
    - рождение электронов внутренней конверсии,
- запаздывающие процессы:
    - рождение запаздывающих нейтронов, сопровождающих β^--распад,
    - рождение запаздывающих протонов, сопровождающих β^+-распад или *e*-захват (примеры легких ядер – ^{9}C, ^{13}O [23, 24]);

При наличии запаздывающей радиоактивности (*n* или *p*) вероятность распада определяется соответствующим родительским процессом. Аналогично электромагнитное излучение (γ-излучение) как вторичный радиоактивный процесс сопровождает большинство α- и β-распадов при снятии возбуждения дочерних ядер, но в случае распада изомерных

состояний электромагнитное взаимодействие ответственно за распад и определяет период полураспада метастабильного состояния.

Кроме указанных основных радиоактивных распадов известны: кластерная радиоактивность и «экзотическая» протонная радиоактивность [23] при которой, в отличие от запаздывающей протонной активности, протонный распад является первичным и влияет на вероятность распада ядра. Например, известен протонный распад изомера ^{53m}Co (спин $19/2^{-}$, период полураспада $T_{½}$ = 247±12 мс, вероятность протонного канала 1,5%) и протонный распад основных состояний ^{121}Pr ($T_{½}$ = 1,4±0,8с), ^{151}Lu ($T_{½}$ = 88 мс) [23, 24]. При *p*-распаде основного состояния, аналогично α-распаду, происходит туннельный переход протона через энергетический барьер.

Долгое время после открытия радиоактивности считалось, что ядерные распады являются абсолютными эталонами времени [25], так как «*постоянная* радиоактивного распада» зависит только от состояния ядра (ядерных матричных элементов) и *не зависит* от внешних условий, в том числе от состояния атомной электронной оболочки (это отражено и в самом названии «постоянная»). Обзор истории этого вопроса и ссылки на оригинальные работы содержатся в [26]. Позднее стало ясно, что, несмотря на значительное различие атомного и ядерного масштабов энергии и размера (~ 10^6), ядерные и атомные явления тесно связаны. Распад ядра в общем случае не отделим от атомной оболочки. Так как при изменении заряда ядра собственные функции атомных электронов меняются, то распад ядра с изменением заряда всегда приводит к изменению атомных электронных орбит. Следовательно, изменение энергии электронной оболочки следует учитывать при рассмотрении распада ядра [27–29].

В первую очередь влияние состояния атомной оболочки на вероятность ядерных распадов было обнаружено для процессов, идущих непосредственно с участием атомных электронов – *e*-захват и рождение

конверсионных электронов. Вероятности этих процессов пропорциональны плотности атомных электронов в области ядра, которая меняется при деформации атомной оболочки. В 1949 г. [11, 12] было зафиксировано изменение периодов полураспада ^{7}Be (e-захват, $T_{½}$ = 53,12 дн; $3/2^{-} \rightarrow 3/2^{-}$ 861,9 кэВ; $3/2^{-} \rightarrow 1/2^{-}$ 384,3 кэВ) вследствие деформации атомных электронных оболочек в различных химических соединениях (Be, BeO, BeF_2).

Последующие исследования показали, что электрическое поле атомных электронов влияет на вероятности ядерных распадов всех типов. Так, например, в [30, 31] исследовано влияние электронных оболочек атомов мишени на сечения ядерных реакций при столкновении пучков протонов и дейтонов с мишенями из ^{50}V и дейтерированной Pt.

Изомеры

Явление ядерной изомерии было открыто Курчатовым с сотрудниками в 1935 г. Несмотря на то, что прошло уже более 70 лет, изучение этого явления остается актуальным и в настоящее время [23, 32]. Явление внутренней конверсии дает ядру дополнительную, к испусканию γ-кванта, возможность снятия возбуждения. Коэффициент внутренней конверсии, то есть отношение вероятности излучения конверсионного электрона к вероятности излучения γ-кванта, зависит от энергии перехода E (уменьшается с ростом E), растет с ростом заряда ядра Z и растет с ростом мультипольности излучения [33, 34]. Вероятность электрического λ_E и магнитного λ_M излучения мультипольности s и энергии Q пропорциональна [22, 27, 33, 34]:

$$\lambda_{E,M} = \frac{8\pi(s+1)}{s[(2s+1)!!]^2} Q^{2s+1} \Lambda^2_{E,M} , \qquad (1.1)$$

где $\Lambda_{E,M}$ – электрические и магнитные мультипольные моменты излучающей системы. Так как магнитные мультипольные моменты обусловлены изменением плотности тока, они в $(m_p R) \sim \mathrm{v}^{-1} >> 1$ раз

меньше электрических: m_p – масса протона, R – радиус ядра, v – «скорость» нуклонов в ядре (в релятивистских единицах соотношение неопределенностей для нуклона в ядре дает m_pv $R \sim 1$).

Вероятность излучения конверсионных электронов λ_e по теории возмущений определяется матричным элементом:

$$\lambda_e \propto \left| \left\langle \Psi_f \psi_f \left| \sum_{e,p} \left| \vec{r}_p - \vec{r}_e \right|^{-1} \right| \Psi_i \psi_i \right\rangle \right|, \qquad (1.2)$$

где $\Psi_{f,i}$ – конечная и начальная волновые функции ядра ψ – спинор, описывающий состояние электрона. Матричный элемент (1.2) аналогичен матричному элементу электромагнитного излучения, но зависит от электронных функций ψ, то есть от плотности атомных электронов на ядре. Следовательно, λ_e может меняться при деформации электронных оболочек.

Долгоживущие метастабильные состояния ядер обычно возникают в тех случаях, когда возбужденный уровень имеет небольшую энергию и сильно отличается по спину от основного состояния. Именно в этом случае наиболее существенно влияние конверсионных электронов. Так, например, в табл. 1 [24] приведена схема распада метастабильного ядра ^{99m}Tc (6,01 ч.): E_{level} – энергия уровня; E_γ – энергия перехода; J – спин и четность начального (i) и конечного (f) состояний; «Тип» – мультипольность излучения; I(%) – относительная интенсивность канала; $T_{1/2}$ – период полураспада уровня; к – коэффициент конверсии. Для перехода $E3$ с энергией ~2,17 кэВ ($1/2^- \rightarrow 7/2^+$) коэффициент конверсии к достигает $1{,}64\times10^{10}$, следовательно, для этого перехода влияние электронной оболочки наиболее существенно.

Табл. 1. Схема распада ^{99m}Tc

E_{level} кэВ	E_γ кэВ	J_i	J_f	Тип	I(%)	$T_{1/2}$	к
142,68	2,17	$1/2^-$	$7/2^+$	$E3$	99,21	6,01 ч	$1{,}64\times10^{10}$
140,51	140,51	$7/2^+$	$9/2^+$	$M1+E2$	99,21	0,19 нс	0,114
142,68	142,63	$1/2^-$	$9/2^+$	$M4$	0,79	6,01 ч	40,9

Именно для ^{99}Tc, в 1951 г. был получен экспериментальный результат [13], в котором зарегистрировано изменение периода полураспада метастабильного ^{99m}Tc, вследствие деформации атомных электронных оболочек в различных химических соединениях ($KTcO_4$ и металлический Tc). Отношение постоянной распада ^{99m}Tc в соединении $KTcO_4$ к постоянной распада этого изотопа в металлическом Tc составило 1,0030±0,0001. Эффект мал, но был надежно зафиксирован.

В последние годы обсуждается вопрос возможности воздействия на возбуждение и вероятности распада изомерных состояний. Известны теоретические и экспериментальные исследования по возбуждению низколежащих изомерных уровней ^{235}U (76,8 эВ) [35], ^{229}Th [36, 37], ^{201}Hg [38], ^{181}Ta (6,2 кэВ) [39] и других ядер [40, 41]. Индуцированный распада изомеров может происходить за счет взаимодействия с электронами плазмы [42]. При частичной ионизации атома происходит изменение вероятности распада изомера, вызываемое следующими причинами:

- могут появиться каналы резонансных переходов электронов между связанными состояниями (обратный NEET-процесс) [32, 43–46], что приведет к увеличению вероятности распада;
- изменяется плотность атомных электронов в области ядра: уменьшается плотность внешних (освободившихся) оболочек, и увеличивается плотность ближайших к ядру оболочек [47] – это приводит к пропорциональному изменению вероятности рождения конверсионных электронов (знак результата зависит от заряда ядра и степени ионизации);
- уменьшается энергия рождаемого конверсионного электрона, так как энергия связи каждого из оставшихся электронов увеличивается [47] – фактически уменьшение энергии конечного состояния электрона уменьшает его фазовый объем (соответственно, уменьшает вероятность

распада), а для малых энергий перехода может и вовсе закрыть этот канал.

Влияние окружения на вероятность распада изомера рассмотрено также в [48], где обсуждается канал конверсии ^{229}Th на электронах проводимости в металле. В настоящей работе будет исследован вопрос об увеличении вероятности распада изомера под действием внешнего сверхсильного магнитного поля.

Известны долгоживущие изомеры. Наиболее «экзотичным» является единственный природный изомер ^{180m}Ta – распространенность в элементе Ta: 0,012%, период полураспада $1{,}2\times10^{15}$лет [49]. Обратим внимание на то, что долгоживущим существующим в природе является именно изомерное состояние (за счет высокого спина 9^- и небольшой энергии возбуждения 75,3 кэВ), а основное состояние ^{180}Ta (1^+) нестабильно относительно β^--распада (14% $1^+ \to 2^+$; 0^+ в ^{180}W, энергия: 708 кэВ) и электронного захвата (86% $1^+ \to 2^+$; 0^+ в ^{180}Hf, 854 кэВ) с периодом полураспада 8,15 ч. [24]. Эта «экзотичность» приводит к тому, что в некоторых справочниках [50] допущены ошибки: перепутаны параметры основного и изомерного состояний.

Особый интерес представляют исследования по индуцированному распаду долгоживущих изомеров с большими энергиями возбуждения (~ МэВ). Обсуждаемым в литературе изомером является изомер ^{178}Hf [51] в связи с необъясненными экспериментальными результатами [52]. В обзоре [32] высказано сомнение в принципиальной возможности индуцированного распада изомера ^{178}Hf. Не затрагивая вопрос трактовки экспериментов [52, 53], в настоящей работе будет показано, что вероятность распада метастабильного состояния увеличивается при помещении атома в сверхсильное магнитное поле. Это показывает принципиальную возможность использования энергии, запасенной в изомерных состояниях.

α-распад

Электроны атома увеличивают вероятность α-распада по отношению к вероятности α-распада полностью ионизованного атома. Во-первых, поле атомных электронов снижает барьер для α-частицы; и, во-вторых, при α-распаде заряд ядра уменьшается на две единицы, что приводит к изменению энергии электронной оболочки. Учет влияния атомных электронов приводит к тому, что при расчете постоянной α-распада энергию α-частицы следует заменить «эффективной» энергией, которая больше реальной $E \to E + 73Z^{4/3} + 65Z^{5/3}$эВ [54]. Из-за экспоненциальной зависимости вероятности α-распада от энергии α-частицы $\ln p \propto \sqrt{E}^{-1} + \text{const}$ [18, 19], влияние атомных электронов может быть значительно. Как и следовало ожидать, атомные электроны сильнее влияют на процессы, идущие с малыми энергиями. Например, для ^{147}Sm (энергия α-частиц $\sim 2{,}31$ МэВ; $T_{1/2} = 7\times10^{11}$ лет) наличие электронной оболочки увеличивает вероятность α-распада в 2,6 раза [54].

β-распад

Уже в классической работе Ферми [1] было указано на то, что вероятность $\beta^{\pm}$-распада зависит от величины напряженности электрического поля в области ядра и, следовательно, от состояния электронной оболочки. Расчет учета поля ядра и электронной оболочки атома на вероятность $\beta^{\pm}$-распада приведен в [55]. Однако, долгое время считалось, что влияние атомных электронов на $\beta^{\pm}$-распад является лишь малой поправкой [19, 20]. Развитие теории β^{-}-распада в связанное состояния электрона [56–59] (при котором β^{-}-электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту) и ее экспериментальное подтверждение [14, 15] развеяли это заблуждение. Оказалось, что для некоторых изотопов стабильность ядра полностью определяется электронной оболочкой атома. Так, например ядра ^{163}Dy, ^{193}Ir, ^{205}Tl – абсолютно стабильные в нейтральном

атоме (распады запрещены энергетически) становятся β^--активными при полной ионизации атома (период полураспада полностью ионизованного ^{163}Dy составил 47±5 дней [14]). Нейтральным атомом с минимальной энергией β^--распада является ^{187}Re (2,66 кэВ). В работе [15] был исследован процесс β^--распада полностью ионизованного ^{187}Re. Граничная энергия β^--распада полностью ионизованного ^{187}Re в связанное состояние увеличивается до 72,97 кэВ, из-за чего открывается дополнительный канал распада на возбужденный уровень ^{187}Os (9,75 кэВ) с изменением спина $\Delta I = 1$ $(5/2^+ \to 3/2^-)$; тогда как β^--распад в основное состояние ^{187}Os $(5/2^+ \to 1/2^-)$ происходит с изменением спина $\Delta I = 2$. Это приводит к существенному увеличению вероятности распада; полная ионизация уменьшила период полураспада в 10^9 раз ($4{,}3\times10^{10}$ лет для нейтрального атома, 33 года для полностью ионизованного атома).

Мы видим, что влияние атомных электронов на вероятности ядерных распадов может быть не малым. В настоящей работе будет исследован вопрос влияния изменений атомной оболочки на вероятности ядерных распадов не только при ионизации атома, но и при помещении атома во внешнее электрическое или сверхсильное магнитное поле.

Влияния атомной электронной оболочки на ядерные процессы может быть существенным не только в тех случаях, когда ядро имеет аномально малую граничную энергию β^--распада, но и когда распад происходит по нескольким каналам, среди которых есть распады на высоковозбужденные уровни дочернего ядра. В этом случае изменение периода распада будет мало, но может существенно перераспределиться отношение интенсивностей распадов по разным каналам. Этот эффект приведет к изменению соотношений интенсивностей линий γ-излучения дочернего ядра. А если исходным β^--распадающимся ядром является излучатель запаздывающих нейтронов, то изменится доля запаздывающих нейтронов. В настоящее время при проектировании атомных реакторов считается, что

доля запаздывающих нейтронов ядра-излучателя запаздывающих нейтронов не зависит от внешних условий, а учитывается только изменение средней доли запаздывающих нейронов из-за изменения состава активной зоны [60 – 65]. В данной работе будет обращено внимание на возможность изменения доли запаздывающих нейтронов, как при ионизации атомов, так и при наложении внешнего сверхсильного магнитного поля.

1.2. Электронный β-распад в связанное состояние

При β^--распаде в связанное состояние электрона β-электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту [56–59]. Распад в связанное состояние дополнительно увеличивает фазовый объем конечных состояний и, следовательно, увеличивает вероятность β^--распада. Так как β^--распад в связанное состояние является процессом, противоположным *e*-захвату, расчет отношения вероятностей β^--распада в связанное состояние λ_b и в состояния непрерывного спектра λ_c аналогичен классическому расчету отношения вероятностей *K*-захвата к вероятности позитронного β^+-распада [22].

Вероятность $\beta^\pm$-распада разрешенных переходов в непрерывный спектр пропорциональна интегральной функции Ферми, характеризующей фазовый объем конечных состояний [55]:

$$\lambda_c = \frac{G^2 |M_N|^2}{2\pi^3} f(Z,Q),$$
$$f(Z,Q) = \int_1^Q F(Z,E) \cdot E\sqrt{E^2 - 1} \cdot (Q - E)^2 dE, \qquad (1.3)$$

где G – константа слабого взаимодействия, M_N – ядерный матричный элемент, Z – заряд ядра, Q – энергия ядерного перехода, F – отношение плотности конечных состояний электронов в области ядра, вычисленной с учетом внешних и атомных электромагнитных полей, к плотности свободных частиц

$$F(Z,E) = \frac{2\pi^2}{p_e^2} \cdot \sum_i \psi_i^+ \psi_i \,, \tag{1.4}$$

где p_e – импульс электрона, обладающего полной энергией E, ψ_i – спинор, описывающий состояние электрона (позитрона) с набором квантовых чисел i, ψ_i^+ – эрмитово сопряжение (не дираковское $\overline{\psi}$ сопряжение, так как плотность является не скаляром, а временной компонентой 4-вектора тока $j^\mu = \overline{\psi}\gamma^\mu\psi$, γ^μ – матрицы Дирака), сумма берется по всем возможным состояниям с полной энергией E.

Для разрешенных β^--распадов λ_c и λ_b пропорциональны одинаковым ядерным матричным элементам [56, 57]:

$$\lambda_b(E_j) = \frac{G^2 |M_N|^2}{\pi} \sum_i \psi_i^+ \psi_i (Q - E_j)^2 \,, \tag{1.5}$$

где аналогично (1.4) сумма берется по всем связанным состояниям с полной энергией электрона E_j. Полная вероятность β^--распада:

$$\lambda = \lambda_c + \sum_j \lambda_b(E_j). \tag{1.6}$$

Постоянные распада в связанное состояние и непрерывный спектр пропорциональны одинаковым ядерным матричным элементам и отличаются только фазовыми объемами электронно-нейтринных конечных состояний. Для β^--распада в связанное состояние спектр нейтрино будет моноэнергетичным, так как энергия электрона на орбите фиксирована, а фазовый объем будет определяться возможным произвольным направлением импульса нейтрино. В этом случае фазовый объем пропорционален произведению вероятности пересечения свободной электронной орбиты с ядром и квадрата импульса нейтрино:

$$p^2 = (Q - 1 + \varepsilon)^2 = (q + \varepsilon)^2 \,, \tag{1.7}$$

где $q = Q - 1$ – граничная энергия β-распада, $\varepsilon > 0$ – модуль энергии связи электрона на орбите. Из (1.3), (1.5) для отношения λ_b/λ_c получаем:

$$\frac{\lambda_b}{\lambda_c} = 2\pi^2 \frac{\sum_i \psi_i^+ \psi_i (Q-1+\varepsilon)^2}{f(Z,Q)} . \tag{1.8}$$

Так как функция Ферми (1.3) с увеличением граничной энергии распада q растет быстрее, чем q^2, то отношение λ_b/λ_c уменьшается с ростом энергии:

$$\begin{aligned} &\text{при } q << 1: \quad f(Z,q+1) \propto q^{\frac{7}{2}} \Rightarrow \frac{\lambda_b}{\lambda_c} \propto q^{-\frac{3}{2}}, \\ &\text{при } q >> 1: \quad f(Z,q+1) \propto q^{5} \Rightarrow \frac{\lambda_b}{\lambda_c} \propto q^{-3}. \end{aligned} \tag{1.9}$$

Таким образом, увеличение постоянной распада за счет распада в связанное состояние будет тем больше, чем меньше энергия перехода Q. Обратим внимание на то, что для зависимости постоянной распада от энергии Q, не существенно, какая именно электронная орбита свободна, поскольку учет влияния различия орбит содержится в множителе $\sum \psi_i^+ \psi_i$. Для получения оценки (1.9) мы воспользовались лишь тем фактом, что нейтрино, сопровождающие распад в связанное состояние, являются моноэнергетичными.

Для частного случая, когда свободной является водородоподобная орбита атома с главным квантовым числом n (случай полностью ионизованного атома), из (1.8) получаем

$$\frac{\lambda_b}{\lambda_c} = 2\pi \left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^3 \frac{(Q-1+\varepsilon)^2}{f(Z,Q)} . \tag{1.10}$$

Заметим, что для запрещенных переходов отношение λ_b/λ_c больше, чем для разрешенных, так как в числителе выражения (1.10) появляется формфактор β^--распада для максимальной энергии нейтрино, а в знаменателе тот же формфактор усредняется в интеграле (1.3) по всем энергиям нейтрино. Для уникально запрещенных переходов отношение λ_b/λ_c рассмотрено в [57].

Аналогично тому, что роль *e*-захвата по отношению к позитронному β^+-распаду возрастает при уменьшении энергии перехода и увеличении заряда ядра, увеличение вероятности β^--распада за счет β^--распада в связанное состояние существенно именно для переходов с малыми энергиями и ядер с большими *Z*. Для большинства β^--распадов тяжелых ядер имеется ряд возбужденных уровней дочернего ядра, на которые происходит переход ядра при β^--распаде. Относительное изменение постоянной распада будет больше для переходов с меньшими энергиями *Q*, то есть для переходов на более высокие (возбужденные) уровни дочернего ядра. В [58, 59] вычислены отношения постоянных распада (вероятностей β^--распада) в связанное состояние λ_b и в непрерывный спектр λ_c. Для полностью ионизованных тяжелых атомов при β^--распадах с малыми энергиями отношение λ_b/λ_c может достигать величины 10^3–10^4. Следовательно, наличие свободных электронных орбит может увеличить вероятности β^--распада ядер в тысячи раз.

1.3. Атом в сверхсильном магнитном поле

В работах [56–59] рассматривается β^--распад в связанные состояния на орбиты, освободившиеся в результате ионизации атома. Однако это не единственный способ увеличить плотность свободных электронных состояний в области ядра. В работах [66–68] Кадомцев обратил внимание на перестройку атомных электронов в сверхсильных магнитных полях напряженности:

$$H >> H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3} = \alpha^{3/2} \sim 6{,}2\times10^{-4} \sim 2{,}35\times10^9\,\text{Э}\,, \qquad (1.11)$$

то есть таких, когда ларморовский радиус электрона в магнитном поле r_L мал по отношению к боровскому радиусу R_B:

$$r_\text{L} = \sqrt{\frac{\hbar c}{eH}} = \sqrt{\frac{cm_e^2 e^3}{\hbar^3 H}}\,\frac{\hbar^2}{m_e e^2} = \sqrt{\frac{H_0}{H}}\,\frac{\hbar^2}{m_e e^2} << \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = R_\text{B}\,, \qquad (1.12)$$

а энергия циклотронного вращения $\frac{1}{2}\hbar\Omega_C$ велика по сравнению с потенциалом ионизации атома водорода $I_{\text{Н}}$:

$$\tfrac{1}{2}\hbar\Omega_C = \hbar\frac{eH}{2m_e c} >> \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = I_{\text{Н}}\,. \qquad (1.13)$$

где Ω_C – циклотронная частота. В релятивистских единицах:

$$eH_0 = \alpha^2,\ r_L = (eH)^{-1/2},\ R_B = \alpha^{-1},\ \Omega_C = eH,\ I_{\text{Н}} = \tfrac{1}{2}\alpha^2,\ e = \sqrt{\alpha}\,. \qquad (1.14)$$

В рассматриваемом случае взаимодействие атомных электронов с внешним магнитным полем становится сильнее кулоновского взаимодействия с ядром.

Нейтронные звезды

Такие сверхсильные магнитные поля стали обсуждаться в связи открытием нейтронных звезд. Предполагается, что магнитные поля нейтронных звезд достигают величины 10^{13} Гс. Исследованию нейтронных звезд уделяется большое внимание [69 – 77]. При этом основные обсуждаемые вопросы касаются протекания ядерных процессов (включая распады с участием слабых взаимодействий) в сверхсильных магнитных полях, так как эти процессы определяют излучение и динамику звезд. В [75–77] исследуется плазма атмосферы нейтронной звезды. Теоретические представления о структуре нейтронной звезды представлены на рис. 1, заимствованном из [77]: $\rho_0 \approx 2{,}8\times10^{14}$ г/см^3 – плотность материи в атомных ядрах, $\rho_d \approx 4{,}3\times10^{11}$ г/см^3.

Предполагается, что атмосфера и поверхностный слой внешней коры (несколько метров) нейтронной звезды имеют маленькую (для нейтронной звезды) плотность до 10^4 г/см^3 и плазма поверхности не полностью ионизована [75–77]. Таким образом, плазменная поверхность нейтронной звезды оказывается в сверхсильном магнитном поле, а значит, для нее важны процессы распада в связанные состояния и другие процессы, с

участием атомной оболочки в сверхсильном магнитном поле, рассмотренные в настоящей работе.

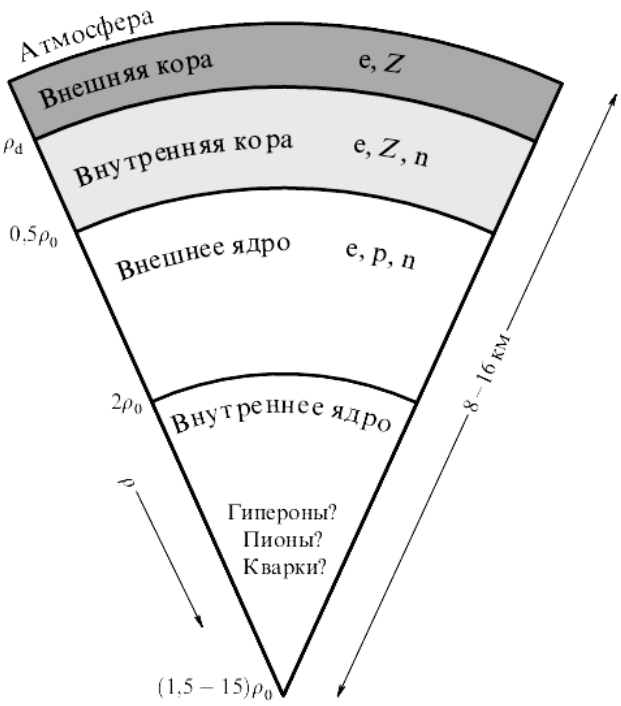

Рис. 1. Структура нейтронной звезды массой 1,4 массы Солнца [77].

Заметим, что, несмотря на малый размер поверхностного слоя, он определяет параметры выходящего из звезды излучения.

Фемтосекундные лазеры

В земных условиях сверхсильные импульсные магнитные поля достижимы в мощных фемтосекундных лазерах [78–80]. Плотность энергии на мишени в импульсе длительностью меньше 100 фс достигает 10^{20} Вт/см^2, что соответствует напряженности магнитного поля до 10^9 Э [81]. Экспериментально подтверждено наличие магнитного поля $(0{,}7 \pm 0{,}1)\times10^9$ Гс [82]. Несмотря на малое время воздействия ($\sim 10^{-13}$ с), этой длительности достаточно для протекания атомных процессов [78, 81–84] (характерное время, соответствующее энергии 5 эВ составляет $\sim 10^{-16}$ с) и наблюдения изменения периодов ядерных распадов [39].

Нерелятивистский электрон в магнитном поле

В работах [85–87] в рамках уравнения Шредингера адиабатическим методом приближенно исследован спектр водородоподобной системы в сверхсильном магнитном поле. Движение электрона в постоянном однородном сверхсильном магнитном поле и центральном электрическом описывается суперпозицией двух движений:

1. в плоскости, перпендикулярной магнитному полю – это движение по уровням Ландау [88–90];
2. вдоль направления магнитного поля – одномерное кулоновское движение.

В цилиндрических координатах (r, φ, ζ), в нерелятивистском приближении поперечное движение электрона энергии E описывается волновой функцией

$$\psi_{\perp} = \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar} + il\varphi\right)\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} I_{N,n}\left(\tfrac{1}{2}\gamma r^2\right), \tag{1.15}$$

где

$$\gamma = \frac{eH}{\hbar c}, \tag{1.16}$$

в релятивистских единицах $\gamma = eH$, условие (1.11) означает $\gamma >> \alpha^2$;

$$I_{N,n}(\rho) = \sqrt{\frac{n!}{N!}} e^{-\rho/2} \rho^{\frac{N-n}{2}} L_n^{(N-n)}(\rho), \quad \int_0^{\infty} I_{N,n}^2(\rho) d\rho = 1 \tag{1.17}$$

– нормированные функции, выраженные через обобщенные полиномы Лагерра $L_n^{(N-n)}$, N – квантовое число поперечного движения, l – азимутальное квантовое число (l=0; ±1… ±N), $n = N - l$ – радиальное квантовое число. Средний радиус окружности поперечного движения равен $\sqrt{\gamma^{-1}(2N+1)}$, а расстояние до центра окружности $\sqrt{\gamma^{-1}(2n+1)}$. Мы будем пользоваться представлением полиномов Лагерра [91] (это представление

отличается от [89, 90] множителем: $Q_k^m = k! L_k^{(m)}$; в [88] используются другое представление полиномов Лагерра: $L_k^m(\rho) = (-1)^m k! L_{k-m}^{(m)}(\rho)$):

$$L_k^{(m)}(\rho) = \tfrac{1}{k!} e^{\rho} \rho^{-m} \frac{d^k}{d\rho^k}\left(e^{-\rho}\rho^{k+m}\right),$$
$$L_k^{(-m)}(\rho) = \tfrac{(k-m)!}{k!}(-1)^m \rho^m L_{k-m}^{(m)}(\rho), \quad m > 0. \tag{1.18}$$

Для полиномов Лагерра (1.18) известны выражения через вырожденную гипергеометрическую функцию F и представления в виде ряда:

$$L_k^{(m)}(\rho) = \frac{(k+m)!}{k!m!} F(-k, m+1, x),$$
$$L_k^{(m)}(\rho) = \sum_{j=0}^{k} (-1)^{k+j} \rho^{k-j} \frac{(k+m)!}{j!(k-j)!(k+m-j)!}. \tag{1.19}$$

В отсутствии электрического поля (уровни Ландау) [88, 89] спектр разделяется на сумму спиновой энергии, энергии поперечного и продольного движения:

$$E = \tfrac{1}{2}\gamma\sigma + \gamma\left(N + \tfrac{1}{2}\right) + \tfrac{1}{2} p_\zeta^2, \tag{1.20}$$

где $\sigma = \pm 1$ – спиновое число, p_ζ – продольный импульс. Собственные функции продольного движения в этом случае пропорциональны $\exp(ip_\zeta \zeta)$.

Если к магнитному полю добавляется малое центральное электрическое поле, то кроме непрерывного спектра (1.20) появляется спектр связанных (в электрическом поле) состояний [87, 92]:

$$E = \tfrac{1}{2}\gamma\sigma + \gamma\left(N + \tfrac{1}{2}\right) - \tfrac{1}{2}\left(\frac{\alpha Z}{\kappa}\right)^2, \tag{1.21}$$

где κ – квантовое число продольного движения (в общем случае нецелое). Собственными функциями продольного движения являются:

$$\psi_\zeta(\zeta) = W_{\kappa,1/2}\left(\frac{2\alpha Z}{\kappa}\left(|\zeta| + a_0\right)\right), \quad a_0 \sim r_L = \frac{1}{\sqrt{\gamma}}, \tag{1.22}$$

где Z – заряд ядра, $W_{\kappa,1/2}$ – функции Уиттекера. Квантовое число κ определяется из требования непрерывности решения ψ_ζ при $\zeta = 0$. То есть

при $u_0 = 2\alpha Z a_0/\kappa$ либо $W_{\kappa,1/2}(u_0) = 0$ для нечетных функций $\psi_\zeta(\zeta)$, либо $W'_{\kappa,1/2}(u_0) = 0$ – для четных. В предельном случае $\gamma \to \infty$ для нечетных собственных функций κ стремится к целым значениям. Исследование водородоподобных орбит позволяет сделать качественные выводы об искажении электронных орбит атома в сверхсильном магнитном поле (фактически в этом приближении мы пренебрегли взаимодействием между электронами).

Самосогласованная коллективная модель

С другой стороны, для многоэлектронного нейтрального атома задача об изменении атомных оболочек в сверхсильном магнитном поле может быть рассмотрена в рамках самосогласованной модели [66]. Модель, аналогичная модели Томаса–Ферми [93] применима когда:

$$1 < Z^{4/3} << H\alpha^{-3/2} << Z^3, \tag{1.23}$$

В этом случае распределение плотности электронов в атоме остается подобным при изменении Z и напряженности магнитного поля H. Атом остается сферически симметричным, самосогласованный электрический потенциал описывается функцией

$$\varphi(r) = \frac{\sqrt{\alpha}Z}{r}\chi\left(\frac{r}{R}\right), \tag{1.24}$$

r – расстояние до центра атома, $\chi(0) = 1$, причем характерный размер атома в магнитном поле R_H равен [66]:

$$R_H \sim \left(\frac{Z}{8\alpha^2 H^2}\right)^{1/5}, \tag{1.25}$$

то есть атом сжимается с ростом H. Если магнитное поле отсутствует, модель Томаса–Ферми [88, 93, 94] дает:

$$R_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{3\pi}{4}\right)^{2/3}\left(\alpha Z^{1/3}\right)^{-1}. \tag{1.26}$$

При $H \sim Z^{4/3}\alpha^{3/2}$ оценки (1.25) и (1.26) совпадают. Функции $\chi(x)$ для атома в магнитном поле и для невозмущенного атома удовлетворяют различным уравнениям:

$$\chi''_H(x) = \sqrt{x\chi_H}\,, \quad \chi''_0(x) = \sqrt{\frac{\chi_0^3}{x}}\,, \tag{1.27}$$

которые численно решены соответственно в [66] и в [93]: рис. 2.

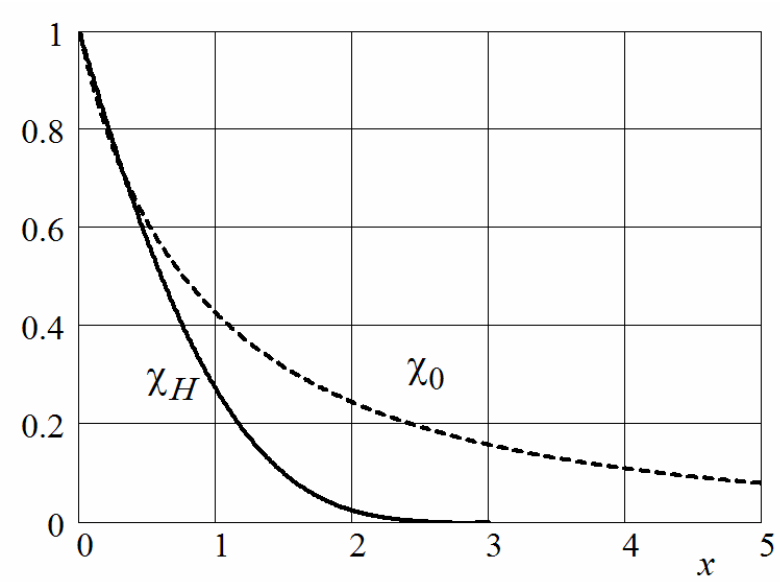

Рис. 2. Электрический потенциал атома в модели Томаса–Ферми для невозмущенного атома χ_0 и атома в сверхсильном магнитном поле χ_H.

При подсчете полной кулоновской энергии электронов в поле потенциала $\varphi(r)$ (1.24) приходим к интегралам, которые вычисляются аналитически*:

---

* $$J_0 = \int_0^\infty \chi''_0\chi_0 dx = \int_0^\infty \chi_0^{5/2}\frac{dx}{\sqrt{x}} = -5\int_0^\infty \chi_0^{3/2}\sqrt{x}\,\chi'_0 dx = -5\int_0^\infty x\chi''_0\chi'_0 dx \;\underset{0}{=}\; \tfrac{5}{2}\int_0^\infty (\chi'_0)^2 dx,$$

$$J_0 = -\chi'_0(0)\chi_0(0) - \int_0^\infty (\chi'_0)^2 dx = -\chi'_0(0) - \tfrac{2}{5}J_0,$$

$$J_H = \int_0^\infty \chi''_H\chi_H dx = \int_0^\infty \chi_H^{3/2}\sqrt{x}dx = -\int_0^\infty \chi_H^{1/2}x^{3/2}\chi'_H dx = -\int_0^\infty x\chi''_H\chi'_H dx \;\underset{0}{=}\; \tfrac{1}{2}\int_0^\infty (\chi'_H)^2 dx,$$

$$J_H = -\chi'_H(0)\chi_H(0) - \int_0^\infty (\chi'_H)^2 dx = -\chi'_H(0) - 2J_H.$$

$$W_{\mathrm{C}} = \int_0^\infty \varphi \frac{d}{dr}\left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) dr = \frac{\alpha Z^2}{R} \int_0^\infty \chi'' \chi dx ,$$

$$J_0 = \int_0^\infty \chi_0'' \chi_0 dx = -\tfrac{5}{7} \chi_0'(0), \qquad J_H = \int_0^\infty \chi_H'' \chi_H dx = -\tfrac{1}{3} \chi_H'(0). \tag{1.28}$$

При $H\alpha^{-3/2} >> Z^3$ основное состояние многоэлектронного атома становится сильно вытянутым вдоль магнитного поля, аналогично водородоподобному случаю. В этом случае атомным электронам энергетически выгоднее занимать все возможные состояния с различными квантовыми числами продольного движения на нижнем уровне поперечного движения (уровне Ландау). В рамках модели самосогласованного поля в [67] вычислена полная энергия ионизации нейтрального атома и иона в таком сверхсильном магнитном поле:

$$I^H(Z,K) \approx \alpha^2 \frac{K}{8} L^2 (4Z - K + 1)^2,$$

$$L = \frac{1}{2} \ln \frac{H}{\alpha^{3/2} Z^3}, \tag{1.29}$$

где K – количество электронов в атоме; $K < Z$ – положительно заряженный ион, $K = Z$ – нейтральный атом. Из (1.29) видно, что в магнитном поле выгодно образование отрицательного иона вплоть до $K = 4/3\ Z$.

В данной работе будет исследовано, как рассмотренные изменения атомной структуры в сверхсильном магнитном поле влияют на вероятности радиоактивных превращений ядер.

1.4. β-распад во внешнем электрическом и магнитном полях

В работах [16, 95] исследовано изменение вероятности разрешенных и запрещенных β^--распадов в поле интенсивной электромагнитной волны. При этом в качестве частного случая рассмотрено и постоянное электрическое поле. Существенная неточность указанных работ состоит в том, что в них нигде не указано что именно рассматривается: β^--распад

иона или нейтрального атома, а также не указано рассматривается полная вероятность β^--распада или только вероятность распада в состояния непрерывного спектра электронов. В [16] получено, что в постоянном электрическом поле полная вероятность распада увеличивается за счет увеличения граничной энергии распада. Эффект пропорционален квадрату напряженности электрического поля:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{35}{8}\frac{\alpha E^2}{(2q_0)^3}, \tag{1.30}$$

где q_0 – граничная энергия β-распада, E – напряженность электрического поля. Для β^--распада трития (q_0 = 18,6 кэВ ~ 0,0364):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 82{,}8E^2. \tag{1.31}$$

В электрическом поле $E \sim 10^{12}$ В/м ~ 4×10^7 СГС ~ 10^{-5} оценка (1.31) дает $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-8}$.

В работах [16, 95] при рассмотрении изменения вероятности распада за счет изменения граничной энергии во внешнем поле, не учитывалось электрическое поле ядра. Следовательно, не учитывался распад в связанное состояние электрона, и не учитывалось влияние атомного электрона при β^--распаде атома. Эксперименты по распаду трития [96, 97] позволяют проводить измерения периода полураспада с точностью, достаточной для наблюдения β^--распада в связанное состояние (вероятность распада в связанное состояние составляет ~ 1 % [59, 96]). В настоящей работе будет показано, что во внешнем электрическом поле вероятность β^--распада иона трития в связанное состояние меняется за счет изменения плотности незанятых связанных состояний. Для β^--распада атомарного трития уменьшается и распад в связанное состояние, и распад в состояние непрерывного спектра электронов (из-за различных изменений энергий ионизации атома трития и иона гелия). Все рассмотренные в настоящей

работе эффекты в 10^6 превышают оценку (1.30) как для иона, так и для атома трития.

В работах [98, 99] исследован вопрос о влиянии поля электромагнитной волны на вероятности разрешенных β^--распадов ядер. В качестве частного случая было рассмотрено постоянное магнитное поле. Вывод работ [98, 99] состоит в следующем: полная вероятность β^--распада ядра во внешнем магнитном поле не изменяется, с точностью до небольшой квантовой поправки, возникающей при распаде на нижний уровень Ландау, и приводящей к уменьшению вероятности β^--распада.

В [98, 99] не учитывалось электрическое поле ядра, то есть фактически был рассмотрен распад ядра полностью ионизованного атома без учета β^--распада в связанные состояния электрона. Однако β^--распад ядра полностью ионизованного атома отличается от β^--распада нейтрального атома главным образом за счет распада в связанное состояние.

В настоящей работе будет вычислено изменение вероятности β^--распада ядра атома, помещенного во внешнее магнитное поле. Изменение возникает за счет изменения плотности незанятых связанных электронных состояний на ядре.

Связанные состояния в сверхсильном магнитном поле

Влияние внешнего сильного магнитного поля на β-распад нейтрона и на стабильность протона обсуждается в [100]. В [101] проведено релятивистское рассмотрение β-распада нейтрона в рамках уравнения Дирака в сверхсильном магнитном поле с учетом отдачи протона без учета связанных состояний электрона и позитрона. В [102] рассмотрен распад нейтрона в сверхсильном магнитном поле $H > \alpha^{-1/2}$ с учетом связанных состояний в рамках уравнения Бете–Солпитера; в [103] дополнительно учтено влияние плотной плазмы. В таком большом поле электроны занимают только несколько нижних уровней Ландау поперечного

движения. Обратное приближение $H < \alpha^{-1/2}$ не представляет интерес для рассмотрения β-распада нейтрона (энергия β-распада 782,45 кэВ), так как вероятность распада нейтрона в связанное состояние электрона и протона мала ($\sim 3\times10^{-6}$ в невозмущенном состоянии, табл. 9). Такое приближение имеет смысл для β-распадов с небольшими граничными энергиями (например, β-распад трития: энергия распада 18,61 кэВ, вероятность распада в связанное состояние: иона ~ 1%, атома – 0,6 %), так как вероятность распада в связанное состояние растет с увеличением заряда ядра и уменьшением граничной энергии распада (1.10). В [104] в рамках уравнения Бете–Солпитера исследованы связанные состояния позитрония в магнитных полях $H >> \alpha^{3/2}$ для основного состояния поперечного движения. Более подробное рассмотрение позитрония в магнитном поле проведено в [105–107].

В [108] в рамках уравнения Дирака рассмотрено основное продольное и поперечное состояние электрона в кулоновском поле ядра и магнитном поле $H >> \alpha^{-1/2}$, то есть таком, что ларморовский радиус электрона мал по сравнению с комптоновской длинной волны электрона

$$r_C = \frac{\hbar}{m_e c} = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \cdot \frac{e^2}{c\hbar} = R_B \alpha \approx \frac{R_B}{137}. \qquad (1.32)$$

В [17] в рамках уравнения Дирака исследован спектр связанных состояний электронов в кулоновском поле ядра и внешнем магнитном поле, но только для основного состояния поперечного движения. В [109] решено уравнение Дирака для электрона в центральном электрическом поле ядра и внешнем однородном магнитном поле не только для основного, но и для возбужденных уровней поперечного движения. В отличие от [102, 103] в настоящей работе рассмотрен не только разрешенный β-распад нейтрона, но и разрешенные и запрещенные распады различных ядер в присутствии внешнего сверхсильного магнитного поля с учетом связанных состояний β-электрона в электрическом поле ядра.

1.5. Нейтрино в среде и внешних полях

Осцилляции нейтрино

Гипотеза осцилляций нейтрино была качественно рассмотрена в [9, 10, 110]. Осцилляции нейтрино описываются в моделях, выходящих за рамки Стандартной модели электрослабых взаимодействий [110 – 115]. При этом рассматриваются осцилляции разных типов: изменение спиральности нейтрино (спиновые осцилляции) и осцилляции между различными флейворами нейтрино. На осцилляции нейтрино оказывают влияние среда [116] и внешние электрические и магнитные поля [117 – 125]. В [126] получено обобщенное уравнение Дирака для волновой функции нейтрино, учитывающее взаимодействие нейтрино со средой:

$$\left\{i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - \tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}\left(1+\gamma^{5}\right)f_{\mu} - m_{\nu}\right\}\psi = 0\,, \tag{1.33}$$

– для дираковского нейтрино, и

$$\left\{i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - \gamma^{\mu}\gamma^{5}f_{\mu} - m_{\nu}\right\}\psi = 0\,, \tag{1.34}$$

– для майорановского нейтрино, где f_{μ} – эффективный потенциал, учитывающий взаимодействие нейтрино с частицами среды за счет нейтральных и заряженных слабых токов, m_{ν} – масса нейтрино.

В случае распространения нейтрино в неподвижной неполяризованной среде уравнение (1.33) решено точно [125, 126]:

$$\psi_E = \frac{e^{-iEt+i\vec{p}\vec{r}}}{2L^{3/2}}\begin{pmatrix} \sqrt{1+\dfrac{m_{\nu}}{E-\alpha_{\nu}m_{\nu}}}\sqrt{1+s\dfrac{p_3}{p}} \\ s\sqrt{1+\dfrac{m_{\nu}}{E-\alpha_{\nu}m_{\nu}}}\sqrt{1-s\dfrac{p_3}{p}}e^{i\delta} \\ s\varepsilon\sqrt{1-\dfrac{m_{\nu}}{E-\alpha_{\nu}m_{\nu}}}\sqrt{1+s\dfrac{p_3}{p}} \\ \varepsilon\sqrt{1-\dfrac{m_{\nu}}{E-\alpha_{\nu}m_{\nu}}}\sqrt{1-s\dfrac{p_3}{p}}e^{i\delta} \end{pmatrix}, \tag{1.35}$$

где

$$E = \varepsilon\sqrt{p^2\left(1 - s\alpha_\nu \frac{m_\nu}{p}\right)^2 + m_\nu^2} + \alpha_\nu m_\nu, \qquad (1.36)$$

p – импульс нейтрино, $\varepsilon = \pm 1$, $s = \pm 1$ – спиральность, $\delta = \mathrm{arctg}(p_2/p_1)$, ось «3» выбрана в качестве оси квантования спина нейтрино,

$$\alpha_\nu = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{G_\mathrm{F}}{m_\nu}\left[n_e\left(4\sin^2\theta_\mathrm{W} + t\right) + n_p\left(1 - 4\sin^2\theta_\mathrm{W}\right) - n_n\right], \qquad (1.37)$$

$n_{e,p,n}$ – соответственно концентрации электронов, протонов и нейтронов среды, $t = 1$ для электронного нейтрино и $t = -1$ для остальных флейворов, G_F – константа Ферми, θ_W – угол Вайнберга, $sin^2\theta_\mathrm{W} \sim 0{,}22$.

Солнечные нейтрино

Наблюдение солнечных нейтрино является важным источником информации о свойствах нейтрино. Принятая на сегодня Стандартная модель солнца [127 – 138] предполагает, что основное излучение нейтрино происходит в центральной части солнца до 0,2 R_s ($R_s \sim 6{,}96\times10^8$ м – радиус Солнца) за счет следующей цепочки реакций (называемой *pp*-цепочкой):

$$\begin{array}{lll}
1. & p + p \to {}^2\mathrm{D} + e^+ + \nu_e & (pp) \\
2. & p + e^- + p \to {}^2\mathrm{D} + \nu_e & (pep) \\
3. & \quad {}^2\mathrm{D} + p \to {}^3\mathrm{He} + \gamma & \\
4. & \qquad {}^3\mathrm{He} + {}^3\mathrm{He} \to {}^4\mathrm{He} + p + p & \\
5. & \qquad {}^3\mathrm{He} + p \to {}^4\mathrm{He} + e^+ + \nu_e & (\mathrm{He}p) \\
6. & \qquad {}^3\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \to {}^7\mathrm{Be} + \gamma & \\
7. & \qquad\quad {}^7\mathrm{Be} + e^- \to {}^7\mathrm{Li} + \nu_e & ({}^7\mathrm{Be}) \\
8. & \qquad\qquad {}^7\mathrm{Li} + p \to {}^4\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} & \\
9. & \qquad\quad {}^7\mathrm{Be} + p \to {}^8\mathrm{B} + \gamma & \\
10. & \qquad\qquad {}^8\mathrm{B} \to {}^8\mathrm{Be}^* + e^+ + \nu_e & ({}^8\mathrm{B}) \\
11. & \qquad\qquad\quad {}^8\mathrm{Be}^* \to {}^4\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} &
\end{array} \qquad (1.38)$$

Энергии электронного захвата ^{7}Be [№7 в (1.38)] равны 862 кэВ (89,5%) и 384 кэВ (10,5%). Грачиная энергия позитронного β-распада ^{8}B [№10 в (1.38)] составляет 13,9 МэВ. Другой цикл реакций, с участием углерода,

азота и кислорода (CNO-цикл) дает меньший вклад и только в область нейтрино низких энергий – его мы рассматривать не будем. На рис. 3 (заимствованном из [132]) изображен предсказываемый Стандартной моделью спектр солнечных нейтрино (с указанием типа реакций) и области измеряемых энергий различных детекторов.

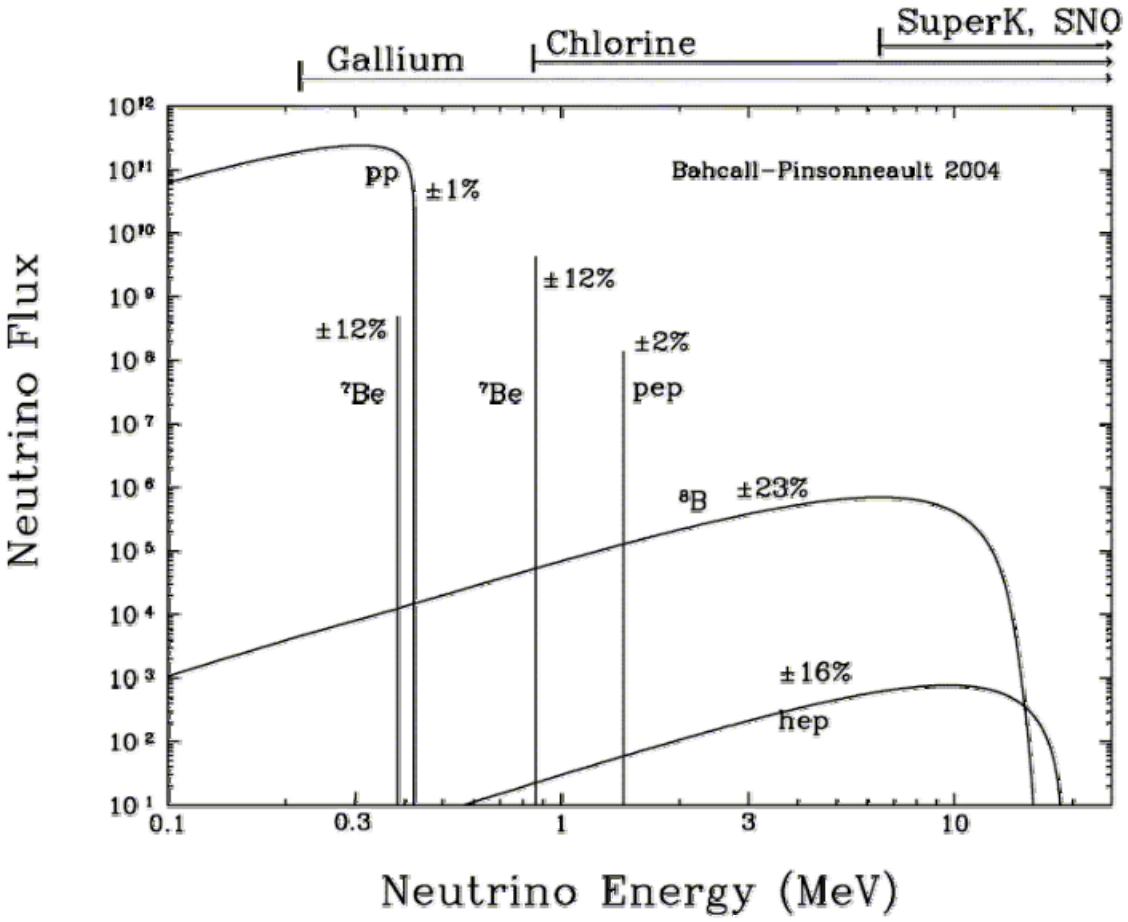

Рис. 3. Предсказываемый Стандартной моделью поток солнечных нейтрино и граничные энергии различных детекторов [132].

Хорошо известна [131, 132, 136] «проблема солнечных нейтрино» состоящая в том, что все задействованные нейтринные детекторы измеряют поток значительно меньше того, который предсказывает Стандартная модель. Дефицит нейтрино по любым прямым измерениям превышает 40% (табл. 2).

Табл. 2. Дефицит солнечных нейтрино

Детектор	**Тип**	**Измерение/Теория %**
Homestake	Cl	34±6
GALLEX/GNO	Ga	58±7
SAGE	Ga	59±7
Super-Kamiokande	H_2O	48±9

Указанные в табл. 2 нейтринные детекторы регистрируют только электронные нейтрино. В 1999 г. вступил в строй детектор SNO (Sudbury Neutrino Observatory) на основе D_2O, чувствительный ко всем трем типами (флейворами) нейтрино. Результаты измерений SNO [7, 8] в совокупности с наблюдением атмосферных нейтрино [6] и реакторных антинейтрино [139] (KamLAND) подтвердили гипотезу Понтекорво [9] о возможных осцилляциях нейтрино. С учетом нейтринных осцилляции теория дает существенно лучшее совпадение с экспериментом [130]:

$\phi_{эксп}(pp) / \phi_{теор}(pp) = 102\pm2$ %,

$\phi_{эксп}(^8B) / \phi_{теор}(^8B) = 88\pm4$ %,

$\phi_{эксп}(^7Be) / \phi_{теор}(^7Be) = 91\pm11$ %,

где ϕ – поток (экспериментальный и теоретический) соответствующего сорта нейтрино.

В настоящее время данные по наблюдению солнечных нейтрино являются основанием для построения модели нейтрино (в большей степени, чем Солнца). В этом случае особенно важно правильно определить расчетный поток нейтрино. Сложность состоит в том, что значения электрического и магнитного поля в солнечном ядре не определены. Так, например, в [140, 141] предполагается возможность существования в солнечном ядре магнитного поля с индукцией до 10^7 Гс, а теория бароэлектрического эффекта [142, 143] указывает на возможность наличия электрического поля напряженности до 10^8 СГС. Такие электрические и магнитные поля должны заметным образом влиять не

только на возможные осцилляции нейтрино (об этом указывается в [111, 136, 141, 144]), но и на генерируемый поток, в том числе и в рамках Стандартной модели.

Большое внимание уделяется вычислению потока борных (^{8}B) нейтрино [145 – 148], так как эти нейтрино дают основной вклад в поток нейтрино больших энергий (рис. 3) и поддаются экспериментальному измерению. Например, в [147, 148] оценен вклад тройных столкновений в сечения процессов, ответственных за количество генерируемых ядер ^{8}B [№7 и №9 (1.38)]. В данной работе будет вычислено изменение расчетного количества борных (^{8}B) нейтрино за счет влияния электрического поля.

1.6. Симметрии и калибровочные поля уравнения Дирака

В настоящее время, в физике слабых взаимодействий актуальным является вопрос расширения Стандартной модели. При этом большое внимание уделяется построению моделей массового нейтрино [114, 149], которое, возможно, обладает магнитным моментом [124, 138] и участвует в электромагнитном взаимодействии [150, 151]. В Стандартной модели нейтрино является электрически нейтральным фермионом, отличающимся от своей античастицы. Заряженные и нейтральные релятивистские частицы массы M со спином ½ описываются уравнением Дирака:

$$\begin{aligned} &\gamma^{\mu}\nabla_{\mu}\psi + iM\psi = 0\,, \\ &\overline{\psi}\gamma^{\mu}\nabla^{*}_{\mu} - iM\overline{\psi} = 0\,, \end{aligned} \tag{1.39}$$

где ψ – биспинор, ∇_{μ} – дифференциальный оператор, который в отсутствии внешних полей (и для нейтральной частицы) совпадает с производной: $\nabla_{\mu} \equiv \partial_{\mu}$. Для заряженной частицы во внешнем электромагнитном поле, описываемом векторным потенциалом A_{μ}:

$$\begin{aligned} &\nabla_{\mu} \equiv \partial_{\mu} + ieA_{\mu}\,, \\ &\nabla^{*}_{\mu} \equiv \partial_{\mu} - ieA_{\mu}\,, \end{aligned} \tag{1.40}$$

для электрона $e < 0$. В стандартном представлении [152–154] γ-матрицы приведены в (0.3)*.

В классической теории калибровочных полей компенсирующие поля возникают для обеспечения инвариантности лагранжиана по отношению к выбранным локальным калибровочным преобразованиям [152–157]. Электромагнитное поле возникает как компенсирующее поле однопараметрической унитарной группы локальных преобразований:

$$\psi \to \exp[i\theta(x)] \cdot \psi . \qquad (1.41)$$

Электромагнитное поле строится для любых типов полей ψ – скалярного или спинорного.

Поля Янга–Милса [158] – компенсирующие поля неабелевой (некоммутативной) трехпараметрической группы $SU(2)$ калибровочных преобразований (унитарные матрицы 2x2 с единичным детерминантом). Эти поля используются для построения полевой теории сильных взаимодействий над полем двухкомпонентных волновых функций ψ:

$$\psi \to \omega(x)\psi \equiv \exp\left[i\theta_k(x)\mathrm{T}^k\right]\psi , \; k = 1, 2, 3, \qquad (1.42)$$

где T^k – генераторы группы: эрмитовы операторы, заданные в представлении, которому принадлежит поле ψ (то есть T^k – операторы, действующие на ψ). Унитарность $\omega^+ = \omega^{-1}$ выполняется при действительных параметрах θ_k:

---

* Спиральное (киральное) представление отличается от стандартного выбором матриц: $\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$; $\gamma^5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$. В обоих представлениях все матрицы γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3, 5$) антикоммутируют друг с другом: $\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 0,\ \mu \neq \nu$, матрицы γ^0 и γ^5 являются эрмитовыми, а γ^1, γ^2 и γ^3 – антиэрмитовыми: $(\gamma^\mu)^+ = \gamma^\mu,\ (\gamma^\mu)^2 = I^{4\times4},\ \mu = 0, 5$, $(\gamma^\nu)^+ = -\gamma^\nu,\ (\gamma^\nu)^2 = -I^{4\times4},\ \nu = 1, 2, 3$. В ряде работ вместо временной координаты x^0 используется $x^4 = i'x^0$. Соответственно, метрика меняется на евклидовую, а все матрицы γ выбираются эрмитовыми $\gamma^{1,2,3} \to -i\gamma^{1,2,3}$. Такой выбор сопряжен с некоторыми трудностями, связанными с тем, что мнимая единица в соотношении $x^4 = i'x^0$ – это величина, квадрат которой равен $(i')^2 = -1$, но она отличается от мнимой единицы, фигурирующей в спинорах и γ-матрицах: комплексное сопряжение не меняет знака этой единицы $i'^* = i'$.

$$\omega^{+} = \left(\exp\left[i\theta_k \mathrm{T}^k\right]\right)^{+} = \exp\left(-i\theta_k^{*}\left(\mathrm{T}^k\right)^{+}\right) = \exp\left(-i\theta_k \mathrm{T}^k\right) = \omega^{-1}. \qquad (1.43)$$

В дальнейшем калибровочные преобразования (1.42) были обобщены на группы более высокой симметрии для скалярных полей $k = 1, 2\ldots n$ (см. [156]), которые используются для построения теорий, объединяющих различные взаимодействия.

Утияма [159] построил обобщение калибровочных полей Янга–Милса (1.42). В качестве частного случая рассмотрены калибровочные поля, взаимодействующие со спинорным полем ψ. При этом важное ограничение состоит в том, что при калибровочном преобразовании изменения спинора ψ и сопряженного спинора $\overline{\psi} \equiv \psi^{+}\gamma^{0}$ связаны условием [157, 159]:

$$\delta\psi = i\theta_k \mathrm{T}^k \psi, \quad \delta\overline{\psi} = -i\theta_k \overline{\psi}\mathrm{T}^k. \qquad (1.44)$$

Это возможно только в том случае, когда генераторы группы T^k коммутируют с матрицей γ^0.

К другому классу калибровочных преобразований относится нейтринная калибровка Тушека–Салама [160 – 165]:

$$\psi \to \exp\left[ig\theta_5(x)\gamma^5\right]\psi, \qquad (1.45)$$

где θ_5 – псевдофаза. Хотя, на первый взгляд эта калибровка аналогична (1.42), но требование (1.44) не выполняется, так как генератор группы γ^5 антикоммутирует с γ^0. Если $\theta_5 = \mathrm{const}$, то получаемая глобальная калибровка является частным случаем паулиевской симметрии безмассовых фермионных полей [149, 166, 167]:

$$\begin{gathered} \psi \to \exp\left[i\theta_5\gamma^5\right]\cdot\left(a\psi + b\gamma^5\gamma^0\gamma^2\overline{\psi}^{T}\right), \\ |a|^2 + |b|^2 = 1. \end{gathered} \qquad (1.46)$$

В различных калибровочных теориях появляются решения, которые можно приписать «магнитному монополю» [115, 155, 156, 168, 169], то есть гипотетической частице, обладающей «магнитным зарядом». Магнитный

монополь является источником поля напряженности H с отличной от нуля дивергенцией div$H\neq 0$. Гипотеза существования свободных магнитных зарядов была ясно высказана Пьером Кюри в 1894 на основе известных законов симметрии [170]. Именно он первый понял, что, в противоположность скалярному электрическому заряду, магнитный заряд должен быть киральным, то есть северный и южный магнитные заряды являются зеркальным отражением друг друга.

Классическая электродинамика не противоречит возможности существования магнитных зарядов. Уравнения Максвелла, описывающие электромагнитное поле: $\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\overleftarrow{H}$, $\mathrm{div}\,\vec{E} = 4\pi e\rho_e$, $\mathrm{rot}\,\overleftarrow{H} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{E} + 4\pi e\vec{J}_e$, $\mathrm{div}\,\overleftarrow{H} = 0$ (ρ_e, J_e – плотность и ток зарядов e) симметричны относительно замены $E \to H$, $H \to -E$ (E – напряженность электрического поля) – это частный случай дуальной симметрии: $\vec{E} + i\overleftarrow{H} \to \left(\vec{E} + i\overleftarrow{H}\right)\exp(i\phi)$ при $\phi = -\pi/2$. Обратим внимание на то, что напряженность электрического поля является вектором, а напряженность магнитного поля $\overleftarrow{H}$ является *псевдовектором* (аксиальным вектором), который мы будем обозначать стрелочкой влево, более точно H является дуальной сверткой антисимметричного тензора: $H_k = \frac{1}{2}e_{kmn}F^{mn}$, где e_{kmn} – полностью антисимметричный тензор (e_{123}=1).

При попытке описания магнитных зарядов мы сталкиваемся с двумя основными трудностями:

1. Сингулярность. При описании взаимодействия электрического и магнитного заряда возникает сложность в определении потенциалов полей. Если пользоваться классическими Лоренцевыми потенциалами:

$$A^{\mu} = \{\varphi, \vec{A}\}, \quad A_{\mu} = \{\varphi, -\vec{A}\},$$
$$\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}, \quad \overleftarrow{H} = \mathrm{rot}\,\vec{A}, \tag{1.47}$$

то такой потенциал становится сингулярным на некоторой линии, начинающейся на магнитном заряде (произвольность выбора

сингулярной линии определяется условием лоренцевой калибровки) так как на магнитном заряде $\operatorname{div}\overleftarrow{H} = 4\pi\rho_m \neq 0$. При использовании магнитного псевдопотенциала:

$$B^{\mu} = \{\chi, \overleftarrow{B}\}, \quad B_{\mu} = \{\chi, -\overleftarrow{B}\}, \quad \vec{E} = \operatorname{rot}\overleftarrow{B}, \quad \overleftarrow{H} = \nabla\chi + \frac{\partial\overleftarrow{B}}{\partial t}, \tag{1.48}$$

сингулярности возникают на электрических зарядах.

2. Вторая трудность теории состоит в том, что напряженность электрического поля E – вектор (меняет знак при операции пространственной инверсии), а напряженность магнитного поля H – псевдовектор (не меняет знак при операции пространственной инверсии). Если источник электрического поля – электрический заряд является скаляром, то источник магнитного поля – магнитный заряд должен быть *псевдоскаляром*. Каким образом описывать киральный (псевдоскалярный) объект – магнитный заряд? Это является некоторой экзотикой, так как мы привыкли к работе со скалярными величинами. Хотелось бы подчеркнуть, что киральность магнитного поля следует из опыта, а киральность магнитного заряда следует из рассуждений Кюри [170].

Первую из указанных трудностей удалось разрешить Дираку в 1931 г. [171]. Именно при разрешении проблемы сингулярности и появилось условие квантования магнитного заряда:

$$g_0 = \frac{e}{2\alpha} = 68{,}5e. \tag{1.49}$$

Несингулярные (в отличие от теории Дирака) магнитные монополи ’т Хоофта–Полякова [172] возникают в рамках различных моделей, объединяющих сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия (модели великого объединения). Такие монополи обладают огромной массой, зависящей от конкретной полевой модели (для широкого класса

моделей энергия покоя магнитного монополя порядка 10^{16} ГэВ, что соответствует массе 10^{-8} г) [169].

Характерный размер магнитного монополя Дирака безосновательно принят порядка классического радиуса электрона, что при учете огромной величины элементарного магнитного заряда приводит к большой энергии монополя. Монопольные решения ’т Хоофта–Полякова являются солитонами, то есть необходимым образом содержат нелинейность, что в свою очередь приводит к огромным энергиям таких частиц. То есть во всех перечисленных теориях предполагалось, что магнитные монополи обладают огромной энергией. Это определило программу экспериментальных исследований (см. [173]), которая не привела к положительным результатам, показав, что, по-видимому, магнитный заряд если и существует, то является принципиально другим объектом.

Кроме того, все перечисленные теории не решили второй трудности описания магнитного заряда как псевдоскаляра. Эту трудность преодолел Лошак [174 – 178]. Теория магнитного монополя Лошака описывает легкую частицу со спином ½ и основывается на калибровочной инвариантности (1.45) спинорного уравнения Дирака. Как уже отмечалось, эта калибровка отличается от калибровочных полей Янга–Милса [158] и обобщения Утиямы [159]. Фактически магнитный заряд в теории Лошака – псевдоскалярный оператор $g\gamma_5$ с парой собственных значений $+g$ и $-g$ соответствующих кирально-симметричным частице и античастице.

Магнитный монополь Полякова и ряд других калибровочных теорий с монопольными решениями [155] построены в рамках скалярных (не спинорных) калибровочных полей, существенно содержат нелинейность и удовлетворяют условию (1.44), то есть принципиально отличаются от теории магнитного монополя Лошака [174–177], в которой имеется нетривиальное линейное решение.

Псевдоскалярный заряд

Основные принципы построения теории магнитного монополя Лошака состоят в следующем: рассмотрим калибровочную инвариантность уравнения Дирака (1.39) в виде (1.45):

$$\psi \to \exp\left(ie\Gamma\theta_\Gamma(x)\right)\psi\,, \tag{1.50}$$

где Г – некоторая четырехразрядная матрица, которую можно представить в виде разложения по элементам базы Клиффорда:

$$\Gamma = \sum_{N=1}^{16} a_N \Gamma_N\,, \quad \Gamma_N^2 = 1,$$
$$\Gamma_N = \{\mathrm{I}, \gamma^0, i\gamma^\mu, \gamma^5, i\gamma^\mu\gamma^\nu, i\gamma^0\gamma^5, \gamma^\mu\gamma^0, \gamma^\mu\gamma^5\}, \quad \mu, \nu = 1, 2, 3. \tag{1.51}$$

Взятие экспоненты от матрицы определяем через разложение в ряд:

$$\exp(\,\Gamma\,) \equiv \sum_n \frac{(\,\Gamma\,)^n}{n!}\,.$$

Так как любой элемент базы Клиффорда при возведении в четную степень дает единичную матрицу, то для экспоненты от матрицы из базы Клиффорда:

$$\exp\left(i\Gamma_N\theta_N\right) \equiv \cos\left(\theta_N\right) + i\Gamma_N \sin\left(\theta_N\right). \tag{1.52}$$

Для калибровочного преобразования (1.50) определяем оператор:

$$\nabla_\mu = \partial_\mu + ie_\Gamma \Gamma A_\mu\,, \tag{1.53}$$

(e_Γ – заряд частицы), в котором одновременно с калибровочным преобразованием спиноров (1.50) потенциал A_μ преобразуется по закону:

$$A_\mu \to A_\mu - \partial_\mu\theta_\Gamma. \tag{1.54}$$

Несложно убедиться, что уравнение Дирака только в том случае инвариантно по отношению к калибровочному преобразованию (1.50), (1.54), когда калибровочная матрица Г одинаково коммутирует со всеми четырьмя матрицами γ^μ. Несложно проверить, что для всех γ_μ и Γ_N справедливо правило:

$$\gamma^\mu \Gamma_N \gamma^\mu = \pm\Gamma_N\,, \tag{1.55}$$

причем знак зависит от номеров матриц.

С одинаковым для всех γ^{μ} знаком коммутируют две и только две матрицы из базы Клиффорда:

1. I – единичная, коммутирует со знаком «+» в (1.55), и
2. γ^5 – коммутирует со знаком «–» в (1.55).

Эти две матрицы определяют две фазовые калибровки вида (1.50) уравнения Дирака [174–176, 178, 179]:

1. Уравнение Дирака для электрона:

$$\gamma^{\mu}\left(\partial_{\mu} + ieA_{\mu}\right)\psi + iM\,\psi = 0\,. \tag{1.56}$$

2. Новое уравнение (Лошак):

$$\begin{aligned} &\gamma^{\mu}\,\nabla_{\mu}\,\psi \equiv \gamma^{\mu}\left(\partial_{\mu} + ig\,\gamma^5\,B_{\mu}\right)\psi = 0\,, \\ &\partial_{\mu}\,\overline{\psi}\gamma^{\mu} - ig\,\overline{\psi}\gamma^{\mu}\gamma^5\,B_{\mu} = 0\,, \end{aligned} \tag{1.57}$$

в котором заряд является не скаляром, а псевдоскалярным оператором $g\gamma^5$. Псевдопотенциал B_{μ} при калибровочных преобразованиях (1.50) преобразуется по закону:

$$B_{\mu} \to B_{\mu} - \partial_{\mu}\theta_5. \tag{1.58}$$

Уравнение (1.57) можно трактовать как уравнение, описывающее именно магнитный заряд, так как его решение удовлетворяет правилам симметрии Кюри для магнитного заряда. Линейный массовый член в (1.57) отсутствует, так как он не соответствует калибровочному преобразованию с матрицей γ^5.

Уравнение (1.57) разделяется на два независимых уравнения в известном представлении Вейля (спиральном представлении), которое обычно используется для описания нейтрино:

$$\begin{aligned} &\psi \to U\,\psi = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix}, \quad \mathrm{U} = \mathrm{U}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma^0 + \gamma^5) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} I & -I \\ -I & -I \end{pmatrix}, \\ &U\gamma^0 U^{-1} = \gamma^5\,, \qquad U\gamma^n U^{-1} = -\gamma^n\,,\ n = 1, 2, 3. \end{aligned} \tag{1.59}$$

Это представление диагонализирует матрицу заряда $g\gamma^5$:

$$gU\gamma^5U^{-1} = g\gamma^0 = g\begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \tag{1.60}$$

с собственными значениями g и $-g$. Из (1.57) получаем:

$$\begin{aligned} &\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\sigma}\nabla + ig(\chi + \vec{\sigma}\vec{B})\right]\xi = 0, \\ &\left[\frac{\partial}{\partial t} - \vec{\sigma}\nabla - ig(\chi - \vec{\sigma}\vec{B})\right]\eta = 0. \end{aligned} \tag{1.61}$$

В этих уравнениях сохраняются два киральных тока:

$$\begin{aligned} &X^\mu = \{\xi^+\xi, -\xi^+\vec{\sigma}\xi\}, \quad Y^\mu = \{\eta^+\eta, \eta^+\vec{\sigma}\eta\}, \\ &\partial_\mu X^\mu = 0, \quad \partial_\mu Y^\mu = 0. \end{aligned} \tag{1.62}$$

При пространственной инверсии скаляр g не меняет знак, но компоненты ξ (левый) и η (правый), соответствующие собственным значениям противоположного знака, обмениваются друг с другом: $\xi \leftrightarrow \eta$; что соответствует классическим правилам преобразования магнитного заряда.

Фактически киральность магнитного заряда заключается не в смене знака магнитного заряда при пространственной инверсии, а в переходе к другому собственному решению, соответствующему собственному значению другого знака матрицы $g\gamma^5$ (1.60).

Если записать простейший инвариантный по отношению к указанной калибровке (1.50), (1.54) лагранжиан:

$$\begin{aligned} &L = -\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{i}{2}\left(\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \left(\partial_\mu\overline{\psi}\right)\gamma^\mu\psi\right) - g\overline{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi B_\mu, \\ &F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \tag{1.63}$$

то из принципа наименьшего действия для лагранжиана (1.63) получаются уравнения Максвелла для поля (варьирование по B_μ):

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} = -4\pi \cdot \mathrm{g} J^{5\mu}, \tag{1.64}$$

порождаемого магнитным током, удовлетворяющего уравнению непрерывности:

$$J^{5\mu} = \overline{\psi}\gamma^{\mu}\gamma^{5}\psi\,, \qquad \partial_{\mu}J^{5\mu} = 0\,. \tag{1.65}$$

Уравнения (1.57) получается из варьирования лагранжиана (1.63) соответственно по $\overline{\psi}$ и ψ. Вводя левую и правую части спинора, которые являются собственными функциями кирального оператора γ^5:

$$\psi_L \equiv \tfrac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right)\psi\,, \qquad \psi_R \equiv \tfrac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi\,, \qquad \gamma^5\psi_L = \psi\,, \qquad \gamma^5\psi_R = -\psi\,. \tag{1.66}$$

получаем, что ток $J^{5\mu}$ является разностью левого и правого токов:

$$J^{5\mu} = \overline{\psi}_L\gamma^{\mu}\psi_L - \overline{\psi}_R\gamma^{\mu}\psi_R\,. \tag{1.67}$$

Уравнение (1.64) при переходе к псевдовекторному потенциалу поля B_{μ} с выбором калибровки $\partial_{\mu}B^{\mu}$ дает уравнение Даламбера:

$$\partial_{00}^{2}B^{\mu} - \Delta B^{\mu} = 4\pi\cdot gJ^{5\mu}\,. \tag{1.68}$$

Конечно, для всех без исключения теорий магнитного монополя остается важный вопрос о том, являются ли рассмотренные поля теми же электромагнитными полями, которые взаимодействуют с электрическими зарядами? На этот вопрос ответить сможет только эксперимент. Но на сегодняшний день такое предположение не противоречит традиционной физике.

Так как указанное уравнение магнитного монополя (1.57) при нулевом магнитном заряде g совпадает с уравнением нейтрино, магнитный монополь Лошака может быть трактован как магнитно-возбужденное состояние нейтрино и, возможно является участником слабых взаимодействий. Заметим, что размеры монополя жестко не ограничены. При размерах порядка боровского радиуса энергия магнитного поля монополя, обладающего элементарным зарядом, будет составлять ~ 100 кэВ.

Псевдовекторный ток

Хорошо известно (и нетрудно проверить), что безмассовое уравнение Дирака, так же, как и уравнение с псевдопотенциалом (1.57) инвариантны относительно двух глобальных преобразований ($\theta_{1,5}$ = const):

$$\begin{aligned} &\psi \to \exp(i\theta_1)\psi\,, \\ &\psi \to \exp(i\theta_5\gamma^5)\psi\,, \end{aligned} \tag{1.69}$$

которые по теореме Нетер приводят к сохранению векторного и псевдовекторного токов [155]:

$$\begin{aligned} &J^\mu = \overline{\psi}\gamma^\mu\psi\,, && \partial_\mu J^\mu = 0\,, \\ &J_5^\mu = \overline{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi\,, && \partial_\mu J_5^\mu = 0\,, \end{aligned} \tag{1.70}$$

и, соответственно, сохранению скалярного и псевдоскалярного зарядов:

$$\begin{aligned} &Q_S = \int \psi^+\psi d^3V\,, \\ &Q_5 = \int \psi^+\gamma^5\psi d^3V\,. \end{aligned} \tag{1.71}$$

Псевдоскалярный заряд соответствует киральному заряду [149] и магнитному заряду [174–177]. Хотя оба заряда (1.71) сохраняются в классической электродинамике, в квантовой теории поля ситуация меняется. Для уравнения Дирака из-за наличия квантовых аномалий векторный ток сохраняется, а псевдовекторный – нет [180].

1.7. Теория слабых взаимодействий

Мы будем рассматривать только слабые процессы при низких энергиях (т.е. ниже порога рождения *W*- и *Z*- бозонов ~ 100 ГэВ). В этом случае слабое взаимодействие хорошо описывается эффективным четырехфермионным лагранжианом (взаимодействие двух токов). Основы теории слабых взаимодействий были сформулированы Ферми при построении теории $\beta^\pm$-распада [1]. По аналогии с электромагнитным, минимальный лагранжиан слабого взаимодействия записывается в виде взаимодействия токов:

$$L = \frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}} J^{\mu} K_{\mu} + \text{э.с.},$$
$$J^{\mu} = \overline{\psi}_{1f} \gamma^{\mu} \psi_{1i}, \qquad (1.72)$$
$$K_{\mu} = \overline{\psi}_{2f} \gamma_{\mu} \psi_{2i},$$

где $G_{\mathrm{F}} = 1{,}03\times10^{-5}\ m_p^{-2}$ – константа Ферми слабого взаимодействия, $\psi_{1,2}$ – спиноры взаимодействующих частиц, индексы i и f относятся к начальному и конечному состоянию частицы, э.с. – эрмитовое сопряжение.

В 1956 после осознания того, что в слабых взаимодействиях четность не сохраняется, Ли и Янгом [2] в лагранжиане взаимодействия (1.72) были оставлены только левые заряженные токи (1.66):

$$J^{\mu} = 2\left(\overline{\psi}_f\right)_L \gamma^{\mu} \left(\psi_i\right)_L = \tfrac{1}{2} \overline{\psi}_f \left(1-\gamma_5\right)\gamma^{\mu}\left(1+\gamma_5\right)\psi_i = \overline{\psi}_f \gamma^{\mu}\left(1+\gamma_5\right)\psi_i. \qquad (1.73)$$

В слабом взаимодействии участвуют токи лептонов: электрон (e), мюон (μ), τ-лептон (τ), соответствующие нейтрино и токи кварков: ($u-d$), ($c-s$) и ($t-b$). При этом в заряженных токах состояния кварков перемешиваются; если рассматривать только два основных поколения кварков: d- и s-, то:

$$\widetilde{d} = d\cos\theta + s\sin\theta, \quad \widetilde{s} = -d\sin\theta + s\cos\theta, \qquad (1.74)$$

где $\theta \sim 13^{\circ}$ – угол Кабиббо, $\cos\theta \sim 0{,}97$ (при распаде лептона в (1.3) $G = G_{\mathrm{F}}\cos\theta$ [181]).

Существование нейтральных токов слабого взаимодействия обсуждалось с начала 60-х годов [182, 183]. Экспериментально слабое взаимодействие нейтральных токов наблюдалось в 1973 г. (ЦЕРН) [3, 4]. Несмотря на малую величину, слабое взаимодействие нейтральных токов удается экспериментально наблюдать в атомных явлениях [5, 184]. В отличие от левых заряженных токов, нейтральные токи участвуют в слабом взаимодействии как левые, так и правые, но с разными весами.

Общий вид лагранжиана слабого взаимодействия представляется в следующем виде [181, 184]:

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}}\left[\left(J^{\mu} + K^{\mu}\right)^{+}\left(J_{\mu} + K_{\mu}\right) + N^{\mu}N_{\mu}\right], \tag{1.75}$$

где

$$J^{\mu} = 2\sum_{l=e,\mu,\tau}\left(\overline{\psi}_{l}\right)_{L}\gamma^{\mu}\left(\psi_{\nu l}\right)_{L} \tag{1.76}$$

– заряженный ток лептонов,

$$K^{\mu} = 2\sum_{k=1,2,3}\left(\overline{\widetilde{\psi}}_{k\downarrow}\right)_{L}\gamma^{\mu}\left(\psi_{k\uparrow}\right)_{L} \tag{1.77}$$

– заряженный ток кварков, сумма берется по трем поколениям кварков. Первый член в произведении (1.77) относится к смешанному состоянию (1.74) нижних кварков (d ,s ,b), а второй – к «чистому» состоянию верхних (u ,c ,t). «Повернутые» состояния кварков $\widetilde{d}$ и $\widetilde{s}$ с точки зрения слабых взаимодействий являются частицами, но не обладают определенными массами, «чистые» кварки d и s имеют определенные массы, но с точки зрения слабых взаимодействий определенными частицами не являются.

$$N^{\mu} = 2\sum_{k=1}^{12}\left[w_{kL}\left(\overline{\psi}_{k}\right)_{L}\gamma^{\mu}\left(\psi_{k}\right)_{L} + w_{kR}\left(\overline{\psi}_{k}\right)_{R}\gamma^{\mu}\left(\psi_{k}\right)_{R}\right] \tag{1.78}$$

– нейтральный ток; k – индекс, нумерующий все частицы, участвующие в слабом взаимодействии (лептоны и кварки), индексы L и R относятся соответственно к левым и правым состояниям частиц (1.66), w – коэффициенты, определяющие вклад различных составляющих нейтрального тока в слабое взаимодействие:

- для нейтрино (всех типов) $w_L = +1/2$ $w_R = 0$;
- для остальных лептонов (e, μ, τ) $w_L = -1/2 + w_0$ $w_R = w_0$;
- для верхних кварков (u, c, t) $w_L = +1/2 - 2/3\ w_0$ $w_R = -2/3\ w_0$;
- для нижних кварков (d, s, b) $w_L = -1/2 + 1/3\ w_0$ $w_R = +1/3\ w_0$;

где $w_0 = sin^2\theta_W \sim 0{,}22$.

Лагранжиан частиц, имеющих ненулевую массу, не инвариантен по отношению к калибровочной инвариантности Тушека–Салама (1.45). Лагранжиан заряженных токов содержит безмассовое нейтрино (или антинейтрино) только один раз, и такой член также не будет инвариантен

по отношению к калибровочной инвариантности (1.45). Следовательно, если «магнитно-возбужденные» состояния нейтрино (1.57) существуют, то они не могут участвовать в заряженных токах слабого взаимодействия. Нейтральный ток (1.78) инвариантен относительно калибровочной инвариантности (1.45):

$$\begin{aligned}
&\psi \to e^{i\gamma^5\theta}\psi\,,\\
&\overline{\psi} = \psi^+\gamma^0 \to \psi^+ e^{-i\gamma^5\theta}\gamma^0 = \psi^+\gamma^0 e^{i\gamma^5\theta}\gamma^0 = \overline{\psi}e^{i\gamma^5\theta}\,,\\
&\overline{\psi}\gamma^\mu\left(1\mp\gamma^5\right)\psi \to \overline{\psi}e^{i\gamma^5\theta}\gamma^\mu\left(1\mp\gamma^5\right)e^{i\gamma^5\theta}\psi = \overline{\psi}e^{i\gamma^5\theta}e^{-i\gamma^5\theta}\gamma^\mu\left(1\mp\gamma^5\right)\psi = \mathrm{inv}\,.
\end{aligned} \tag{1.79}$$

Это означает, что «магнитно-возбужденное» состояние нейтрино (магнитный монополь Лошака) может быть участником слабого взаимодействия нейтральных токов.

По теории возмущений вероятность распада, определяемого слабым взаимодействием заряженных токов, пропорциональна квадрату модуля соответствующего матричного элемента. Заряженный ток кварков имеет простой вид (левый ток) (1.77) только для свободного кварка. В ядрах и в свободном нейтроне распадающийся кварк находится в связанном состоянии за счет сильных взаимодействий. В общем случае матричный элемент β-распада адрона (мезона или бариона) представим в виде произведения левого лептонного тока (1.76) и адронного тока, состоящего из векторной и аксиальной частей (феноменологическая *V–A* модель) [181 – 189]:

$$\begin{aligned}
&M = \frac{G}{\sqrt{2}}\left[{}^{(V)}K^\mu - {}^{(A)}K^\mu\right]\cdot\left[\overline{\psi}_e\gamma_\mu\left(1+\gamma^5\right)\psi_\nu\right],\\
&{}^{(V)}K^\mu = \overline{\psi}_f\left(a_1\gamma^\mu + ia_2\sigma^{\mu\alpha}p_\alpha + a_3p^\mu\right)\psi_i\,,\\
&{}^{(A)}K^\mu = \overline{\psi}_f\left(b_1\gamma^\mu + ib_2\sigma^{\mu\alpha}p_\alpha + b_3p^\mu\right)\gamma^5\psi_i\,,\\
&\sigma^{\mu\alpha} \equiv \tfrac{i}{2}\left[\gamma^\mu\gamma^\alpha - \gamma^\alpha\gamma^\mu\right],\quad \sigma_{lj} = e_{ljk}\begin{pmatrix}\sigma^k & 0\\ 0 & \sigma^k\end{pmatrix},\ l, j, k = 1, 2, 3,
\end{aligned} \tag{1.80}$$

где a_{1-3} и b_{1-3} – коэффициенты (форм-факторы), p_μ – разность четырех-импульсов начального и конечного состояния адрона (по закону сохранения импульса, p_μ равно сумме импульсов лептонов, $p_\mu = -i\partial_\mu$), σ^k – матрицы Паули (0.2). Основной вклад в вероятность распада свободного нейтрона дают члены с a_1 и b_1:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}}\left[\overline{\psi}_p \gamma^\mu \left(1+\alpha\gamma^5\right)\psi_n\right]\cdot\left[\overline{\psi}_e \gamma_\mu \left(1+\gamma^5\right)\psi_\nu\right], \tag{1.81}$$

где $\alpha \sim 1{,}25$ – отношение аксиальной и векторной частей взаимодействия.

Для расчета полной вероятности β-распада ядра $\lambda \propto M^+M$, матричный элемент распада (1.80) следует просуммировать по всем нуклонам ядра и проинтегрировать по объему ядра. В общем случае, переходя к импульсному представлению, получаем [55, 181]:

$$\lambda = \frac{1}{(2\pi)^5}\int\int |M|^2 \delta\left(E_e + E_\nu - Q\right) d^3p_e d^3p_\nu\ , \tag{1.82}$$

где Q – энергия распада,

$$\begin{aligned} M &= \frac{G}{\sqrt{2}}\sum_{k=1}^{N}\int \overline{\Psi}_f \left(\mathrm{O}_k^{(V)} - \mathrm{O}_k^{(A)}\right)\tau_k^+ \Psi_i d^3x\ , \\ \mathrm{O}^{(V)} &= a_1\gamma^\mu J_\mu + a_2\sigma^{\mu\alpha}\partial_\alpha J_\mu - ia_3\partial^\mu J_\mu\ , \\ \mathrm{O}^{(A)} &= b_1\gamma^\mu\gamma^5 J_\mu + b_2\sigma^{\mu\alpha}\gamma^5\partial_\alpha J_\mu - ib_3\gamma^5\partial^\mu J_\mu\ , \end{aligned} \tag{1.83}$$

$\Psi_{i,f}$ – ядерные волновые функции начального и конечного состояния (Ψ равно произведению волновых функций нуклонов в приближении независимых нуклонов), суммирование берется по всем нуклонам, а интегрирование по объему ядра; τ_k^+ – оператор в изоспиновом пространстве, превращающий $k^{\text{ый}}$ нейтрон в протон; операторы O_k действуют на $k^{\text{ый}}$ нуклон; J – левый лептонный ток (1.76). Далее считаем, что лептонные функции распределения мало меняются на размере ядра (характерный размер изменения лептонных функций $\sim r_{\text{dB}}$ длины волны де Бройля >> размера ядра), что позволяет представить их в виде ряда по

степеням r / r_{dB}. Для нуклонов пользуемся нерелятивистским приближением [186]:

$$\begin{aligned}
&\overline{\Psi}_f \Psi_i \approx \chi_f^+ \chi_i, && \overline{\Psi}_f \sigma^{lj} \Psi_i \approx e^{ljk} \chi_f^+ \sigma_k \chi_i, \\
&\overline{\Psi}_f \gamma^k \Psi_i \approx 0, && \overline{\Psi}_f \gamma^k \gamma^5 \Psi_i \approx \chi_f^+ \sigma^k \chi_i, \\
&\overline{\Psi}_f \gamma^0 \Psi_i \approx \chi_f^+ \chi_i, && \overline{\Psi}_f \gamma^0 \gamma^5 \Psi_i \approx 0, \\
&\overline{\Psi}_f \sigma^{0j} \Psi_i \approx 0, && \overline{\Psi}_f \gamma^5 \Psi_i \approx 0, \\
&l, j, k = 1, 2, 3,
\end{aligned} \tag{1.84}$$

χ – двухкомпонентные спиноры. Для всех операторов Ω, появляющихся в (1.83), определяются интегралы:

$$\begin{aligned}
&\langle \Omega \rangle \equiv \int \chi_f^+ \Omega \tau^+ \chi_i d^3 x, \\
&\Omega = 1,\ \vec{\sigma},\ \vec{r},\ \vec{\sigma} \cdot \vec{r},\ \vec{\sigma} \times \vec{r},\ \sigma^\alpha r^\beta,\ r^\alpha r^\beta,\ (\vec{\sigma} \times \vec{r})^\alpha r^\beta, \text{ и т.д.}
\end{aligned} \tag{1.85}$$

В итоге (1.83) можно представить в виде суммы, которая будет включать всевозможные комбинации интегралов (1.85) со значениями лептонного тока J и его производных в начале координат.

Для разрешенных β-распадов основной вклад в матричный элемент (1.83) дают интегралы $\langle 1 \rangle$, $\langle \vec{\sigma} \rangle$, $\langle \gamma^0 \rangle$, $\langle \gamma^0 \vec{\sigma} \rangle$. В нерелятивистском приближении для ядер:

$$\begin{aligned}
&|\langle 1 \rangle|^2 \approx |\langle \gamma^0 \rangle|^2, \quad |\langle \vec{\sigma} \rangle|^2 \approx |\langle \gamma^0 \vec{\sigma} \rangle|^2, \\
&\lambda = \frac{G^2}{2\pi^3} \left(|\langle 1 \rangle|^2 + \alpha |\langle \vec{\sigma} \rangle|^2 \right) \cdot f(Z, Q).
\end{aligned} \tag{1.86}$$

где f – интегральная функция Ферми (1.3),

Для запрещенных β-распадов основные матричные элементы $\langle 1 \rangle$, $\langle \vec{\sigma} \rangle$ равны нулю, и в выражении (1.83), необходимо учитывать вклад матричных элементов более высокого порядка малости ($\propto r^k$). В настоящей работе будет проанализировано, как изменения лептонных функций

распределения под действием внешнего поля влияют на изменения вероятности разрешенных и запрещенных β-распадов.

1.8. Постановка задач

Из вышеизложенного видно, что изучение ядерных процессов, протекающих за счет слабых взаимодействий, является актуальной современной задачей. В связи с этим в настоящей работе рассмотрены следующие вопросы:

1. Исследование условия β-стабильности ядер нейтральных, ионизованных и возмущенных атомов.
2. Исследование изменения вероятности β^--распада и электронного захвата ядер в составе атомов и ионов под действием внешнего электрического поля.
3. Исследование изменения граничной энергии и вероятности электронного и позитронного $\beta^\pm$-распада атома и иона в сверхсильном внешнем магнитном поле.
4. Исследование изменения вероятности рождения электронов внутренней конверсии под действием внешнего электрического и магнитного полей.
5. Исследование изменения доли запаздывающих нейтронов при ионизации атома и при воздействии на атом сверхсильного внешнего магнитного поля.

ГЛАВА 2.
УСЛОВИЕ β-СТАБИЛЬНОСТИ ЯДЕР

2.1. Необходимое и достаточное условие β-стабильности нейтральных атомов

Вопрос о формулировке условия β-стабильности ядер был поставлен практически на заре развития ядерной физики [21, 190]. Однако до середины прошлого века недостаточная точность и неполный объем экспериментальных данных по массам ядер изотопов не давал возможности полноценно проанализировать соответствие теоретических представлений и экспериментальных данных. Так как в то время точность экспериментальных данных не всегда позволяла делать различие между разностью масс ядер и разностью масс атомов, то казалось, что условия «минимума массы ядра», «минимума массы атома» и «максимума энергии связи ядра» в изобарных рядах совпадают, а отклонения от предполагаемого условия стабильности считались исключениями [21, 190]. Сейчас, благодаря доступным данным [191], стало возможным сформулировать и проверить точное условие стабильности ядер. Анализ базы данных [191] показал, что фигурирующие в литературе условия стабильности такие, как «минимум массы ядра» [192, 193] или «максимум энергии связи» [194] в изобарных рядах являются неточными; а единственным абсолютно точным условием β-стабильности ядра нейтрального атома является реализация изотопом минимума массы атома в изобарном ряду [19, 20].

Рассмотрим стабильность ядра по отношению к процессам, идущих без изменения количества нуклонов в ядре, то есть за счет слабых взаимодействий, а именно электронного (β^-) или позитронного (β^+) β-распада и *e*-захвата:

$$
\begin{aligned}
&{}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \bar{\nu}_e + q_1 , \\
&{}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^{+} + \nu_e + q_2 , \\
&{}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu_e + q_3 ,
\end{aligned}
\tag{2.1}
$$

где ν_e и $\bar{\nu}_e$ – электронные нейтрино и антинейтрино, ${}^{A}_{Z}X$, ${}^{A}_{Z}Y$ – ядра с атомным весом A и зарядом Z (в единицах заряда электрона).

Хорошо известно [19, 20], что выделяемая ($q > 0$) или поглощаемая ($q < 0$) в ядерных реакциях (2.1) энергия может быть определена по разности масс покоя исходных ядер и продуктов реакций:

$$q = M_N\left(A_X, Z_X\right) - M_N\left(A_Y, Z_Y\right) \mp m_e , \tag{2.2}$$

где $M_N(A, Z)$ – масса ядра ${}^{A}_{Z}X$, m_e – масса покоя электрона; знак «–» соответствует $\beta^{\pm}$-распаду (q_1 и q_2), а «+» e-захвату (q_3). Так как e-захват всегда энергетически выгоднее позитронного β^{+}-распада ($q_3 - q_2 = 2m_e$) возможность позитронного β^{+}-распада не меняет условие стабильности ядра. По определению энергии связи ядра W_N:

$$M_N\left(A, Z\right) = \left(A - Z\right)m_n + Z \cdot m_p - W_N\left(A, Z\right), \tag{2.3}$$

где m_p и m_n – массы покоя протона и нейтрона. Энергия связи W_N – это энергия, которую необходимо вложить для разделения ядра на составляющие его нуклоны.

Выражение (2.2) справедливо в том случае, когда у ядра отсутствуют электронные оболочки. При распаде ядра, находящегося в нейтральном атоме, следует учесть энергию связи электронов. При захвате орбитального электрона атом остается нейтральным, а при $\beta^{\pm}$-распаде образуется однозарядный ион $Y^{\pm}$ (положительный при электронном β^{-}-распаде и отрицательный при позитронном). Однако так как первый потенциал ионизации не превышает 25 эВ (максимальный для He – 24,58 эВ) этой величиной всегда можно пренебречь по сравнению с точностью измерения энергии связи ядра (~ 1 кэВ). В этом приближении из (2.2), как правильно

указано в [19, 20], для распада нейтрального атома, выделяемая энергия при *e*-захвате и электронном β^--распаде равна:

$$q = M_A(A_X, Z_X) - M_A(A_Y, Z_Y), \tag{2.4}$$

где

$$M_A(A,Z) = (A-Z)m_n + Z(m_p + m_e) - W(A,Z) \tag{2.5}$$

– масса атома, W – энергия связи ядра в атоме с учетом энергии полной ионизации атома $I(Z)$:

$$W(A,Z) = W_N(A,Z) + I(Z), \tag{2.6}$$

то есть энергия, необходимая для разделения нейтрального атома на составляющие его протоны, нейтроны и электроны. С точностью до ZI_H (I_H = 13,6 эВ – потенциал ионизации водорода), которая для $Z < 100$ не хуже точности измерения энергии связи ядра, определенная таким образом энергия совпадает с энергией, необходимой для разделения ядра на нейтроны и атомы водорода:

$$M_A(A,Z) = (A-Z)m_n + ZM_H - W(A,Z), \tag{2.7}$$

где M_H – масса атома водорода. Исторически энергия связи ядра вводилась для расчетов энергий, выделяющихся в ядерных реакциях с участием нейтральных атомов, поэтому в таблицах [191] приводятся именно атомные энергии W (2.6), включающие полную энергию ионизации $I(Z)$, а не ядерные W_N. Для определения массы атома пользуются также дефектом массы ΔM, связанным с M_A соотношением [191]:

$$M_A(A,Z) = Am_{a.e.m.} + \Delta M(A,Z), \tag{2.8}$$

где $m_{a.e.m.} \approx 931.5$ МэВ – атомная единица массы; для дефекта массы выбрана нормировка $\Delta M(^{12}\mathrm{C}) = 0$.

Хорошо известно [19, 20], что достаточным условием β-стабильности ядра является энергетический запрет всех возможных каналов распада; то есть реакции (2.1) должны быть эндотермические ($q < 0$). Рассматриваемые процессы *e*-захвата и $\beta^{\pm}$-распада осуществляют превращение ядра с

сохранением количества нуклонов, то есть перемещение по изобарному ряду (A = const). Следовательно, из (2.4), (2.5), достаточным условием β-стабильности ядра в нейтральном атоме является реализация минимума массы атома $M_A(A, Z)$ (равносильно минимуму дефекта массы $\Delta M(A, Z)$), включая все локальные минимумы, в изобарном ряду (A = const).

Обратим внимание на то, что речь идет именно о минимуме массы атома $M_A(Z)$, а не минимуме массы ядра $M_N(Z)$ и не о максимуме энергии связи $W(Z)$. Из (2.3)–(2.8) получаем, что функции $M_A(Z)$, $M_N(Z)$ и $W(Z)$ связаны следующим образом:

$$\begin{aligned} M_N(Z) &= M_A(Z) + I(Z) - Zm_e, \\ -W(Z) &= M_A(Z) - Am_n + Z\tilde{m}, \end{aligned} \tag{2.9}$$

где $\tilde{m} = m_n - m_p - m_e = 782{,}3$ кэВ. Так как функции $M_N(Z)$ и $W(Z)$ отличаются на изобарных рядах (A = const) от $M_A(Z)$ прибавлением монотонных по Z членов (2.9), то качественно эти три функции (M_A, M_N, W) имеют один и тот же вид, но минимумы $M_N(Z)$ могут переместиться в сторону больших Z, а максимумы энергии связи $W(Z)$ могут переместиться в сторону меньших Z по отношению к минимумам функции $M_A(Z)$ (последние совпадают с минимумами $\Delta M(Z)$).

Для описания качественной зависимости энергии связи от заряда ядра в изобарном ряду можно воспользоваться хорошо известной полуэмпирической формулой Вейцзеккера [19, 20]; с учетом (2.9) для массы атома можно записать:

$$\begin{aligned} M_A(A,Z) = Am_n - Z\tilde{m} - a_V A + a_S A^{2/3} + a_{\mathrm{C}} \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + \\ + a_{\mathrm{SYM}} \frac{\left(A/2 - Z\right)^2}{A} - a_P \frac{\delta}{A^P} - I(Z), \end{aligned} \tag{2.10}$$

где a_V = 15,75 МэВ, a_S = 17,8 МэВ, a_{C} = 0,71 МэВ, a_{SYM} = 94,8 МэВ, a_P = 34 МэВ – соответственно коэффициенты энергии ядра: объемной, поверхностной, кулоновской, симметрии и спаривания. Коэффициент δ

ответственен за эффект спаривания: $\delta = 0$ для ядер с нечетным A, $\delta = 1$ для четно-четных ядер (четное количество нейтронов и четное количество протонов), $\delta = -1$ для нечетно-нечетных ядер; степень P в последнем члене (спаривания) различные авторы принимают равным от 1/3 до 1.

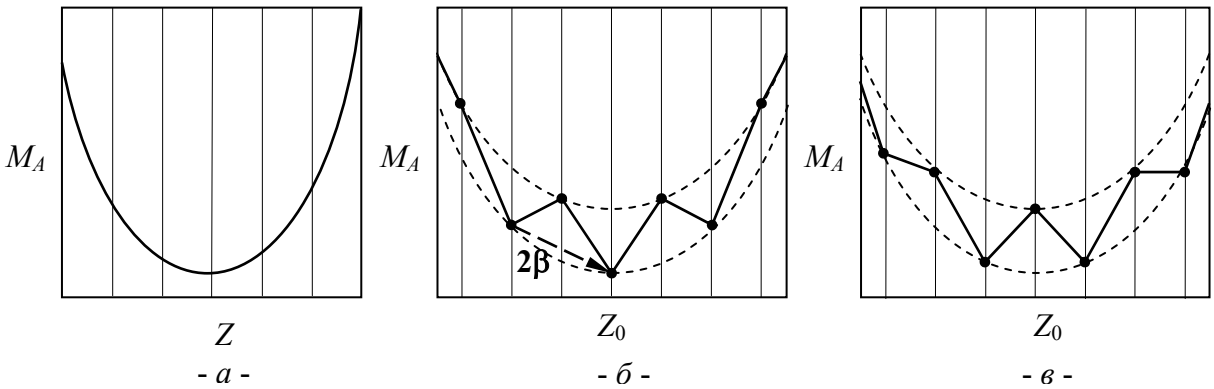

Рис. 4. Зависимость массы атома от заряда.

Z_0 – минимум параболы. *а* – при нечетном атомном весе A,

б – при четном A и четном Z_0, *в* – при четном A и нечетном Z_0.

Напомним хорошо известный факт, следующий из формулы Вейцзеккера (2.10): на изобарных рядах нечетных A графиком зависимости $M_A(Z)$ является парабола с одним минимумом ($\delta = 0$) (рис. 4*а*), а на изобарных рядах четных A – график $M_A(Z)$ представляет собой ломаную линию, заключенную между двумя параболами, соответствующим четным Z ($\delta > 0$) и нечетным Z ($\delta < 0$) (рис. 4*б*, *в*). В последнем случае функция $M_A(Z)$ может реализовывать (в зависимости от A) один, два или три минимума. На рис. 4*б* изображен случай, когда при четном A минимум параболы соответствует четному Z, а рис. 4*в* соответствует случаю минимума параболы на нечетном Z.

Несложный анализ базы данных [191] показывает, что все без исключения стабильные изотопы реализуют минимумы массы атомов $M_A(Z)$ в соответствующих изобарных рядах. Более того, анализ показал, что

в природе реализуются все процессы $\beta^{\pm}$-распада и *e*-захвата, разрешенные энергетически (никаких других запретов нет). То есть справедливо следующее утверждение:

- Для β-стабильности ядра нейтрального атома (устойчивости по отношению к однократным процессам $\beta^{\pm}$-распада и *e*-захвата) необходимо и достаточно чтобы данный изотоп реализовывал минимум массы атома в изобарном ряду (A = const).

Табл. 3. Природные нестабильные изотопы

Изотоп	Доля в хим. элементе %	Масс. доля элемента в Земле %	Масс. доля изотопа в Земле $\times10^{-4}$	Тип распада и доля %. β^- – электронный, β^+ – позитронный распад, ε – *e*-захват.		Энергия перехода, кэВ		Период полураспада, лет.
$^{40}K_{19}$	0,012	2,35	0,028	β^- 89.3	$4^-\to0^+$	1311		$1{,}3\times10^{9}$
				ε 10.6	$4^-\to2^+$	44	1505	
				$\varepsilon(\beta^+)$ 0.1	$4^-\to0^+$	1505		
$^{48}Ca_{20}$	0,187	3,25	0,6	β^-		278		6×10^{18}
$^{50}V_{23}$	0,25	0,02	0,005	β^- 17	$6^+\to2^+$	1037		$1{,}4\times10^{17}$
				$\varepsilon(\beta^+)$ 83	$6^+\to2^+$	654	2208	
$^{87}Rb_{37}$	27,85	8×10^{-3}	0,2	β^-		283		$4{,}8\times10^{10}$
$^{96}Zr_{40}$	2,8	0,025	0,07	β^-				$3{,}8\times10^{19}$
$^{113}Cd_{48}$	12,22	5×10^{-4}	6×10^{-3}	β^-		316		$7{,}7\times10^{15}$
$^{115}In_{49}$	95,77	10^{-5}	$9{,}6\times10^{-4}$	β^-		496		$4{,}4\times10^{14}$
$^{123}Te_{52}$	0,9	10^{-6}	9×10^{-7}	ε	$1/2^+\to7/2^+$	53	53	$>10^{13}$
$^{138}La_{57}$	0,09	$6{,}5\times10^{-4}$	6×10^{-5}	β^- 33,6	$5^+\to2^+$	1044		$1{,}1\times10^{11}$
				ε 66,4	$5^+\to2^+$	309	1738	
$^{176}Lu_{71}$	2,59	$1{,}7\times10^{-4}$	$4{,}4\times10^{-4}$	β^-		1192		$3{,}8\times10^{10}$
$^{187}Re_{75}$	62,6	10^{-7}	6×10^{-6}	β^-		2,66		$4{,}4\times10^{10}$
$^{180m}Ta_{73}$	0,012	$2{,}4\times10^{-5}$	3×10^{-7}	γ	$9^-\to1^+$	75,3		$1{,}2\times10^{15}$

Заметим, что 12 встречающихся в природе изотопов, которые не реализуют минимум $M_A(Z)$ являются хотя и долгоживущими, но нестабильными (табл. 3); напротив, в природе не встречаются β-стабильные изотопы с атомными массами 5 и 8, так как они нестабильны по отношению к распадам: $^5He \to {}^4He + n$, $^8Be \to 2\ {}^4He$. Для атомных весов

$A > 141$ энергетически становится возможным α-распад, который для некоторых изотопов с атомными весами из интервала $210 > A > 141$ оказывается запрещенным, но все изотопы с $A > 209$ α-активны. Особо следует отметить встречающийся в природе изотоп ^{180m}Ta, являющийся долгоживущим ($1{,}2\times10^{15}$ лет) изомерным возбужденным состоянием ядра. Столь большой период полураспада объясняется большой разностью спинов изомерного (9^-) и основного (1^+) состояний.

Для определения связи между массой ядра A стабильных изотопов и зарядом Z, найдем минимум массы атома $M_A(Z)$ в изобарном ряду. Энергия ионизации $I(Z)$ является малой величиной даже по сравнению с малым членом Zm_e, который отличает M_A от M_N (2.9). Энергию ионизации $I(Z)$ можно учесть, пользуясь приближением модели Томаса–Ферми [88, 93, 94], но это будет превышением точности, так как кулоновский член формулы Вейцзеккера имеет меньшую точность. Аналогично [19, 20] представим (2.10) в виде:

$$M_A(A,Z) = C_1(A) + C_2(A)(Z - Z_0)^2 - \delta(A,Z)a_P A^{-P}\ , \qquad (2.11)$$

где:

$$Z_0 = \frac{A}{2}\frac{a_{\mathrm{SYM}} + a_{\mathrm{C}}A^{-1/3} + \tilde{m}}{a_{\mathrm{SYM}} + a_{\mathrm{C}}A^{2/3}},$$

$$C_2(A) = \frac{a_{\mathrm{SYM}}}{A} + a_{\mathrm{C}}A^{-1/3}\ , \qquad (2.12)$$

$$C_1(A) = A(m_n - a_V) + a_S A^{2/3} - Z_0^2 C_2(A) + a_{\mathrm{SYM}}\frac{A}{4}.$$

Так как Z может принимать только целые значения, то минимум $M_A(Z)$ будет достигаться на ближайшем целом к Z_0, определенным в (2.12). Это легко видеть из того, что парабола (2.11) симметрична относительно $Z = Z_0$. Рисунок 4*б* соответствует случаю, когда при четном A значение Z_0 ближе к четному Z, а рис. 4*в* соответствует случаю, когда при четном A значение Z_0 ближе к нечетному Z.

Минимум массы ядра M_N достигается при условии, аналогичном (2.12), но с заменой

$$\widetilde{m} \to \widetilde{m} + m_e = m_n - m_p . \qquad (2.13)$$

Казалось бы, что, так как $m_e << a_{\text{SYM}} = 94{,}8$ МэВ, различием (2.13) между условиями минимумов функций M_A и M_N можно пренебречь, однако в тех случаях, когда Z_0 (2.12) оказывается близким к полуцелым значениям, даже такое малое изменение как $m_e/a_{\text{SYM}} \sim 5\times10^{-3}$ может изменить ближайшее целое к Z_0 на единицу.

Действительно, анализ базы данных [191] показывает некорректность предположения о том, что минимум массы ядра $M_N(Z)$ является достаточным условием β-стабильности нейтрального атома. Так, например, более 30 изотопов, реализующих минимум массы ядра $M_N(Z)$ на изобарных рядах, нестабильны по отношению к *e*-захвату (табл. 4, $T_{1/2}$ – период полураспада; $q \pm \Delta q$ – граничная энергия распада, кэВ; ΔM – глубина минимума массы ядра в изобарном ряду, кэВ). В качестве характерного примера можно привести следующий: минимум массы атома для изобарного ряда с атомным весом 55 достигается на единственном стабильном изотопе марганца ^{55}Mn, а минимум массы ядра достигается на нестабильном изотопе ^{55}Fe (период распада 2.7 года). Ядро ^{55}Mn *тяжелее* ядра ^{55}Fe: $M_N(^{55}\text{Mn}) - M_N(^{55}\text{Fe}) \approx 280$ кэВ, а атом ^{55}Mn *легче* атома ^{55}Fe: $M_A(^{55}\text{Fe}) - M_A(^{55}\text{Mn}) \approx 231$ кэВ.

Табл. 4. Нестабильные по отношению к *e*-захвату изотопы, реализующие минимум массы ядра в изобарном ряду

Z	A	Имя	$T_{1/2}$	q	Δq	ΔM	Z	A	Имя	$T_{1/2}$	q	Δq	ΔM
20	41	Ca	$1{,}4\times10^5$ л.	421,39	0,3	90	61	145	Pm	17,7 г.	163	2,2	106
22	44	Ti	63 г.	267,5	1,9	243	64	151	Gd	124 д.	464,1	2,8	47
26	55	Fe	2,7 г.	231,38	0,1	280	64	153	Gd	240,4 д.	484,4	1,1	27
32	68	Ge	270,8 д.	106	6,0	405	65	157	Tb	71 г.	60,05	0,3	451
32	71	Ge	11,4 д.	231,9	0,3	279	66	159	Dy	144,4 д.	365,6	1,2	145
33	73	As	80,3 д.	341	4,0	170	67	163	Ho	4570 г.	2,565	0,0	509
34	72	Se	8,4 д.	335	13,0	177	68	160	Er	28,6 ч.	330	50,0	181

Z	*A*	Имя	$T_{1/2}$	*q*	Δ*q*	Δ*M*
36	81	Kr	2×10^5 л.	280,7	0,5	231
38	82	Sr	25,6 д.	180	9,0	331
42	93	Mo	$3{,}5\times10^3$ л.	405	3,0	106
43	97	Tc	$2{,}6\times10^6$ л.	320	4,0	191
46	100	Pd	3,6 д.	361	23,0	150
48	109	Cd	462,6 д.	214,3	2,9	297
52	118	Te	6 д.	273	16,0	238
52	123	Te	10^{13} л.	53,3	1,8	458
53	125	I	59,4 д.	185,77	0,1	325
55	131	Cs	9,7 д.	352	5,0	159
58	139	Ce	137,6 д.	278	7,0	232
60	140	Nd	3,4 д.	222	20,0	288

Z	*A*	Имя	$T_{1/2}$	*q*	Δ*q*	Δ*M*
68	165	Er	10,4 ч.	376	2,0	135
70	166	Yb	56,7 ч.	304	14,0	206
72	172	Hf	1,9 г.	350	50,0	159
73	179	Ta	1,8 г.	111	5,0	400
74	178	W	21,6 д.	91,3	2,0	418
74	181	W	121,2 д.	188	5,0	323
78	193	Pt	50 г.	56,64	0,3	454
79	195	Au	186,1 д.	226,8	1,0	284
80	194	Hg	444 г.	40	20,0	471
81	201	Tl	72,9 ч.	483	15,0	28
82	202	Pb	3×10^5 л.	50	15,0	462
82	205	Pb	$1{,}4\times10^7$ л.	51,1	0,5	460

Аналогично, ошибочно предположение об условии β-стабильности, как максимуме энергии связи ядра: 60 изотопов, реализующих максимум энергии связи, являются β^--активными (табл. 5, Δ*W* – высота максимума энергии связи ядра в изобарном ряду, кэВ).

Табл. 5. Нестабильные по отношению к β^--распаду изотопы, реализующие максимум энергии связи в изобарном ряду

Z	*A*	Имя	$T_{1/2}$	*q*	Δ*q*	Δ*W*
4	10	Be	$1{,}6\ 10^6$ л.	555,8	0,5	227
6	14	C	5730 г.	156,475	0,0	626
14	32	Si	150 г.	224,5	2,2	558
15	33	P	25,3 д.	248,5	1,1	534
16	35	S	87,3 д.	167,14	0,1	615
18	39	Ar	269 г.	565	5,0	217
18	42	Ar	32,9 г.	600	40,0	188
20	45	Ca	162,6 д.	256,8	0,9	526
20	48	Ca	2×10^{18} л.	278	5,0	504
21	47	Sc	3,3 д.	600,1	1,9	182
26	60	Fe	3×10^5 л.	237	3,0	545
28	63	Ni	100 г.	66,945	0,0	715
28	66	Ni	54,6 ч.	226	16,0	557
29	67	Cu	61,83 ч.	577	8,0	206
30	72	Zn	46,5 ч.	458	6,0	324
33	77	As	38,8 ч.	682,9	1,8	100
34	79	Se	$6{,}5\times10^4$ л.	151	1,7	631
36	85	Kr	10,8 г.	687,1	1,9	95
37	87	Rb	$4{,}8\times10^{10}$ л.	283,3	1,5	499
38	90	Sr	28,8 г.	546	1,4	236
40	93	Zr	$1{,}5\times10^6$ л.	91,4	1,6	691
40	96	Zr	$3{,}5\times10^{17}$ л.	164	4,0	618
43	99	Tc	$2{,}1\times10^5$ л.	293,7	1,4	489
44	103	Ru	39,3 д.	763,4	2,1	19

Z	*A*	Имя	$T_{1/2}$	*q*	Δ*q*	Δ*W*
50	121	Sn	27,1 ч.	390,1	2,1	392
50	126	Sn	10^5 л.	378	30,0	409
51	125	Sb	2,8 г.	766,7	2,1	16
52	127	Te	9,4 ч.	698	4,0	85
52	132	Te	3,2 д.	493	4,0	290
53	129	I	$1{,}6\times10^7$ л.	194	3,0	588
54	133	Xe	5,2 д.	427,4	2,4	355
55	135	Cs	$2{,}3\times10^6$ л.	269,3	1,2	369
58	141	Ce	32,5 д.	580,7	1,1	202
58	144	Ce	285 д.	318,7	0,8	463
61	147	Pm	2,6 г.	224,1	0,3	114
62	151	Sm	90 г.	76,7	0,5	405
62	156	Sm	9,4 ч.	722	8,0	60
63	155	Eu	4,8 г.	252,1	1,1	530
65	161	Tb	9,9 д.	593,1	1,4	190
66	166	Dy	81,6 ч.	486,2	1,9	297
68	169	Er	9,4 д.	351,1	1,1	431
69	171	Tm	1,9 г.	96,4	1,0	686
70	175	Yb	4,2 д.	470	1,3	312
70	178	Yb	74 м.	645	10,0	138
71	177	Lu	6,7 д.	498,3	0,8	284
72	182	Hf	9×10^6 л.	373	7,0	409
74	185	W	75,1 д.	433	0,9	349
74	188	W	69,4 д.	349	3,0	434

Z	A	Имя	$T_{1/2}$	q	Δq	ΔW
44	106	Ru	373,6 д.	39,4	0,2	743
45	105	Rh	35,4 ч.	566,7	2,5	216
46	107	Pd	$6{,}5\times10^{6}$ л.	33	3,0	729
46	112	Pd	21, ч.	288	17,0	494
48	113	Cd	$9{,}3\times10^{15}$ л.	316	3,0	465
48	118	Cd	50,3 м.	521	22,0	261
49	115	In	$4{,}4\times10^{14}$ л.	496	4,0	287

Z	A	Имя	$T_{1/2}$	q	Δq	ΔW
75	187	Re	5×10^{10} л.	2,663	0,0	529
76	191	Os	15,4 д.	313,7	1,1	469
78	197	Pt	19,9 ч.	718,9	0,6	64
79	199	Au	3,1 д.	452,3	0,7	330
80	203	Hg	42,6 д.	491,8	1,2	291
82	209	Pb	3,3 ч.	644,2	1,1	138

Обратим внимание на то, что «истинно» β-стабильными являются изотопы, реализующие абсолютные минимумы массы атома M_A в изобарном ряду, так как изотопы, реализующие локальные минимумы могут распадаться в абсолютный минимум за счет двойного $\beta^{\pm}$-распада или двойного *e*-захвата (рис. 4*б*). Конечно, вероятность таких процессов мала, но не равна нулю. Так, например двойной β^{-}-распад зарегистрирован для ^{82}Se (10^{20} лет), ^{100}Mo (10^{19} лет), ^{128}Te ($2{,}2\times10^{24}$ лет) и ^{150}Nd ($>10^{19}$ лет) и др. Для указанных изотопов одинарные β^{-}-распады энергетически запрещены. Эта ситуация отличается от двойного β^{-}-распада ^{96}Zr, который неустойчив и по отношению к одинарному β^{-}-распаду ($^{96}\mathrm{Zr} \rightarrow {}^{96}\mathrm{Nb} \rightarrow {}^{96}\mathrm{Mo}$).

Мы рассмотрели вопрос об условии стабильности ядра нейтрального атома. Известно, что деформация электронных оболочек атома приводит к изменению периодов $\beta^{\pm}$-распада ядра. В обзорной монографии [55] подробно изложен вопрос о влиянии электрического поля атома на вероятности $\beta^{\pm}$-распада ядра. Влияние изменений электронной оболочки атома на β^{-}-распад ядра трития подробно рассмотрено в работах [96, 97], где приведены также данные экспериментов.

2.2. Изменение граничной энергии $\beta^{\pm}$-распада и условия стабильности ядра при ионизации и возмущении атома

Необходимо обратить внимание на то, что за счет ионизации атома могут измениться не только вероятности $\beta^{\pm}$-распада нестабильных ядер, но могут измениться и условия стабильности ядер (стабильные в нейтральном

атоме ядра могут стать нестабильными при полной ионизации атома) [28, 195]. При $\beta^{\pm}$-распаде (электронном и позитронном) ядра возмущенного атома (ионизованного, или находящегося во внешнем магнитном или электрическом поле), граничная энергия $\beta^{\pm}$-распада q отличается от энергии $\beta^{\pm}$-распада ядра невозмущенного атома q_0 [27]. Поскольку начальным и конечным состояниями системы является ядро, окруженное взаимодействующими с ним электронами, граничная энергия $\beta^{\pm}$-распада q является разностью между полными внутренними энергиями начального и конечного состояния системы с учетом энергии полной ионизации атома:

$$\begin{aligned} q_0 &= Q_n - m_e + \left[I_f^0 - I_i^0\right], \\ q &= Q_n - m_e + \left[I_f^H - I_i^H\right], \\ q &= q_0 - \left[I_f^0 - I_i^0\right] + \left[I_f^H - I_i^H\right], \end{aligned} \tag{2.14}$$

где Q_n – разность ядерных энергий, $I > 0$ – энергия полной ионизации атома; верхний индекс обозначает «0» – невозмущенный атом, «*H*» – возмущенный атом; нижний индекс «*f*» относится к конечному атому (или иону) – продукту $\beta^{\pm}$-распада, «*i*» – к начальному атому. Например, для распада полностью ионизованного атома в состояния непрерывного спектра электрона: $I_i^H = 0$, $I_f^H = 0$, а для распада полностью ионизованного атома в связанное состояние электрона: $I_i^H = 0$, $I_f^H = I^{1e}$, где I^{1e} – потенциал ионизации водородоподобного иона.

Пользуясь приближением модели Томаса–Ферми для полной энергии ионизации атома [88, 93]:

$$I(Z) = 0{,}764\alpha^2 Z^{7/3} = 20{,}8 \cdot Z^{7/3}\ \text{эВ} \tag{2.15}$$

и выражением потенциала ионизации водородоподобного иона (ядро с одним последним электроном) [88]:

$$I^{1e}(Z) = \tfrac{1}{2}\alpha^2 Z^2 = 13{,}6 \cdot Z^2\ \text{эВ}, \tag{2.16}$$

получаем, что разница между энергиями ионизации двух рядом стоящих элементов $I(Z+1) - I(Z) \propto Z^{4/3}$ растет медленнее, чем потенциал ионизации водородоподобного иона, и практически для всех атомов ($Z > 7$):

$$I(Z+1) - I(Z) < I^{1e}(Z) < I^{1e}(Z+1). \qquad (2.17)$$

Следовательно, из (2.14) для энергии электронного β^--распада полностью ионизованного атома в состояния непрерывного спектра электрона:

$$q_c = q_0 + I(Z) - I(Z+1) < q_0, \qquad (2.18)$$

а при распаде в связанное состояние электрона:

$$q_b = q_0 + I(Z) - I(Z+1) + I^{1e}(Z+1) > q_0. \qquad (2.19)$$

То есть при полной ионизации атома β^--распад в связанное состояние становятся энергетически более выгодным, чем β^--распад нейтрального атома. Анализ базы данных [191] показывает, что ряд стабильных ядер нейтральных атомов становятся нестабильными по отношению к β^--распаду в связанное состояние при полной ионизации: ^{163}Dy, ^{193}Ir, ^{205}Tl, что подтверждено экспериментально для ^{163}Dy в [14].

Энергии позитронного β^+-распада полностью ионизованного атома (связанное состояние позитрона отсутствует) увеличивается:

$$q_+ = q_0 + I(Z) - I(Z-1) > q_0. \qquad (2.20)$$

Это увеличение энергии позитронного β^+-распада не может изменить условия β-стабильности ядер. Разность полных энергий ионизации атомов $I(Z) - I(Z-1)$ в (2.20) всегда меньше массы электрона. Если $q_+ > 0$ (даже для $q_0 < 0$), то для e-захвата электрона нейтрального атома:

$$q_e = q_0 + 2m_e = q_+ + 2m_e - I(Z) + I(Z-1) > q_+ > 0. \qquad (2.21)$$

Следовательно, канал позитронного β^+-распада не может появиться при полной ионизации стабильного нейтрального атома. Для атома, нестабильного по отношению к e-захвату с малыми энергиями (когда позитронный β^+-распад запрещен) при неполной ионизации (если оставлен последний электрон) энергия e-захвата:

$$q_e = q_0 + I(Z) - I(Z-1) - I^{1e}(Z) < q_0\,, \qquad (2.22)$$

уменьшается по отношению к энергии *e*-захвата нейтрального атома. Следовательно, ионизация атома (возможно неполная) может сделать стабильными нестабильные по отношению к *e*-захвату нейтральные атомы табл. 6. Изотопы с нечетным атомным весом (^{163}Ho, ^{193}Pt, ^{205}Pb) распадаются в стабильные дочерние изотопы, которые в свою очередь становятся нестабильными при полной ионизации атома (^{163}Dy, ^{193}Ir, ^{205}Tl). Изотопы с четным атомным весом распадаются в нестабильные по отношению к *e*-захвату изотопы, имеющие большую энергию распада, чем родительский изотоп (см. рис. 4).

Можно сформулировать следующее общее свойство: при ионизации атома условие стабильности сдвигается в сторону бóльших Z (^{163}Dy $\rightarrow$ ^{163}Ho, ^{193}Ir $\rightarrow$ ^{193}Pt, ^{205}Tl $\rightarrow$ ^{205}Pb).

Табл. 6. Нестабильные по отношению к *e*-захвату изотопы, стабилизирующиеся при ионизации

Исходный	q_0, кэВ	$T_{½}$	Дочерний	q_0, кэВ	$T_{½}$
^{163}Ho	2,565	4570 л	^{163}Dy	стабильный	
^{193}Pt	56,6	50 л	^{193}Ir	стабильный	
^{194}Hg	40	444 л	^{194}Au	2492	38,02 ч
^{202}Pb	50	$5{,}25\times10^4$ л	^{202}Tl	1365	12,23 д
^{205}Pb	51,1	$1{,}53\times10^7$ л	^{205}Tl	стабильный	

Итак, мы видим, что во многих задачах распада ядер и даже в классическом вопросе об условии стабильности следует корректно учитывать малые по сравнению с энергией связи ядра члены порядка массы электрона; в частности условия стабильности ядер ионизованных атомов и ядер, находящихся в нейтральных атомах, различны [196 – 202].

2.3. Нарушения векового равновесия ^{234}Th

В работе [203] описаны эксперименты по электровзрыву металлических фольг в растворе сульфата уранила (UO_2SO_4) в дистиллированной воде. На рис. 5 изображена принципиальная схема распада ^{234}Th – продукта α-распада ^{238}U. Метастабильное состояние ^{234m}Pa (продукта β^--распада ^{234}Th) имеет энергию 73,92 кэВ (1,17 мин). Заполнение уровня ^{234m}Pa происходит при β^--распаде ^{234}Th с возможным последующим излучением γ-квантов, которые представлены в табл. 7.

Распад уровня ^{234m}Pa осуществляется по двум группам каналов: через основное состояние ^{234m}Pa (0^-) → ^{234m}Pa (3^+) → ^{234}Pa (4^+) (0,16%) и через β^--распады в ^{234}U (99,84%) с последующим излучением γ-квантов, основные из которых представлены в табл. 8.

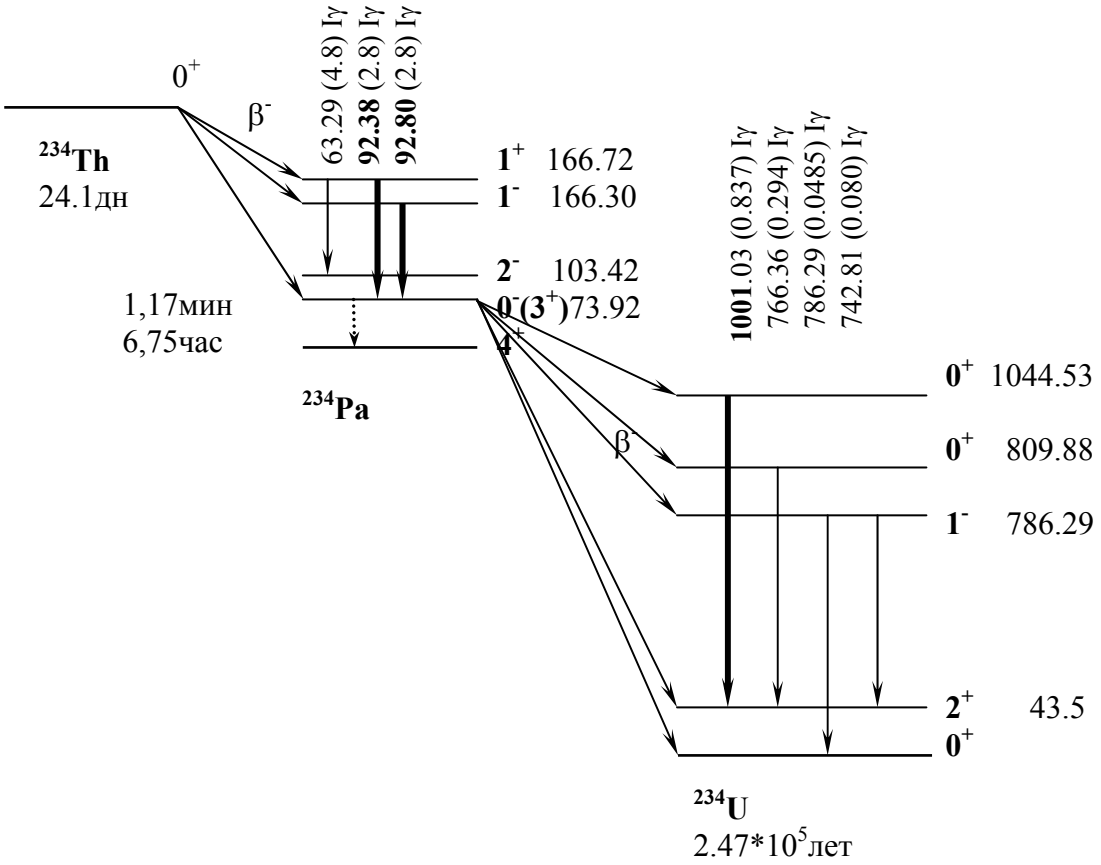

Рис. 5. Схема распада ^{234}Th.

Табл. 7. Схема γ-линий ^{234m}Pa

N	β			$E_{уровня}$, кэВ	γ				
		$I_{отн}$, %	кэВ			$I_{отн}$, %	кэВ	тип	к
1	$0^+\to0^-$	70,3	198,5	73,92	–	–	–		
2	$0^+\to1^-$	19,2	104	166,3	$1^-\to0^-$	2,81	***92,38***	M1	**5,62**
					$1^-\to2^-$ $2^-\to0^-$	0,021	62,86 29,49	M1+E2	27
3	$0^+\to1^+$	7,6	103	166,72	$1^+\to0^-$	2,77	***92,80***	E1	**0,15**
					$1^+\to2^-$ $2^-\to0^-$	4,8	63,29 29,49	E1	0,41
4	$0^+\to1^+$	2,9	83	186,73	$1^+\to0^-$	0,277	112,81	E1	
					$1^+\to2^-$ $2^-\to0^-$	0,079	83,3 29,49		
					$1^+\to1^+$ $1^+\to0^-$ $1^+\to2^-$ $\to0^-$	0,01	20,02	M1+E2	246
5	$0^+\to2^-$	–	–	103,42	$2^-\to0^-$	–	29,49	E2	4480

Экспериментально [204, 205] наблюдалось уменьшение интенсивности дочерней линии <1001> ^{234m}Pa (№2 табл. 8) по отношению к родительским линиям <92.38|92.80> (№2, 3 табл. 8), см. рис. 5.

Табл. 8. Схема γ-линий ^{234}U

	β			$E_{уровня}$, кэВ	γ				
		$I_{отн}$, %	кэВ			$I_{отн}$, %	кэВ	тип	к
1	$0^-\to0^+$	98,2	2269	осн	–	–	–		
2	$0^-\to0^+$	1,	1224	1044,53	$0^+\to2^+$ $2^+\to0^+$	0,837	***1001,03***	E2	0,055
3	$0^-\to0^+$	0,69	1459	809,88	$0^+\to2^+$ $2^+\to0^+$	0,294	766,36	E2	0,018
4	$0^-\to1^-$	0,032	1483	786,29	$1^-\to2^+$	0,080	742,81	E1	0,006
					$1^-\to0^+$	0,0485	786,29	E1	0,006
5	$0^-\to2^+$	–	–	43,498	$2^+\to0^+$	–	43,498	E2	724

Для объяснения наблюдаемого искажения предлагается следующая гипотеза [205]. Предположим, что в силу каких-то причин дополнительно открывается канал β^--распада в связанное состояние атомов ^{234}Th и, возможно, ^{234m}Pa. В этом случае постоянная β^--распада увеличивается на величину $\Delta\lambda$ (1.5). Так как энергии β^--распадов ^{234}Th составляют ~ 100 кэВ, а энергии β^--распадов ^{234m}Pa составляют ~ 1 МэВ, то из (1.8)–(1.9) видно,

что изменение постоянных распада ^{234m}Pa мало по сравнению с изменением постоянных распадов ^{234}Th:

$$\left.\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right|_{\mathrm{Pa}} << \left.\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right|_{\mathrm{Th}}. \qquad (2.23)$$

В равновесном состоянии I_{1001} – интенсивность линии <1001> дочернего к ^{234m}Pa урана ^{234}U определяется количеством атомов Pa – N_{Pa} и постоянной распада λ_{Pa} атомов ^{234m}Pa: $I_{1001} \propto N_{\mathrm{Pa}}\,\lambda_{\mathrm{Pa}}$, а количество атомов N_{Pa} определяется из условия баланса:

$$N_{\mathrm{Pa}}\,\lambda_{\mathrm{Pa}} = N_{\mathrm{Th}}\,(\lambda_1 + \lambda_2), \qquad (2.24)$$

где N_{Th} – количество ядер Th, λ_1 – постоянная распада Th в основное состояние ^{234m}Pa (строка №1 в табл. 7, $E_1 \cong 200$ кэВ), λ_2 – постоянная распада Th в возбужденные состояние ^{234m}Pa (строки №2 и 3 в табл. 7, $E_2 \cong 100$ кэВ). Интенсивность линии <92.38|92.80> протактиния равна: $I_{92} \propto N_{\mathrm{Th}}\,\lambda_2$. Пользуясь оценкой (1.9) из (2.24) с учетом малости $\Delta\lambda_{\mathrm{Pa}}/\lambda_{\mathrm{Pa}}$ несложно получить, что интенсивность линии <92> возрастает по отношению к интенсивности линии <1001> (по сравнению с таким же отношением в контроле). Действительно, так как $E_2 < E_1$ и, следовательно, $\Delta\lambda_2/\lambda_2 > \Delta\lambda_1/\lambda_1$, то получаем:

$$\frac{(I_{92} + \Delta I_{92})/I_{92}}{(I_{1001} + \Delta I_{1001})/I_{1001}} - 1 = \frac{1 + \Delta\lambda_2/\lambda_2}{1 + \Delta N_{Pa}/N_{Pa}} - 1 = \frac{\lambda_1}{\lambda + \Delta\lambda}\left(\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} - \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1}\right) > 0, \qquad (2.25)$$

где $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$, $\Delta\lambda = \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2$. Именно такой знак изменения отношения линий и наблюдался в эксперименте [204, 205].

2.4. Распад трития во внешнем электрическом поле

Рассмотрим, как меняется вероятность разрешенных β-распадов при воздействии внешнего электрического поля [206, 207]. Плотность состояний непрерывного спектра определяется энергией Ферми [16, 208]. Изменение граничной энергии распада в состояния непрерывного спектра

электрона для полностью ионизованного атома в электрическом поле рассмотрено в [16] – оценка (1.30). В [16] не учитывались атомные электроны и распад в связанное состояние. Определим изменение плотности связанных состояний под действием внешнего электрического поля в нерелятивистском приближении. Электронная структура атомов водорода и трития во внешних полях рассчитана достаточно подробно [209–211]. При разрешенном β^--распаде ($1/2^+ \to 1/2^+$) нейтрона и трития в связанное состояние электрон рождается в *s*-состоянии.

В табл. 9 приведены данные по β^--распаду нейтрона и трития (атомарного и ионизованного): q – энергия β^--распада, ε – энергия связанного состояния электрона (при распаде в связанное состояние), Δq – изменение энергии β^--распада по отношению к распаду нейтрального атома в состояние непрерывного спектра с образованием однозарядного иона (2.18), (2.19). В последней графе указано отношение вероятности распада по рассматриваемому каналу λ к вероятности распада соответствующего атома или иона в состояние непрерывного спектра λ_0 в отсутствии внешних полей [59, 96, 212]. Вероятность распада атомарного трития в состояние непрерывного спектра должна была бы быть меньше вероятности распада иона трития (тритона) в непрерывный спектр за счет эффекта экранировки поля ядра атомарным электроном (~ 0,4 %) [55, 96]; однако это уменьшение компенсируется возрастанием граничной энергии β-распада в случае атомарного трития (2.14) [96].

Табл. 9. Данные по энергиям распада нейтрона и трития (атома и иона)

Распад	q, кэВ	ε, эВ	Δq, эВ	λ/λ_0, %
$n \to \mathrm{H}$	782,45	13,6	+13,6	$2{,}9\times10^{-4}$
$^3\mathrm{H} \to {}^3\mathrm{He}$	18,61	24,6	+24,6	0,62±0,07
$^3\mathrm{H}^+ \to {}^3\mathrm{He}^+$		54,4	+13,6	1,07±0,04
$^3\mathrm{H}^+ \to {}^3\mathrm{He}^{++}$		–	–40,8	–

Изменение плотности электронов на ядре

Поставленную задачу будем решать в нерелятивистском приближении, аналогично [16]. Определим, как меняется плотность связанных электронов на ядре при наложении внешнего электрического поля во втором порядке теории возмущений (для всех функций $Y = Y^{(0)} + Y^{(1)} + \frac{1}{2}Y^{(2)}$). Рассмотрим уравнение электрона в электрическом поле, которое является суперпозицией центрального кулоновского поля ядра и внешнего постоянного однородного поля напряженности E. Хорошо известно [88, 209–211], что в таком уравнении переменные разделяются, при использовании параболических координат:

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{\xi\eta}\cos\varphi, \\ y &= \sqrt{\xi\eta}\sin\varphi, \\ z &= \tfrac{1}{2}(\xi-\eta), \\ r &= \sqrt{x^2+y^2+z^2} = \tfrac{1}{2}(\xi+\eta). \end{aligned} \tag{2.26}$$

Дифференциальные операторы в параболических координатах имеют вид:

$$\begin{aligned} \partial_x &= \frac{2\sqrt{\xi\eta}}{(\xi+\eta)}(\partial_\xi+\partial_\eta)\cos\varphi - \frac{\partial_\varphi}{\sqrt{\xi\eta}}\sin\varphi, \\ \partial_y &= \frac{2\sqrt{\xi\eta}}{(\xi+\eta)}(\partial_\xi+\partial_\eta)\sin\varphi + \frac{\partial_\varphi}{\sqrt{\xi\eta}}\cos\varphi, \\ \partial_z &= \frac{2}{(\xi+\eta)}(\xi\partial_\xi-\eta\partial_\eta), \\ \nabla^2 &= \frac{4}{(\xi+\eta)}\left[\partial_\xi(\xi\partial_\xi)+\partial_\eta(\eta\partial_\eta)\right]+\frac{\partial^2_{\varphi\varphi}}{\xi\eta}, \\ dV &= \tfrac{1}{4}(\xi+\eta)d\xi d\eta d\varphi. \end{aligned} \tag{2.27}$$

Уравнение Шредингера

$$\nabla^2\psi + 2[W - U(\vec{r})]\psi = 0, \tag{2.28}$$

для электрона энергии W в электрическом поле с потенциальной энергией:

$$U(x,y,z) = -\frac{\alpha Z}{r} + \mathrm{E}\sqrt{\alpha}z = -\frac{2\alpha Z}{\xi+\eta} + \frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{2}(\xi-\eta), \tag{2.29}$$

приводится к уравнению с разделяющимися переменными:

$$\left\{\partial_\xi(\xi\partial_\xi) + \partial_\eta(\eta\partial_\eta) + \left(\frac{1}{\xi}+\frac{1}{\eta}\right)\frac{\partial^2_{\varphi\varphi}}{4} + \frac{W}{2}(\xi+\eta) + \alpha Z - \frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{4}(\xi^2-\eta^2)\right\}\psi = 0. \tag{2.30}$$

Делаем замену:

$$\psi(\xi,\eta,\varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\psi_0 k^{3/2} f(k\xi) g(k\eta)\cdot e^{im\varphi},$$

$$k = \sqrt{-2W}, \tag{2.31}$$

$$\int_0^\infty f^2(u)du = \int_0^\infty g^2(u)du = 1.$$

Из условия нормировки $\int \psi^2 dV = 1$ получаем:

$$\psi_0 = F^{-1/2}, \qquad F \equiv \tfrac{1}{2}\int_0^\infty u f^2(u)du + \tfrac{1}{2}\int_0^\infty u g^2(u)du, \tag{2.32}$$

так как

$$\int |\psi(\xi,\eta,\varphi)|^2 dV = \tfrac{1}{4\pi}\psi_0^2 \int f^2(k\xi) g^2(k\eta)(\xi+\eta)k^3 d\xi d\eta d\varphi =$$

$$= \frac{1}{2}\psi_0^2\left[\int k\xi f^2(k\xi)d(k\xi)\int g^2(k\eta)d(k\eta) + \int f^2(k\xi)d(k\xi)\int k\eta g^2(k\eta)d(k\eta)\right] = \tag{2.33}$$

$$= \frac{1}{2}\psi_0^2\left[\int u f^2(u)du + \int u g^2(u)du\right] = 1.$$

Уравнение (2.30) приводится к системе:

$$\left\{\frac{d}{d\xi}\left(\xi\frac{d}{d\xi}\right) + \frac{W\xi}{2} - \frac{m^2}{4\xi} - \frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{4}\xi^2 + kC_{(f)}\right\} f(\xi k) = 0,$$

$$\left\{\frac{d}{d\eta}\left(\eta\frac{d}{d\eta}\right) + \frac{W\eta}{2} - \frac{m^2}{4\eta} + \frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{4}\eta^2 + kC_{(g)}\right\} g(\eta k) = 0, \tag{2.34}$$

с условием

$$C_{(f)} + C_{(g)} = \frac{\alpha Z}{k}. \tag{2.35}$$

Полученную систему можно записать в виде:

$$\begin{aligned}&\left[\hat{H}+\hat{V}\right]f(u)=C_{(f)}f(u),\\&\left[\hat{H}-\hat{V}\right]g(u)=C_{(g)}g(u),\end{aligned}\qquad(2.36)$$

где

$$\begin{aligned}&\hat{H}\equiv-\frac{d}{du}\left(u\frac{d}{du}\right)+\frac{u}{4}+\frac{m^2}{4u},\\&\hat{V}\equiv\frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{4k^3}u^2.\end{aligned}\qquad(2.37)$$

Известно [88], что спектр системы (2.34) описывает расщепление атомарных уровней – эффект Штарка (линейный и квадратичный). Выбор переменных частично отличается от «классического» [88]. Для первого порядка теории возмущения оба способа идентичны, но для расчета функции распределения во втором порядке наш выбор более удобен.

Для слабого внешнего поля решаем систему (2.36) стандартными методами теории возмущений [88, 209]. При этом считаем энергию W фиксированным параметром. Возмущение строим по собственным значениям C (2.36), малым возмущающим параметром считаем V. Зависимость энергии W и волнового числа k от напряженности внешнего поля E получается из условия связи (2.35). При расчете функции распределения нужно учесть, что под действием возмущения меняется волновое число, функции f и g и множитель ψ_0: (2.32) – точное выражение. Несложно проверить, что невозмущенными (в отсутствии внешнего поля E) решениями (2.36) являются [88, 90, 209, 210]:

$$\begin{aligned}&f_{n_1}^{(0)}(u)=I_{n_1+m,n_1}(u),\\&g_{n_2}^{(0)}(u)=I_{n_2+m,n_2}(u),\\&C_n^{(0)}=n+\tfrac{1}{2}(m+1),\end{aligned}\qquad(2.38)$$

где $I_{n+m,n}$ – функции (1.17), выраженные через полиномы Лагерра (1.18) (здесь и далее в выражениях для f и g под n будем понимать, параметры n_1 или n_2). Для невозмущенного состояния условие связи (2.35) дает спектр:

$$C^{(0)}_{(f)n_1} + C^{(0)}_{(g)n_2} = n_1 + n_2 + m + 1 = N\,,$$
$$k^{(0)} = \frac{\alpha Z}{N}\,. \tag{2.39}$$

Основные необходимые нам в дальнейшем интегралы, содержащие степенную функцию и I равны [88, 91]:

$$\int_0^\infty I^2_{n,n'}(u)du = 1\,,$$
$$\int_0^\infty uI^2_{n+m,n}(u)du = 2n + m + 1\,,$$
$$\int_0^\infty uI_{n+m,n}I_{n+m-1,n-1}du = -n\sqrt{\frac{n}{n+m}}\,,$$
$$\int_0^\infty u^2 I^2_{n+m,n}(u)du = 6n^2 + 6nm + m^2 + 6n + 3m + 2\,, \tag{2.40}$$
$$\int_0^\infty u^2 I_{n+m-1,n-1}(u)I_{n+m,n}(u)du = -2(2n+m)\sqrt{n(n+m)}\,,$$
$$\int_0^\infty u^2 I_{n+m-2,n-2}(u)I_{n+m,n}(u)du = \sqrt{n(n-1)(n+m)(n+m-1)}\,.$$

Расчет всех интегралов производится следующим образом: в подынтегральном произведении одна из функций I представляется в виде дифференциального представления (1.18), а другая в виде ряда (1.19), после чего производится интегрирование по частям. В [209] используются функции, отличающиеся от (2.38) множителем $(n+m)!^{3/2}\,n!^{-1/2}$. Пользуясь указанными интегралами из (2.32), (2.38) и (2.39) получаем:

$$F^{(0)} = \tfrac{1}{2}\int_0^\infty u\left(I^2_{n_1+m,n_1} + I^2_{n_2+m,n_2}\right)du = n_1 + n_2 + m + 1 = N\,. \tag{2.41}$$

Возмущенные решения системы (2.36) раскладываем по невозмущенным функциям $I_{n+m,n}$, которые образуют ортонормированный базис при различных n и фиксированном m. Для вычисления вероятности разрешенных β-распадов и e-захватов нас интересует изменение ненулевой плотности электронов на ядре. Поэтому далее мы будем рассматривать состояния с $m = 0$. Выпишем первые два порядка теории возмущений [88, 90]:

$$C_n = \left(n + \tfrac{1}{2}\right) + C_n^{(1)} + \tfrac{1}{2} C_n^{(2)},$$
$$C_n^{(1)} = V_{nn}, \qquad (2.42)$$
$$C_n^{(2)} = 2\sum_{l \neq n} \frac{V_{nl}^2}{(n-l)},$$

для f:

$$f_n = I_{n,n} + f_n^{(1)} + \tfrac{1}{2} f_n^{(2)},$$
$$f_n^{(1)} = \sum_{l \neq n} \frac{V_{nl}}{(n-l)} I_{l,l}, \qquad (2.43)$$
$$f_n^{(2)} = 2\sum_{l \neq n} \left[\sum_{s \neq n} \frac{V_{sn} V_{sl}}{(n-s)(n-l)} - \frac{V_{nn} V_{nl}}{(n-l)^2} \right] I_{l,l} - \sum_{s \neq n} \frac{V_{ns}^2}{(n-s)^2} I_{n,n},$$

выражения для g аналогичны. Введены матричные элементы:

$$V_{nn'} \equiv \int f_n^{(0)*} \hat{V} f_{n'}^{(0)} du = \pm U \int u^2 I_{n,n} I_{n',n'} du, \qquad (2.44)$$

где знак «+» относится к f, а «–» к g,

$$U = \frac{1}{4} \frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{k^3}. \qquad (2.45)$$

В (2.44) отличны от нуля только члены с $|n' - n| \leq 2$. Второй порядок возмущения функции f в (2.43) выбран так, что сохраняется нормировка (2.31) $\int f^2(u) du = 1$. Расчет возмущений производим, считая, что есть только один параметр возмущения U (2.45), а затем, пользуясь условием связи (2.35) определим зависимость этого параметра от напряженности

внешнего электрического поля. Во втором порядке следует учесть, что U зависит от k (2.45).

Из (2.42) с учетом значений интегралов (2.40) получаем:

$$\begin{aligned}
&C_{n_1}^{(1)} = U\left[6n_1\left(n_1+1\right)+2\right],\\
&C_{n_1}^{(1)} + C_{n_2}^{(1)} = U6n\left(n_1-n_2\right),\\
&C_{n_1}^{(2)} = -4U^2\left[34n_1^3+51n_1^2+35n_1+9\right],\\
&C_{n_1}^{(2)} + C_{n_2}^{(2)} = -2U^2n\left[17n^2+51\left(n_1-n_1\right)^2+19\right].
\end{aligned} \tag{2.46}$$

Для волнового числа k, в зависимости от U и от E из условия связи (2.35) в первом порядке получаем:

$$\begin{aligned}
&k^{(1)}\left(U\right) = -\frac{\alpha Z}{n^2}\left(C_{n_1}^{(1)}+C_{n_2}^{(1)}\right) = -6U\frac{\alpha Z}{n}\left(n_1-n_2\right),\\
&k^{(1)}\left(\mathrm{E}\right) = -\frac{3}{2}\frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{\left(\alpha Z\right)^2}n^2\left(n_1-n_2\right).
\end{aligned} \tag{2.47}$$

Учитывая соотношение между U и k (2.45) получаем в первом порядке зависимость U(E):

$$U\left(\mathrm{E}\right) = \frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{\left(\alpha Z\right)^3}n^3 + \frac{9}{8}\frac{E^2}{\alpha^5 Z^6}n^6\left(n_1-n_2\right), \tag{2.48}$$

В итоге для k во втором порядке получаем:

$$\begin{aligned}
&k^{(2)}\left(U\right) = \frac{2\alpha Z}{n^3}\left(C_{n_1}^{(1)}+C_{n_2}^{(1)}\right)^2 - \frac{\alpha Z}{n^2}\left(C_{n_1}^{(2)}+C_{n_2}^{(2)}\right) =\\
&\qquad = 2U^2\frac{\alpha Z}{n}\left(17n^2+87\left(n_1-n_2\right)^2+19\right),\\
&k^{(2)}\left(\mathrm{E}\right) = 2k^{(1)}\left(U^{(1)}\left(\mathrm{E}\right)\right) + k^{(2)}\left(U^{(0)}\left(\mathrm{E}\right)\right) =\\
&\qquad = \frac{1}{8}\frac{\mathrm{E}^2 n^5}{\alpha^4 Z^5}\left(17n^2-21\left(n_1-n_2\right)^2+19\right).
\end{aligned} \tag{2.49}$$

Коэффициенты вторых слагаемых в выражениях $k^{(2)}(U)$ и $k^{(2)}$(E) различны из-за нелинейной зависимости U(E) (2.45) так как k зависит от E. Учитывая соотношение (2.31), связывающее энергию W с числом k, получаем известный спектр эффекта Штарка [88]:

$$W^{(0)} = -\frac{1}{2}\left(k^{(0)}\right)^2 = -\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^2,$$

$$W^{(1)}(\mathrm{E}) = -k^{(0)}k^{(1)} = \frac{3}{2}\frac{\mathrm{E}\,n(n_1 - n_2)}{\sqrt{\alpha}Z}, \qquad (2.50)$$

$$W^{(2)}(\mathrm{E}) = -\left(k^{(1)}\right)^2 - k^{(0)}k^{(2)} = -\frac{1}{8}\frac{\mathrm{E}^2 n^4}{\alpha^3 Z^4}\left(17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 + 19\right).$$

Первых два порядка теории возмущений – линейный и квадратичный эффект Штарка приводят к расщеплению состояний с главным квантовым числом N. Покажем, что в первом порядке теории возмущений плотность электронов на ядре не меняется. Если $n_1 = n_2$, то энергия (и волновое число k) в первом порядке не меняются, функции f и g имеют одинаковые по модулю, но противоположные по знаку возмущения (2.43), (2.45). Следовательно, произведение fg и сумма интегралов (2.32) не меняются, из чего следует неизменность $\psi(0)$ (2.31). Если $n_1 \neq n_2$, то пара состояний с параболическими квантовыми числами (n_1, n_2) и (n_2, n_1) в первом порядке имеют одинаковые по модулю, но разные по знаку изменения плотности и суммарная плотность электронов расщепившегося состояния с главным квантовым числом N в первом порядке не меняется.

Во втором порядке изменения плотности отличны от нуля. Далее для краткости записи будем обозначать $I_{n,n} \equiv I_{[n]}$. Из (2.43) получаем:

$$f_n^{(1)} = U\left(\tfrac{1}{2}n(n-1)I_{[n-2]} - 4n^2 I_{[n-1]} + 4(n+1)^2 I_{[n+1]} - \tfrac{1}{2}(n+2)(n+1)I_{[n+2]}\right),$$

$$f_n^{(2)} = -U^2 I_{[n]}\tfrac{1}{2}\left(65n^4 + 130n^3 + 199n^2 + 134n + 34\right) +$$

$$+ U\sum_{l=n-4, l\neq n}^{n+4} I_{[l]}\frac{2}{(n-l)}\left[\frac{1}{2}n(n-1)V_{(n-2)l} - 4n^2 V_{(n-1)l} - \right. \qquad (2.51)$$

$$\left. - \frac{6n(n+1)+2}{(n-l)}V_{nl} + 4(n+1)^2 V_{(n+1)l} - \tfrac{1}{2}(n+2)(n+1)V_{(n+2)l}\right],$$

$$
\begin{aligned}
f_n^{(2)} = U^2 \Big[& I_{[n-4]} \tfrac{1}{4} n(n-1)(n-2)(n-3) - \\
& - I_{[n-3]} \tfrac{4}{3} n(n-1)(n-2)(3n-2) + \\
& + I_{[n-2]} 2n(n-1)(8n^2 - 14n + 3) + \\
& + I_{[n-1]} 4n(n^3 + 33n^2 + 3n + 3) - \\
& - I_{[n]} \tfrac{1}{2} (65n^4 + 130n^3 + 199n^2 + 134n + 34) + \\
& + I_{[n+1]} 4(n+1)(n^3 - 30n^2 - 60n - 32) + \\
& + I_{[n+2]} 2(n+1)(n+2)(8n^2 + 30n + 25) - \\
& - I_{[n+3]} \tfrac{4}{3} (n+1)(n+2)(n+3)(3n+5) + \\
& + I_{[n+4]} \tfrac{1}{4} (n+1)(n+2)(n+3)(n+4) \Big].
\end{aligned}
$$

Нас интересуют разрешенные β-распады в связанное состояние, вероятность которых пропорциональна плотности электронных состояний на ядре (1.5). Наибольшей плотностью на ядре обладает первый квантовый уровень $1s$ ($N = 1$, $n_1 = n_2 = 0$). Для него линейный эффект Штарка отсутствует, а квадратичный приводит к увеличению модуля энергии, следовательно, к увеличению волнового числа k (уменьшению характерного размера):

$$
\begin{aligned}
& f_0^{(1)} = -g_0^{(1)} = U(4I_{[1]} - I_{[2]}), \\
& f_0^{(2)} = g_0^{(2)} = U^2(-17I_{[0]} - 128I_{[1]} + 100I_{[2]} - 40I_{[3]} + 6I_{[4]}), \\
& k^{(1)} = 0, \\
& k^{(2)} = 72U^2 \alpha Z .
\end{aligned}
\tag{2.52}
$$

Определим изменение интеграла в (2.32):

$$
\begin{aligned}
& F^{(1)} = \int_0^\infty u\left(f^{(0)} f^{(1)} + g^{(0)} g^{(1)}\right) du = 0, \\
& F^{(2)} = \int_0^\infty u\left(f^{(0)} f^{(2)} + \left(f^{(1)}\right)^2 + g^{(0)} g^{(2)} + \left(g^{(1)}\right)^2\right) du \Rightarrow \\
& F^{(2)} = 2U^2 \int_0^\infty u\left(I_{[0]}\left(-17I_{[0]} - 128I_{[1]}\right) + \left(4I_{[1]} - I_{[2]}\right)^2\right) du = 360U^2 .
\end{aligned}
\tag{2.53}
$$

Из (2.31) получаем, что изменение плотности основного состояния электрона на ядре под действием внешнего электрического поля составляет:

$$\frac{\Delta\rho_1}{\rho_1}=\frac{f^{(2)}}{f^{(0)}}+\frac{g^{(2)}}{g^{(0)}}+\left(\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}\right)^2+4\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}}+\left(\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}}\right)^2+\frac{3}{2}\frac{k^{(2)}}{k^{(0)}}-\frac{1}{2}\frac{F^{(2)}}{F^{(0)}}=$$
$$=-248U^2=-\frac{31}{2}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^5 Z^6}. \qquad (2.54)$$

Аналогичные вычисления для изменения суммарной плотности возбужденного уровня $N = 2$, $(n_1,n_2) = (1,0)$; $(0,1)$ дают:

$$f_1^{(1)}=-g_1^{(1)}=U\left(-4I_{[0]}+16I_{[2]}-3I_{[3]}\right),$$
$$f_1^{(2)}=g_1^{(2)}=U^2\left(160I_{[0]}-281I_{[1]}-968I_{[2]}+756I_{[3]}-256I_{[4]}+30I_{[5]}\right),$$
$$k_{0,1}^{(1)}=-k_{1,0}^{(1)}=3U\alpha Z=6U\cdot k^{(0)},$$
$$k_{0,1}^{(2)}=k_{1,0}^{(2)}=348U^2k^{(0)}, \qquad (2.55)$$
$$F_{0,1}^{(1)}=-F_{1,0}^{(1)}=24U=12F^{(0)},$$
$$F_{0,1}^{(2)}=F_{1,0}^{(2)}=2760\cdot U^2=1380\cdot U^2F^{(0)}.$$

Для изменения суммарной плотности уровня $N = 2$ получаем:

$$\frac{\Delta\rho_2}{\rho_2}=\frac{f^{(2)}}{f^{(0)}}+\frac{g^{(2)}}{g^{(0)}}+\left(\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}\right)^2+4\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}}+\left(\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}}\right)^2+$$
$$+\frac{3}{2}\frac{k^{(2)}}{k^{(0)}}+3\left(\frac{k^{(1)}}{k^{(0)}}\right)^2+6\frac{k^{(1)}}{k^{(0)}}\left(\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}+\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}}\right)-3\frac{k^{(1)}}{k^{(0)}}\frac{F^{(1)}}{F^{(0)}} \qquad (2.56)$$
$$-\frac{1}{2}\frac{F^{(2)}}{F^{(0)}}+\left(\frac{F^{(1)}}{F^{(0)}}\right)^2-2\frac{F^{(1)}}{F^{(0)}}\left(\frac{f^{(1)}}{f^{(0)}}+\frac{g^{(1)}}{g^{(0)}}\right)=-860U^2.$$

Таким образом, на ядре плотность и основного и возбужденного уровней атомных электронов уменьшается.

Изменение вероятности распада в связанное состояние

Вероятность распада в связанное состояние пропорциональна плотности электронов на ядре (того состояния, в которое происходит

распад) и квадрату граничной энергии $q = Q - 1$, где Q – энергия ядерного перехода (1.5). Изменение граничной энергии для распада в связанное состояние ($H^3 \to He^3$) при воздействии внешнего магнитного поля равно разности изменения потенциалов ионизации трития и гелия (2.14):

$$\Delta q = \left(\left|I_{\mathrm{He}}^{(\mathrm{E})}\right| - \left|I_{\mathrm{He}}^{(0)}\right|\right) - \left(\left|I_{\mathrm{H}}^{(\mathrm{E})}\right| - \left|I_{\mathrm{H}}^{(0)}\right|\right). \tag{2.57}$$

где $I^{(\mathrm{E})}$, $I^{(0)}$ – соответственно потенциалы ионизации во внешнем поле и невозмущенного атома. При распаде в связанное состояние и начальной и конечной системой является нейтральный атом. Во втором порядке теории возмущений энергия ионизации увеличивается по модулю, и увеличение обратно пропорционально Z^4 (2.50). При распаде атома трития в связанное состояние дочерним является нейтральный атом гелия с двумя электронами $Z = 2$:

$$\begin{aligned} \left|I_{\mathrm{He}}^{(\mathrm{E})}\right| - \left|I_{\mathrm{He}}^{(0)}\right| &= \frac{9}{2}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3 Z^4} = \frac{9}{32}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3}, \\ \left|I_{\mathrm{H}}^{(\mathrm{E})}\right| - \left|I_{\mathrm{H}}^{(0)}\right| &= \frac{9}{4}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3}. \end{aligned} \tag{2.58}$$

Следовательно, граничная энергия распада атома трития в связанное состояние уменьшается на величину:

$$\Delta q_{ba} = -\frac{63}{32}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3}. \tag{2.59}$$

При распаде иона трития в начальном состоянии атомная оболочка отсутствует и энергия ионизации равна нулю. Следовательно, в (2.57) играет роль только разность потенциалов ионизации конечного водородоподобного иона гелия. Граничная энергия β-распада иона трития в связанное состояние увеличивается на величину:

$$\Delta q_{bt} = \left|I_{\mathrm{He}^+}^{(\mathrm{E})}\right| - \left|I_{\mathrm{He}^+}^{(0)}\right| = \frac{9}{4}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3 \mathrm{Z}^4} = \frac{9}{64}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3}. \tag{2.60}$$

Уменьшение вероятности распада атома трития в связанное состояние составляет:

$$\left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_a = \frac{\Delta\rho}{\rho} + 2\frac{\Delta q}{q_0} = -\frac{\mathrm{E}^2}{2\alpha^5}\left(\frac{31}{Z^6} + \frac{63}{8}\frac{\alpha^2}{q_0}\right), \tag{2.61}$$

(для трития $q_0 = 18{,}6$ кэВ ~ 0,0364, для конечного ядра $Z = 2$). Вклад второго члена (за счет изменения энергии) составляет ~ 2,3%. Для иона трития:

$$\left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_t = \frac{\Delta\rho}{\rho} + 2\frac{\Delta q}{q_0} = -\frac{\mathrm{E}^2}{2\alpha^5}\left(\frac{31}{Z^6} - \frac{9}{16}\frac{\alpha^2}{q_0}\right) < 0, \tag{2.62}$$

вклад второго члена ~ 0,17%.

Изменение вероятности распада в состояния непрерывного спектра

Вероятность разрешенного β-распада в состояния непрерывного спектра определяется функцией Ферми (1.3). При распаде нейтрального атома трития в непрерывный спектр электронов конечной системой является водородоподобный ион гелия. В этом случае изменение граничной энергии распада, аналогично (2.59) составляет:

$$\Delta q_{ca} = \left(\left|I^{(\mathrm{E})}_{\mathrm{He}^+}\right| - \left|I^{(0)}_{\mathrm{He}^+}\right|\right) - \left(\left|I^{(\mathrm{E})}_{\mathrm{H}}\right| - \left|I^{(0)}_{\mathrm{H}}\right|\right) = \left(\frac{9}{64} - \frac{9}{4}\right)\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3} = -\frac{135}{64}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3}. \tag{2.63}$$

Так как энергия распада трития $q_0 << 1$, для оценки изменения интегральной функции Ферми при изменении граничной энергии распада воспользуемся следующим приближением [55]:

$$\begin{aligned} S &\equiv \int_1^{Q_0} \varepsilon\sqrt{\varepsilon^2 - 1}\cdot\left(Q_0 - \varepsilon\right)^2 d\varepsilon = \\ &= \frac{1}{60}\sqrt{Q_0^{\,2} - 1}\left(2Q_0^4 - 9Q_0^2 - 8\right) + \frac{1}{4}Q_0 \ln\left(Q_0 + \sqrt{Q_0^2 - 1}\right) \approx \frac{16\sqrt{2}}{105} q_0^{\frac{7}{2}}, \end{aligned} \tag{2.64}$$

где $Q_0 = 1 + q_0$. Для изменения вероятности распада атома трития в состояния непрерывного спектра электронов получаем:

$$\frac{\Delta\lambda_c}{\lambda_c} = \frac{\Delta S}{S} \approx \frac{8\sqrt{2}}{15}\frac{\Delta q_{ca}}{q_0} = -\frac{9\sqrt{2}}{8}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^3 q_0} \approx -1{,}1\times 10^8\ \mathrm{E}^2. \tag{2.65}$$

Таким образом, учет атомного электрона приводит к уменьшению вероятности распада в состояния непрерывного спектра и результат (2.65) в 10^6 превышает оценку (1.31) полученную в [16]. Этот пример иллюстрирует тот факт, что в некоторых задачах изменение атомной электронной оболочки дает определяющий вклад в изменение вероятности распада ядер. Влияние внешнего электрического поля на вероятность β-распада атома трития в состояния непрерывного спектра электронов происходит опосредовано через изменение энергий ионизации. Энергии ионизации начального атома трития и конечного иона гелия по-разному меняются под действием внешнего электрического поля (эффект Штарка) из-за разных зарядов ядер, что и приводит к уменьшению граничной энергии распада (2.63).

Для распада иона трития в состояния непрерывного спектра внешнее электрическое поле не меняет энергию распада, так как и в начальном и в конечном состояниях атомная электронная оболочка отсутствует.

Итоговое уменьшение вероятности распада трития

Доля распада в связанное состояние составляет (табл. 9): для атомарного трития:

$$\nu_a \equiv \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_a = 0{,}62 \pm 0{,}07\% ,$$

а для свободного иона трития (ядро трития без электронной оболочки):

$$\nu_t \equiv \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_t = 1{,}07 \pm 0{,}04\% .$$

Для β-распада атома трития итоговое уменьшение вероятности распада λ при помещении в постоянное электрическое поле составляет:

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_a = \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_a \left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_a + \frac{\Delta\lambda_c}{\lambda} \sim -\frac{\mathrm{E}^2}{2\alpha^5}\left[\nu_a \frac{31}{Z^6} + \frac{9\sqrt{2}}{4}\frac{\alpha^2}{q_0}\right] \sim -1{,}85\times 10^8\,\mathrm{E}^2 , \quad (2.66)$$

В этом случае изменение вероятности распада в связанное состояние за счет изменения плотности электронов на ядре (первое слагаемое) того же

порядка, что и изменение вероятности распада в состояния непрерывного спектра за счет изменения энергии ионизации (второе слагаемое).

Для иона трития:

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_t = \left(\frac{\lambda_b}{\lambda}\right)_t \left(\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b}\right)_t \sim -\nu_t \frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^5}\frac{31}{2Z^6} \sim -1{,}25\times 10^8\,\mathrm{E}^2\,, \qquad (2.67)$$

что в $1{,}5\times 10^6$ раз превышает оценку (1.31), полученную в [16] и имеет противоположный знак. Причина такого различия заключается в следующем. Фактически в [16] рассмотрен распад полностью ионизованного атома только в состояния непрерывного спектра электронов. Так как для такого распада атомная оболочка отсутствует и в начальном и в конечном состоянии, то не происходит изменения граничной энергии распада из-за изменения энергии ионизации. Для этого канала единственная причина изменения вероятности β-распада заключается в увеличении граничной энергии из-за влиянии внешнего электрического поля на β-электрон, что и рассмотрено в [16]. Этот эффект мал (10^{-8}) по сравнению с влиянием внешнего электрического поля на изменение плотности электронов связанных состояний на ядре дочернего иона гелия. Распад в связанное состояние (λ_b) в [16] не учитывался, но этот канал всегда существует, и его доля ν_t не мала (1%). Именно изменения λ_b с учетом ν_t приводят к полученному результату (2.67).

Пределами применимости полученных оценок является условие малости возмущения энергии по сравнению с разностью энергий невозмущенных уровней [88]:

$$C_n^{(1)} \sim U \sim \frac{\mathrm{E}\sqrt{\alpha}}{k^3} \sim \frac{\mathrm{E}}{\alpha^{5/2} Z^3} << 1\,. \qquad (2.68)$$

Для распада иона трития (конечная система – ион гелия $Z = 2$):

$$\mathrm{E} << \alpha^{5/2} Z^3 \sim 3{,}7\times 10^{-5} \sim 10^8\,\text{СГС} \sim 4\times 10^{12}\ \text{В/м}\,. \qquad (2.69)$$

В электрическом поле напряженности $1{,}5\times10^{7}$ СГС $\sim 4\times10^{-6}$ относительное уменьшение вероятности распада иона трития составит 0,2%. Заметим, что для атомарного трития, изменение вероятности распада в связанное состояние за счет изменения плотности электронов на ядре того же порядка, что и изменение вероятности распада в состояния непрерывного спектра за счет изменения энергии ионизации.

В настоящее время изотопно-гелиевый масс-спектрометрический метод исследования [96, 97] позволяет определять постоянную β-распада трития (атомарного или ионизованного) с погрешностью $\sim 0{,}1\%$. Этой точности достаточно для измерения различий постоянных распада атома и иона трития, а также для исследования влияния внешнего электрического поля на вероятность β-распада.

2.5. Поправка к расчету потока солнечных нейтрино

Генерация бериллиевых (^{7}Be) и борных (^{8}B) нейтрино (1.38) происходит в центральной части солнца (от $0{,}02\,R_s$ до $0{,}1\,R_s$), которая характеризуется следующими параметрами [136]: концентрация электронов $n \sim 5{,}7\times10^{25}$ см$^{-3}$ температура $T \sim 1{,}56\times10^{7}$ К $\sim 1{,}3$ кэВ. Для качественной оценки степени ионизации плазмы в солнечном ядре воспользуемся формулой Саха (в обычных единицах):

$$\frac{n_i}{n_a} = 2\frac{g_i}{g_a}\left(\frac{m_e T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\frac{1}{n_e}\exp\left(-\frac{I}{T}\right), \qquad (2.70)$$

где n_i, n_a и g_i, g_a – соответственно концентрации ионов и атомов и соответствующие статистические веса. Подстановка параметров центральной части Солнца приводит к значению предэкспоненциального множителя ~ 6. Это указывает на то, что плазма в солнечном ядре не является полностью ионизованной. Следовательно, *e*-захват ^{7}Be (в нейтральном состоянии $T_{1/2} = 53{,}12$ дн.) происходит не только за счет свободных плазменных электронов, но частично с участием связанных

электронов. На вероятность *e*-захвата атомных электронов влияет внешнее электрическое поле. В [145, 146] определена доля *e*-захвата связанных электронов по отношению к захвату свободных электронов $f_b \sim 0{,}2$ и отношение канала протонного захвата к электронному захвату $\approx 10^{-3}$.

Расход ядер ^{7}Be осуществляется главным образом за счет канала электронного захвата №7 в (1.38), а вклад канала протонного захвата №9 (1.38) мал. Пусть P_{Be} – количество появляющихся ядер ^{7}Be в единицу времени: реакция №6 в (1.38); $\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}$ и $\lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)}$ – постоянные распада ^{7}Be соответственно по каналу захвата электрона или протона; λ_{B} – постоянная позитронного β-распада ^{8}B; N_{Be} и N_{B} – концентрации ядер ^{7}Be и ^{8}B; s_{Be} и s_{B} – потоки бериллиевых и борных нейтрино. Тогда, в условиях равновесия получаем соотношения:

$$\begin{aligned} &P_{\mathrm{Be}} = \left(\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)} + \lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)}\right) N_{\mathrm{Be}}, \\ &\lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)} N_{\mathrm{Be}} = \lambda_{\mathrm{B}} N_{\mathrm{B}}, \\ &s_{\mathrm{Be}} = \lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)} N_{\mathrm{Be}}, \\ &s_{\mathrm{B}} = \lambda_{\mathrm{B}} N_{\mathrm{B}}. \end{aligned} \tag{2.71}$$

Учитывая, что $\lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)} / \lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)} \sim 10^{-3}$ получаем:

$$\begin{aligned} &s_{\mathrm{Be}} = \left(1 + \frac{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)}}{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}}\right)^{-1} P_{\mathrm{Be}} \approx P_{\mathrm{Be}}, \\ &s_{\mathrm{B}} = \left(\frac{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)}}{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)} + \lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)}}\right) P_{\mathrm{Be}} \approx \left(\frac{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(p)}}{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}}\right) P_{\mathrm{Be}}. \end{aligned} \tag{2.72}$$

Под воздействием внешнего электрического поля существенным образом меняется только $\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}$ (энергия позитронного распада ^{8}B ~ 14 МэВ велика, и λ_{B} не меняется). Из соотношений (2.72) следует, что изменение вероятности электронного захвата ^{7}Be не изменит поток бериллиевых нейтрино, но приведет к изменению равновесного количества ядер ^{7}Be и, соответственно, к изменению потока борных нейтрино:

$$\frac{\Delta s_{\mathrm{B}}}{s_{\mathrm{B}}} = -\frac{\Delta\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}}{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}} \,. \tag{2.73}$$

Вероятность *e*-захвата из связанного состояния пропорциональна плотности электронов на ядре. Следовательно, во внешнем электрическом поле вероятность *e*-захвата уменьшается (2.54), аналогично рассмотренному уменьшению электронного β-распада в связанное состояние (2.61). Электронный захват из свободного (плазменного) состояния электрона существенен только для полностью ионизованных атомов ^{7}Be, а в этом случае изменение граничной энергии не происходит, так как атомная оболочка отсутствует и в начальном и в конечном состоянии. В итоге получаем, что учет электрического поля Солнца, приводит к увеличению расчетного потока борных нейтрино на величину:

$$\frac{\Delta s_{\mathrm{B}}}{s_{\mathrm{B}}} = -\frac{\Delta\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}}{\lambda_{\mathrm{Be}}^{(e)}} = -\frac{f_b}{1+f_b}\frac{\Delta\lambda_b^{(e)}}{\lambda_b^{(e)}} = \frac{f_b}{1+f_b}\frac{31}{2Z^6}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^5} \sim 3\times10^7\,\mathrm{E}^2 \,. \tag{2.74}$$

Для бериллия ($Z = 4$) условием применимости является (2.68):

$$\mathrm{E} << \alpha^{5/2} Z^3 \sim 3\times10^{-4} \sim 10^9\,\text{СГС} \,. \tag{2.75}$$

Таким образом, учет солнечного бароэлектрического поля $\mathrm{E} \sim 10^8$ СГС $= 2{,}7\times10^{-5}$ [142, 143] приводит к увеличению расчетного потока борных нейтрино на 2%.

Тепловые флуктуации электрического поля

Поскольку изменения (2.74) квадратичны по электрическому полю E, флуктуации электрического поля также приводят к увеличению расчетного потока солнечных борных нейтрино $\propto < \mathrm{E}^2 >$. Используя данные о параметрах солнечной плазмы [134, 136] оценим величину тепловых флуктуаций электрического поля. Плазменная частота равна

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}} \sim 4{,}3\times10^{17}\,\mathrm{c}^{-1} \sim 5{,}5\times10^{-4} \,, \tag{2.76}$$

дебаевский радиус:

$$R_{\mathrm{D}} = \sqrt{\frac{T}{4\pi n e^2}} \sim 3{,}55\times10^{-9}\,\text{см} \sim 92\,. \qquad (2.77)$$

Для рассматриваемых температур T ~ 1,3 кэВ ~ $2{,}5\times10^{-3} > \omega_{pe}$ плазма является невырожденной. В этом случае тепловые флуктуации электрического поля составляют [213–215]:

$$\left\langle \mathrm{E}^2 \right\rangle \approx \frac{4\pi n e^2}{R_{\mathrm{D}}} = \frac{T}{R_{\mathrm{D}}^3} = \sqrt{\frac{\left(4\pi n e^2\right)^3}{T}} \sim 3{,}27\times10^{-9}\,. \qquad (2.78)$$

Такая величина флуктуакций находится в области применимости результата (2.74), так как $\sqrt{\left\langle \mathrm{E}^2 \right\rangle} \sim 0{,}57\times10^{-4} < 3\times10^{-4}$ (2.75).

В итоге учет тепловых флуктуаций электрического поля солнечной плазмы приводит к увеличению расчетного потока борных нейтрино на ~ 10%.

2.6. β-распад атома в переменном электрическом поле

Определим изменение вероятности β-распада атома под действием внешнего высокочастотного электрического поля. В этом случае в атоме возникает индуцированный дипольный момент, пропорциональный напряженности внешнего электрического поля E: $D = \alpha_s \mathrm{E}$. Коэффициент пропорциональности α_s называется коэффициентом поляризуемости. При этом дополнительная энергия атомного электрона во втором порядке теории возмущения равна

$$W^{(2)} = -\alpha_s \mathrm{E}^2\,. \qquad (2.79)$$

В переменном электрическом поле вида $\mathrm{E} = \mathrm{E}_0 \cos(\omega t)$ соотношение (2.79) меняется на усредненное с динамической поляризуемостью α_d [216, 217]:

$$W^{(2)} = -\tfrac{1}{2}\alpha_d \mathrm{E}_0^2\,. \qquad (2.80)$$

В общем случае, при произвольном соотношении параметров поля и атомной системы, невозможно определить изменение энергии атома, так

как для различных уровней знак изменения энергии расщепленных состояний в общем случае различен. Однако некоторые качественные выводы об изменении энергии атома в переменном электромагнитном поле можно сделать в приближении Томаса–Ферми для многоэлектронного атома на основе теории подобия [218]. В этом приближении динамическая поляризуемость атома зависит от заряда ядра Z по следующему закону:

$$\alpha_d(\omega, Z) = r_{\mathrm{TF}}^3 \beta\left(\frac{\omega}{Z}\right) = \frac{b^3 R_{\mathrm{B}}^3}{Z} \beta\left(\frac{\omega}{Z}\right),$$
$$\beta(\nu) = \int_0^{x_0} \frac{4\pi f(x) x^2 dx}{4\pi f(x) - \nu^2 - i \cdot 0}, \tag{2.81}$$

где r_{TF} – радиус Томаса–Ферми, $b = \left(9\pi^2/128\right)^{1/3} \cong 0{,}8853$, R_{B} – Боровский радиус, β – безразмерная поляризуемость, f – функция, описывающая распределение плотности электронов в атоме. В высокочастотном пределе

$$\beta(\nu) \to -\frac{1}{b^3 \nu^2}, \tag{2.82}$$

динамическия поляризуемость отрицательна и растет по абсолютной величине с ростом Z.

Из этого следует, что для многоэлектронного атома энергия ионизации конечного атома (продукта β^--распада) уменьшится по модулю на большую величину, чем энергия ионизации исходного атома. В этом случае из (2.14) следует, что энергия электронного β-распада уменьшится, что приведет к уменьшению вероятности β-распада (стабилизации ядра). Для позитронного β-распада, наоборот, энергия распада увеличится.

ГЛАВА 3.
УВЕЛИЧЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАЗРЕШЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ β-РАСПАДОВ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

На сегодняшний день хорошо известно, что плотность электронных состояний на ядре (и, следовательно, вероятность распада в связанное состояние) зависит от внешнего электромагнитного поля, что не учитывалось в [16, 95, 98, 99]. Кроме того, при помещении нейтрального атома (или не полностью ионизованного иона) во внешнее сверхсильное магнитное поле меняется энергия ионизации атома [67, 92], что приводит к изменению граничной энергии β^--распада [27] и, следовательно, к изменению вероятности β^--распада.

Для вычисления вероятности β^--распада в связанные состояния необходимо знать функцию распределения электронов в центральном электрическом поле ядра и внешнем постоянном однородном магнитном поле. В общем случае в такой задаче переменные не разделяются. Нас интересуют сверхсильные магнитные поля (1.11), в этом случае электрическое поле ядра является поправкой к внешнему магнитному полю [109, 219].

3.1. Атом в сверхсильном магнитном поле, нерелятивистский случай; изменение граничной энергии $\beta^{\pm}$-распада

При $\beta^{\pm}$-распаде (электронном и позитронном) ядра атома, находящегося во внешнем магнитном, поле граничная энергия $\beta^{\pm}$-распада q отличается от энергии $\beta^{\pm}$-распада ядра невозмущенного атома q_0 (2.14). В рамках модели Томаса–Ферми [88, 93, 94] для полной энергии ионизации (2.15) невозмущенного многоэлектронного атома с зарядом ядра Z получаем:

$$I^0(Z+1)-I^0(Z)=1{,}78\alpha^2 Z^{4/3}\approx 48{,}5\cdot Z^{4/3}\ \text{эВ}. \qquad (3.1)$$

Так как для нейтрального многоэлектронного атома в сверхсильном магнитном поле $H >> Z^{4/3}\alpha^{3/2}$ основная кинетическая энергия содержится в энергии поперечного движения (1.21), из (1.24)–(1.28) получаем:

$$I^H(Z)\sim\frac{1}{3}\alpha\frac{Z^2}{R_H}\approx 0{,}5\alpha^{7/5}Z^{9/5}H^{2/5},$$
$$I^H(Z+1)-I^H(Z)\sim 0{,}9\alpha^{7/5}Z^{4/5}H^{2/5}. \qquad (3.2)$$

Сравнивая (3.1) и (3.2) получаем, что:

$$\frac{I^H(Z+1)-I^H(Z)}{I^0(Z+1)-I^0(Z)}\sim 0{,}5\left(\frac{H}{\alpha^{3/2}Z^{4/3}}\right)^{2/5}. \qquad (3.3)$$

Из полученного выражения видно, что полная энергия ионизации атома в достаточно сильном внешнем магнитном поле растет при увеличении заряда ядра быстрее, чем для невозмущенного атома. Таким образом, при помещении атома в сверхсильное внешнее магнитное поле $H >> Z^{4/3}\alpha^{3/2}$, граничная энергия электронного β^--распада увеличивается, а граничная энергия позитронного β^+-распада уменьшается по отношению к граничной энергии соответствующего распада невозмущенного атома (2.14). Так, например, для того, чтобы нейтральный атом ^{163}Dy ($Z = 66$) стал неустойчивым по отношению к β^--распаду, а ^{163}Ho, соответственно, получил устойчивость, их нужно поместить в магнитное поле напряженности $H > 10\ Z^{4/3}\alpha^{3/2} \sim 1{,}7 = 6{,}5\times10^{12}$ Э.

В предельных сверхсильных магнитных полях $H >> Z^3\alpha^{3/2}$ полная энергия ионизации атома (или иона) с зарядом ядра Z и имеющего K электронов равна (1.29), из этого соотношения с логарифмической точностью $L\approx\text{const}$ для распада нейтрального атома в состояние непрерывного спектра электронов получаем:

- Для электронного β^--распада нейтрального атома:

$$I_f^H(Z) - I_i^H(Z) = I^H(Z+1, Z) - I^H(Z, Z) = 3\alpha^2 L^2 Z(Z+1), \qquad (3.4)$$

$3\alpha^2 = 81{,}6$ эВ;

- Для позитронного β^+-распада нейтрального атома:

$$I_f^H(Z) - I_i^H(Z) = I^H(Z-1, Z) - I^H(Z, Z) = -3\alpha^2 L^2 Z\left(Z - \tfrac{1}{3}\right). \qquad (3.5)$$

Следовательно, наложение на нейтральный многоэлектронный атом сверхсильного внешнего магнитного поля приводит к увеличению вероятности электронного β^--распада и уменьшению вероятности позитронного β^+-распада и *e*-захвата. Этот эффект может быть существенен для распадов с малыми граничными энергиями распада.

При распаде ядра полностью ионизованного атома, а также в тех случаях, когда магнитное поле не очень велико $H < Z^3\alpha^{3/2}$ и энергия β^--распада велика по сравнению с изменением энергией полной ионизации атома, изменение граничной энергии β^--распада будет мало и не приведет к изменению вероятности распада. В этих случаях все изменение вероятности β^--распада во внешнем магнитном поле будет определяться только изменением плотности незанятых электронных состояний на ядре.

3.2. Релятивистский электрон в центральном электрическом и постоянном однородном магнитном полях; связанные состояния

В нерелятивистском приближении задача о состояниях электрона в центральном электрическом и постоянном однородном магнитном поле решена в [66, 87, 92], где исследован вопрос влияния сверхсильных магнитных полей на деформацию электронных оболочек атома. При этом связанные состояния электрона (вдоль направления поля) существуют для всех уровней Ландау, в том числе и для достаточно высоких уровней (с большой энергией). Это означает, что в случае сверхсильных магнитных полей как для непрерывного спектра, так и для связанных состояний необходимо пользоваться релятивистским приближением.

Рассмотрим магнитные поля $\alpha^{-1/2} >> H >> \alpha^{3/2}$ $(1 >> \gamma >> \alpha^2)$, поскольку при $H > \alpha^{-1/2}$ необходимо учитывать квантовые поправки к массе и магнитному моменту электрона [105–107, 220]. Рассмотрим электрическое поле как возмущение, накладываемое на основное движение электрона в магнитном поле по уровням Ландау. Воспользуемся известным решением уравнения Дирака в постоянном однородном магнитном поле [89]. Запишем уравнение Дирака в цилиндрической системе координат (r, φ, ζ) для электрона в электромагнитном поле, являющемся суперпозицией центрального электростатического поля ядра заряда Z, расположенного в начале координат, и постоянного магнитного поля напряженности H, направленного вдоль оси ζ. В декартовых координатах потенциал электромагнитного поля:

$$\left(\phi, \vec{A}\right) = \left(\frac{Z|e|}{r}, -\tfrac{1}{2}yH, \tfrac{1}{2}xH, 0\right), \qquad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\ . \tag{3.6}$$

Уравнение Дирака для электрона* ($e < 0$) приводится к:

$$\left\{ i\partial_t - \alpha_0 + \frac{\alpha Z}{\sqrt{r^2 + \zeta^2}} + i\alpha_3\partial_\zeta + i\alpha_1 e^{\pm i\varphi}\left[\partial_r \pm \frac{i}{r}\partial_\varphi \mp \tfrac{1}{2}\gamma r\right]\right\}\psi = 0\,, \tag{3.7}$$

верхний знак в (3.7) относится к действию на 1 и 3 компоненты спинора ψ (нижний – 2 и 4), α_k – α-матрицы Дирака (0.4), $\gamma = eH$ (1.16). Вводя переменную $\rho = ½\,\gamma r^2$, получаем:

$$\begin{aligned} &\left(i\partial_t \mp 1 + e\phi\right)\psi_{1,3} + i\partial_\zeta\psi_{3,1} + ie^{-i\varphi}\sqrt{\tfrac{1}{2}\gamma\rho}\left[2\partial_\rho - \frac{i}{\rho}\partial_\varphi + 1\right]\psi_{4,2} = 0\,, \\ &\left(i\partial_t \mp 1 + e\phi\right)\psi_{2,4} - i\partial_\zeta\psi_{4,2} + ie^{+i\varphi}\sqrt{\tfrac{1}{2}\gamma\rho}\left[2\partial_\rho + \frac{i}{\rho}\partial_\varphi - 1\right]\psi_{3,1} = 0\,, \end{aligned} \tag{3.8}$$

---

* $\left\{i\partial_t + |e|\phi - \alpha_0 + \vec{\alpha}\left(i\nabla - |e|\vec{A}\right)\right\}\psi = 0\,,$

$$\left\{i\partial_t - \alpha_0 + \frac{\alpha Z}{\sqrt{r^2 + \zeta^2}} + i\alpha_3\partial_\zeta + \alpha_1\left(i\partial_x + \gamma y\right) + \alpha_2\left(i\partial_y - \gamma x\right)\right\}\psi = 0\,.$$

верхний знак относится к компонентам волновой функции с первым индексом.

Ищем решения уравнения (3.8) в виде [89]:

$$\psi_{Nn} = e^{-iEt+i(N-n)\varphi}\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}}\begin{pmatrix} \xi_{1,Nn}(\zeta)I_{N-1,n}\left(\frac{1}{2}\gamma r^2\right)e^{-i\varphi} \\ i\xi_{2,Nn}(\zeta)I_{N,n}\left(\frac{1}{2}\gamma r^2\right) \\ \xi_{3,Nn}(\zeta)I_{N-1,n}\left(\frac{1}{2}\gamma r^2\right)e^{-i\varphi} \\ i\xi_{4,Nn}(\zeta)I_{N,n}\left(\frac{1}{2}\gamma r^2\right) \end{pmatrix}, \tag{3.9}$$

с условием нормировки

$$\sum_{\mu=1}^{4}\int_{-\infty}^{\infty}\xi_\mu^+(\zeta)\xi_\mu(\zeta)d\zeta = 1, \tag{3.10}$$

для дискретного спектра продольного движения или

$$\begin{gathered}\sum_{\mu=1}^{4}\int_{-\infty}^{\infty}\xi_\mu^+(\zeta,k_1)\xi_\mu(\zeta,k_2)d\zeta = \delta(k_1-k_2), \\ \int_{-\infty}^{\infty}e^{i(k_1-k_2)\zeta}d\zeta = 2\pi\delta(k_1-k_2),\end{gathered} \tag{3.11}$$

для непрерывного спектра; I – радиальные функции (1.17), выраженные через полиномы Лагерра (1.18). Для функций I выполняются следующие соотношения:

$$\begin{gathered}\sqrt{\rho}\left[2\frac{d}{d\rho}-\frac{(N-n-1)}{\rho}-1\right]I_{N-1,n}(\rho) = -\sqrt{4N}I_{N,n}(\rho), \\ \sqrt{\rho}\left[2\frac{d}{d\rho}+\frac{(N-n)}{\rho}+1\right]I_{N,n}(\rho) = \sqrt{4N}I_{N-1,n}(\rho).\end{gathered} \tag{3.12}$$

N – главное квантовое число поперечного движения (уровня Ландау), n – радиальное квантовое число, $I_{N,N}(0) = 1$; $I_{N,n}(0)=0$ при $N \neq n$; $I_{-1,0} \equiv 0$. Функции $I_{N,n}(\rho)$ для $N = 1, 2$ представлены на рис. 6.

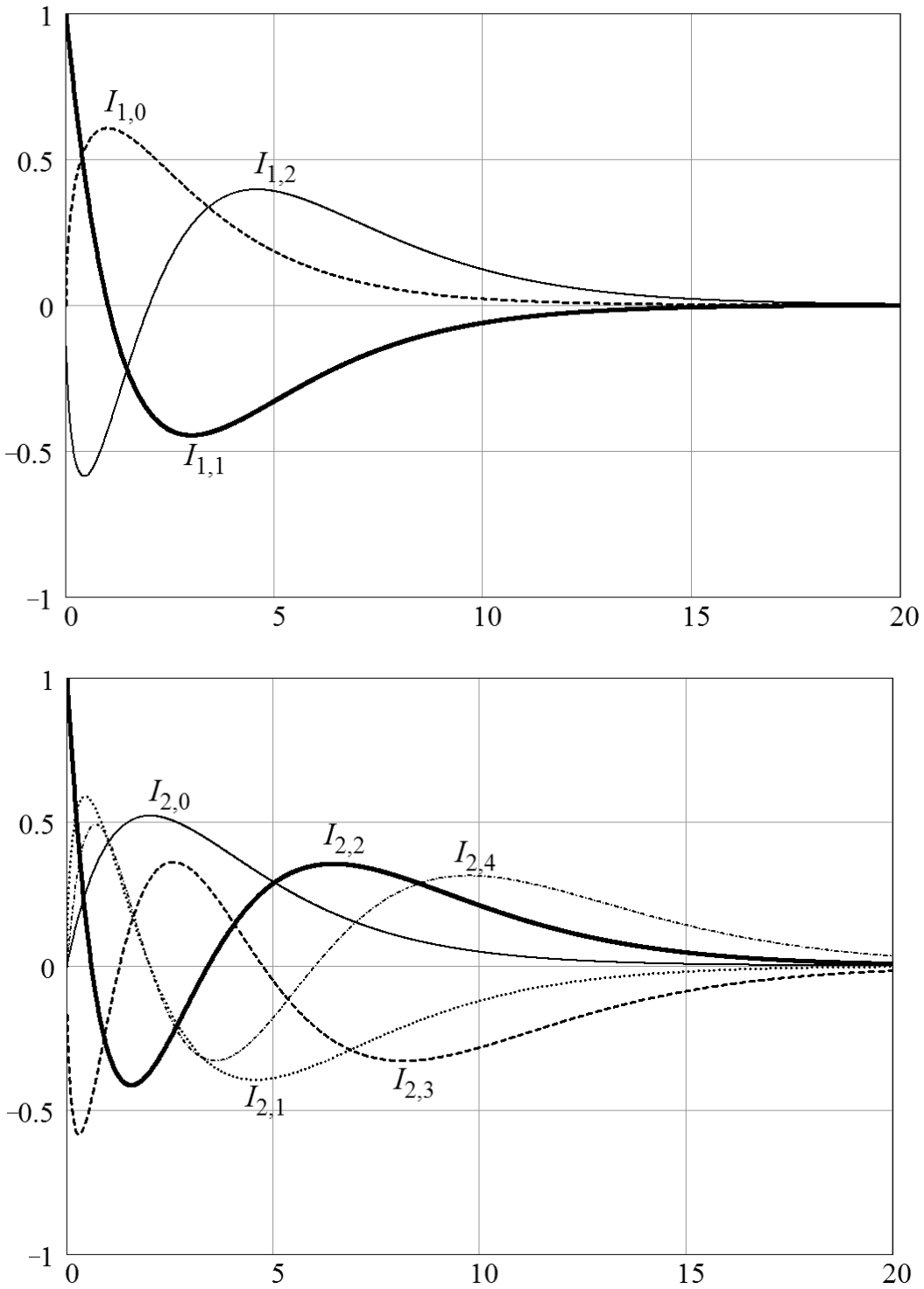

Рис. 6. Функции $I_{N,n}(\rho)$ для $N = 1$ и $N = 2$.

Для вычисления изменения вероятности разрешенного β^--распада (1.4) и (1.5), необходимо оценить изменения плотности электронов на ядре, то есть в точке начала координат. Воспользуемся условием медленности (адиабатичности) движения электрона вдоль направления магнитного поля

по сравнению с его вращением в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, что эквивалентно условию малости энергии продольного движения по сравнению с энергией поперечного движения.

В качестве нулевого приближения рассмотрим решение уравнения (3.8) без электрического поля. В этом случае в (3.9) функции $\xi_\mu(\zeta)$ принимают вид [89]:

$$\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \\ \xi_4 \end{pmatrix} = \frac{e^{ik_\zeta \zeta}}{4\sqrt{\pi}} \begin{pmatrix} \sqrt{1+\sigma/E_0}\left(A_1 + A_2\right) \\ \sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}\left(A_2 - A_1\right) \\ \sqrt{1+\sigma/E_0}\left(A_1 - A_2\right) \\ \sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}\left(A_1 + A_2\right) \end{pmatrix}, \tag{3.13}$$

где $\sigma=\pm 1$ – число, характеризующее спиновое состояние электрона (проекцию спина на направление магнитного поля),

$$\begin{aligned} &A_1 = \sqrt{1+k_\zeta/E}, \quad A_2 = \sigma\sqrt{1-k_\zeta/E}, \\ &E = \sqrt{1+k_\zeta^2+2N\gamma}, \quad E_0 = \sqrt{1+2N\gamma}. \end{aligned} \tag{3.14}$$

Для невозмущенного электрическим полем решения определим среднее по поперечному движению значение кулоновского потенциала:

$$\Phi_{Nn}(\zeta) = \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\left(\psi^{+}_{Nn\perp}\frac{\alpha Z}{\sqrt{\zeta^2+r^2}}\psi_{Nn\perp}\right)d\varphi r dr. \tag{3.15}$$

Подставляя в (3.15) решение (3.9), (3.13) и переходя к переменной $\rho = ½\,\gamma r^2$, получаем:

$$\Phi_{Nn}(\zeta) = \frac{1}{2}\alpha Z\sqrt{\gamma}\int_0^{\infty}\frac{\left(1+\frac{\sigma}{E_0}\right)I^2_{N-1,n}(\rho)+\left(1-\frac{\sigma}{E_0}\right)I^2_{N,n}(\rho)}{\sqrt{\gamma\zeta^2+2\rho}}d\rho. \tag{3.16}$$

Из (3.16) несложно увидеть следующие свойства функций $\Phi_{Nn}(\zeta)$:

1. функции $\Phi_{Nn}(\zeta)$ – четные;
2. монотонные при $\zeta > 0$ (производные $\Phi'_{Nn}(\zeta)$ – отрицательны);

3. в нуле $\Phi_{Nn}(0)$ – конечны, так как интеграл $\int_0^\infty \rho^{-1/2} I_{N,n}^2(\rho) d\rho$ – конечен, и $\Phi_{Nn}(0) = C_{Nn} \alpha Z \sqrt{\gamma}$, $C_n \sim 1$ – не зависят от параметров Z и γ:
   Воспользуемся представлениями полиномов Лагерра через производные (1.18) и в виде ряда (1.19). Искомый интеграл равен:

$$J = \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{\rho}} I_{N,n}^2(\rho) d\rho = \frac{1}{N!} \int_0^\infty L_n^{(N-n)} \rho^{-1/2} \frac{d^n}{d\rho^n} \left(e^{-\rho} \rho^N\right) d\rho ,$$
$$J = \sum_{j=0}^{n} \frac{(-1)^{n+j}}{j!(n-j)!(N-j)!} \int_0^\infty \rho^{\left(n-j-\frac{1}{2}\right)} \frac{d^n}{d\rho^n} \left(e^{-\rho} \rho^n\right) d\rho . \tag{3.17}$$

   Интегрируя по частям n раз, получим:

$$J = \sum_{j=0}^{n} (-1)^j \frac{\left(n-\frac{1}{2}-j\right)\left(n-\frac{3}{2}-j\right)\ldots\left(\frac{1}{2}-j\right)}{j!(n-j)!(N-j)!} \int_0^\infty \rho^{\left(N-j-\frac{1}{2}\right)} e^{-\rho} d\rho . \tag{3.18}$$

   Эта сумма конечна, так как $\int_0^\infty \rho^{\left(N-\frac{1}{2}\right)} e^{-\rho} d\rho = \sqrt{\pi}\, \frac{1}{2} \ldots \frac{2N-1}{2}$.

4. асимптотика $\Phi_{Nn}(\zeta)$ при $\zeta >> r_L$ не зависит от квантовых чисел N и n:

$$\Phi_{Nn} \to \alpha Z / |\zeta| . \tag{3.19}$$

Следовательно, аналогично нерелятивистскому случаю [92] для получения интересующей нас оценки можно воспользоваться аппроксимацией с параметром a_{Nn}:

$$\Phi_{Nn}(\zeta) \approx \frac{\alpha Z}{|\zeta| + a_{Nn}} , \tag{3.20}$$

причем величина параметра

$$a_{Nn} = \alpha Z / \Phi_{Nn}(0) = \left(C_{Nn} \sqrt{\gamma}\right)^{-1} \tag{3.21}$$

порядка ларморовского радиуса электрона (1.12).

Используя полученное приближение из (3.8) и (3.9) получаем следующие уравнения для ξ_μ:

$$\begin{aligned}&\left[E\mp 1+\Phi_{Nn}(\zeta)\right]\xi_{1,3}+i\partial_\zeta\xi_{3,1}-\sqrt{2N\gamma}\,\xi_{4,2}=0,\\&\left[E\mp 1+\Phi_{Nn}(\zeta)\right]\xi_{2,4}-i\partial_\zeta\xi_{4,2}-\sqrt{2N\gamma}\,\xi_{3,1}=0.\end{aligned}\tag{3.22}$$

В рассматриваемой конфигурации полей тензор поляризации не сохраняется, в отличие от случая постоянного магнитного поля [89] в отсутствии электрического поля. Тем не менее, проекция полного момента импульса на направление магнитного поля $J_\zeta=-i\partial_\varphi+\frac{1}{2}\sigma_3$ (σ_3 – матрица Паули) остается интегралом движения. Решение (3.9) является собственной функцией оператора J_ζ с собственным значением (N–n–½). Для построения общего решения можно воспользоваться параметром, аналогичным поляризации σ (3.13). В системе (3.22) сделаем подстановку:

$$\begin{pmatrix}\xi_1\\\xi_2\\\xi_3\\\xi_4\end{pmatrix}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}\sqrt{1+\sigma/E_0}\,\tilde{\xi}_1(\zeta)\\-i\sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}\,\tilde{\xi}_2(\zeta)\\i\sqrt{1+\sigma/E_0}\,\tilde{\xi}_2(\zeta)\\\sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}\,\tilde{\xi}_1(\zeta)\end{pmatrix},\tag{3.23}$$

$$\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\left|\tilde{\xi}_1(\zeta)\right|^2+\left|\tilde{\xi}_2(\zeta)\right|^2\right)d\zeta=1\,,$$

где аналогично (3.13) σ=±1 (в данном случае – это параметр, а не проекция спина) и $E_0=\sqrt{1+2N\gamma}$. Сделав замену переменной ζ на $u=k(|\zeta|+a)$, и оставляя главный член в разложении Φ(ζ) по степеням 1/ζ (так как $\alpha^2<<\gamma<<1$), для

$$\tilde{\xi}_{1,2}(\zeta)=g_{1,2}\left(k(|\zeta|+a)\right)=g_{1,2}(u)\tag{3.24}$$

получаем систему уравнений: из 1 и 4 строки системы (3.22) получаем:

$$\begin{aligned}&\left[E+\Phi(\zeta)-1-\sigma\sqrt{2N\gamma\frac{E_0-\sigma}{E_0+\sigma}}\right]g_1=g_2',\\&\left[E+\Phi(\zeta)+1-\sigma\sqrt{2N\gamma\frac{E_0+\sigma}{E_0-\sigma}}\right]g_1=g_2',\end{aligned}\tag{3.25}$$

а из 2 и 3:

$$\left[E+\Phi(\zeta)+1+\sigma\sqrt{2N\gamma\frac{E_0-\sigma}{E_0+\sigma}}\right]g_2=-g_1',$$
$$\left[E+\Phi(\zeta)-1+\sigma\sqrt{2N\gamma\frac{E_0+\sigma}{E_0-\sigma}}\right]g_2=-g_1'. \tag{3.26}$$

Уравнения попарно совпадают, так как выполняется тождество:

$$\sqrt{E_0-\sigma}\sqrt{E_0+\sigma}=\sqrt{E_0^2-1}=\sqrt{2N\gamma},$$
$$\sigma\sqrt{2N\gamma\frac{E_0-\sigma}{E_0+\sigma}}=\sigma E_0-1, \tag{3.27}$$
$$\sigma\sqrt{2N\gamma\frac{E_0+\sigma}{E_0-\sigma}}=\sigma E_0+1.$$

В итоге получаем систему:

$$\left[\frac{E+\sigma E_0}{k}+\frac{\alpha Z}{u}\right]g_2(u)=-g_1'(u),$$
$$\left[\frac{E-\sigma E_0}{k}+\frac{\alpha Z}{u}\right]g_1(u)=g_2'(u). \tag{3.28}$$

Для основного уровня поперечного движения $N=0$ в (3.22) остаются только вторая пара уравнений ($\psi_1\equiv\psi_3\equiv 0$), вместо (3.28) получаем

$$\left[E-1+\frac{\alpha Z}{u}\right]g_2(u)=-g_1'(u),$$
$$\left[E+1+\frac{\alpha Z}{u}\right]g_1(u)=g_2'(u), \tag{3.29}$$
$$E_0=1.$$

Для связанных состояний (дискретный спектр) $E<E_0$ эта система сводится к уравнению Уиттекера заменой $k=2E\alpha Z/\kappa$

$$g_{uu}''+\left[-\frac{1}{4}\frac{\kappa^2}{(\alpha Z)^2}\left(\frac{E_0^2}{E^2}-1\right)+\frac{\kappa}{u}\right]g=0; \tag{3.30}$$

при условии:

$$E^2 = E_0^2\left[1+\left(\frac{\alpha Z}{\kappa}\right)^2\right]^{-1} = \frac{1+2N\gamma}{1+(\alpha Z/\kappa)^2} < E_0^2\,, \tag{3.31}$$

получим:

$$g''_{uu}(u)+\left[-\frac{1}{4}+\frac{\kappa}{u}\right]g(u)=0. \tag{3.32}$$

Решения полученного уравнения исследованы в работах [87, 92, 108]. В квазиклассическом случае спектр (3.31) разделяется на сумму энергий поперечного движения $N\gamma$ и продольного $-\frac{1}{2}(\alpha Z/\kappa)^2$. Для дискретного спектра решениями (3.32) будут функции Уиттекера $W_{\kappa,\frac{1}{2}}$. Квантовое число продольного движения κ (нецелое) определяется из требования непрерывности решения $g(u)$ при $u = 0$. То есть при $u_0 = 2E\alpha Za/\kappa$ либо $W_{\kappa,\frac{1}{2}}(u_0)=0$ для нечетных функций $g(u)$, либо $W'_{\kappa,\frac{1}{2}}(u_0)=0$ – для четных. Нас интересует ненулевая плотность электронных состояний на ядре, то есть четные функции $g(u)$, для которых κ определяется из условия:

$$\kappa = 2E\alpha Z\frac{a}{\varpi_\kappa} = \frac{2E\alpha Z}{\sqrt{\gamma}\varpi_\kappa}, \tag{3.33}$$

где ϖ_κ – нули производной функции Уиттекера $W_{\kappa,\frac{1}{2}}$:

$$\frac{d}{du}W_{\kappa,\frac{1}{2}}(u)=\left(\frac{1}{2}-\frac{\kappa}{u}\right)\cdot W_{\kappa,\frac{1}{2}}(u)-\frac{1}{u}\cdot W_{\kappa+1,\frac{1}{2}}(u). \tag{3.34}$$

При больших напряженностях магнитного поля параметры κ отличаются от целых чисел $\kappa = K + \delta\kappa$ на величину [87]:

$$\delta\kappa = \left[\ln\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{2E_0\alpha Z}\right)+\ln(K)\right]^{-1}. \tag{3.35}$$

Для основного состояния продольного движения (минимальное $K = 0$) [92, 108], $\kappa_0 << 1$:

$$\kappa_0^{-1} \sim \ln\left(\frac{\gamma}{4E_0^2(\alpha Z)^2}\right), \tag{3.36}$$

энергия этого состояния логарифмически зависит от H:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha Z}{\kappa_0}\right)^2 \sim \frac{(\alpha Z)^2}{2}\ln^2\left(\frac{\gamma}{4E_0^2(\alpha Z)^2}\right). \tag{3.37}$$

Для непрерывного спектра (нелокализованных движений) $E > E_0$ из (3.28) получаем уравнение:

$$g''_{uu} + \left[1 + \frac{2E\alpha Z}{ku}\right]g = 0, \tag{3.38}$$

с дисперсионным соотношением:

$$E^2 = E_0^2 + k^2 = 1 + 2N\gamma + k^2. \tag{3.39}$$

На больших расстояниях асимптотика решений уравнения (3.38) $g(u) \equiv g(k\zeta) \propto e^{ik\zeta}$ совпадает с решениями (3.13) без электрического поля. Условие непрерывности четных функций, аналогично (3.33) требует выполнения:

$$g'(ka_{Nn}) \equiv g'\left(k/C_{Nn}\sqrt{\gamma}\right) = 0. \tag{3.40}$$

3.3. Вероятность разрешенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле

Проанализируем полученные в настоящей работе решения (3.9), (3.23) для оценки изменения вероятности β^--распада при наложении на атом внешнего сверхсильного магнитного поля.

Состояния непрерывного спектра

Рассмотрим приближение, когда электрическое поле ядра пренебрежимо мало. В этом случае возможны только состояния непрерывного спектра (3.9), (3.13), (3.14). При каждом значении главного квантового числа n возможно ровно два состояния $n = N$ и $n = N - 1$, имеющих ненулевую плотность на ядре ($r = 0$, $\zeta = 0$) (исключение

составляет уровень $N = 0$, на котором существует только одно состояние $n = 0$). Плотность каждой пары таких состояний на ядре не зависит от энергии E, и пропорциональна магнитному полю (3.9):

$$\psi_N^+ \psi_N \propto \gamma / 2\pi . \tag{3.41}$$

Из спектра (3.14) ясно, что для заданной полной энергии электрона E главное квантовое число может принимать значения от 0 до $N_{\max}^{(c)}$:

$$N_{\max}^{(c)} = \left(E^2 - 1\right)/2\gamma . \tag{3.42}$$

Следовательно, плотность состояний непрерывного спектра в отсутствии электрического поля ядра, при достаточно большой энергии $E >> \gamma$, не зависит от величины магнитного поля:

$$\psi_E^+ \psi_E \sim \sum_{N=1}^{N_{\max}^{(c)}} \psi_N^+ \psi_N \sim N_{\max}^{(c)} \psi_N^+ \psi_N \propto \left(E^2 - 1\right)/4\pi , \tag{3.43}$$

что согласуется с результатами [98].

Дискретный спектр (связанные состояния) в электрическом поле ядра

Из условия нормировки $\xi(\zeta)$ (3.10), (3.24):

$$\sum_{i=1}^{4} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_i^+(\zeta) \xi_i(\zeta) d\zeta = \int_{u_0}^{\infty} \left(\left| g_1(k\zeta) \right|^2 + \left| g_2(k\zeta) \right|^2 \right) \frac{d(k\zeta)}{k} = \frac{2A_0^2}{k} = 1 , \tag{3.44}$$

так как из (3.28) функции g_1 и g_2 пропорциональны нормированным функциям Уиттекера:

$$g_1(u) = A_0 W_{\kappa, 1/2}(u) . \tag{3.45}$$

Получаем, что амплитуда плотности электронов пропорциональна:

$$A_0^2 = \frac{1}{2} k = \frac{E\alpha Z}{\kappa} \sim \frac{\alpha Z}{\kappa} , \tag{3.46}$$

где κ – квантовое число продольного движения. Так как при $\zeta = 0$ одна из функций $g_{1,2}$ имеет нулевую производную, а вторая, соответственно, равна нулю (3.28), то из (3.9), (3.23), (3.24) плотность состояния дискретного

спектра (с квантовыми числами N, κ) на ядре равна (с учетом двух состояний спина):

$$\rho_e = \psi^{+}_{N\kappa}\psi_{N\kappa} = \frac{\gamma}{\pi}\left|W(\varpi_\kappa)\right|^2 A_0^2 \sim B_\kappa \frac{1}{\pi}\gamma\frac{\alpha Z}{\kappa}. \qquad (3.47)$$

где $W(\varpi_\kappa)$ – значение функции Уиттекера в точке нуля производной, $B_\kappa \equiv \left|W(\varpi_\kappa)\right|^2$. Подставляя (3.47) в (1.5) получаем, что вероятность β^--распада $(\lambda_{b\kappa})_H$ в связанное состояние с квантовым числом продольного движения κ составляет:

$$\frac{(\lambda_{b\kappa})_H}{\lambda_c} = 2\pi\left(\frac{B_\kappa}{\kappa}\alpha Z\right)\frac{1}{f(Z,Q)}\sum_{N=1}^{N_{\max}^{(b)}}\gamma\left(Q - E_{N\kappa}\right)^2,$$

$$N_{\max}^{(b)} = \frac{Q^2(1+2\varepsilon)-1}{2\gamma}, \qquad \varepsilon = \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha Z}{\kappa}\right)^2, \qquad (3.48)$$

где $E_{N\kappa}$ – энергия состояния (3.31), Q – энергия ядерного перехода, ε – продольная энергия связи, f – интегральная функция Ферми. При больших квантовых числах продольного движения $\kappa >> 1$ ($\kappa \to K$) значения B_κ ограничены снизу, так как из (3.33) $\kappa\varpi_\kappa \to \text{const} << 1$ и из [91]:

$$W(\varpi_\kappa) \sim \frac{(-1)^\kappa}{\pi}\varpi_\kappa^{1/4}\Gamma\left(\kappa + \frac{1}{4}\right)\cos\left(2\sqrt{\kappa\varpi_\kappa} + \frac{\pi}{4}\right)\cdot\left[1 + O\left(\frac{1}{\sqrt{\kappa}}\right)\right],$$

$$B_\kappa = \left|W(\varpi_\kappa)\right|^2 \to \infty, \text{ при } \kappa \to \infty. \qquad (3.49)$$

Для оценки суммы по N перейдем к интегралу по γN, пользуясь малостью $\gamma << 1$, что не противоречит условию сверхсильного поля $\gamma >> \alpha^2 \sim 5\times10^{-5}$. В рассматриваемом случае, фиксированного связанного уровня продольного движения, возбужденные по поперечному движению уровни остаются свободными и для нейтрального атома. Наибольшую плотность на ядре имеет основной уровень продольного движения. Для него плотность (3.46) логарифмически растет с увеличением напряженности магнитного поля (3.36). Из (3.48) получаем:

$$\frac{(\lambda_{b0})_H}{\lambda_c} = \frac{2\pi(\alpha Z)}{\kappa_0}\frac{1}{f(Z,Q)}\int_0^{X_{\max}}\left(Q-\sqrt{\frac{1+2x}{1+2\varepsilon_0}}\right)^2 dx\,,$$
$$X_{\max} = \tfrac{1}{2}\left[Q^2(1+2\varepsilon_0)-1\right]. \tag{3.50}$$

где ε_0 – продольная энергия основного состояния (3.37).

Вероятность распада в связанное состояние увеличивается с ростом магнитного поля по двум причинам: во-первых, растет амплитуда κ_0^{-1} (3.36) и, во-вторых, эффективно увеличивается граничная энергия

$$\widetilde{Q} = Q\sqrt{1+2\varepsilon_0}\,. \tag{3.51}$$

При малых граничных энергиях β-распада ($q = Q - 1 << 1$) из (3.50) получаем:

$$\frac{(\lambda_{b0})_H}{\lambda_c} \approx \frac{\alpha Z}{\kappa_0}\frac{2\pi}{f(Z,Q)}\frac{1}{3}(q+\varepsilon_0)^3\,. \tag{3.52}$$

Сравнивая (3.52) с вероятностью β^--распада в связанное состояние при полной ионизации атома (1.10) получаем:

$$\frac{(\lambda_{b0})_H}{(\lambda_b)_I} \approx \frac{1}{\kappa_0(\alpha Z)^2}\frac{(q+\varepsilon_0)^3}{3q^2} = \frac{\varepsilon_0}{3\kappa_0(\alpha Z)^2}\left(1+\frac{\varepsilon_0}{q}\right)^2\,. \tag{3.53}$$

Учитывая (3.37):

$$\frac{(\lambda_{b0})_H}{(\lambda_b)_I} \sim \frac{1}{6\kappa_0^3}\left(1+\frac{\varepsilon_0}{q}\right)^2 = \frac{4}{3}\frac{1}{(2\kappa_0)^3}\left(1+\frac{\varepsilon_0}{q}\right)^2 \sim$$
$$\sim \frac{4}{3}\ln^3\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{2\alpha Z}\right)\left(1+\frac{\varepsilon_0}{q}\right)^2. \tag{3.54}$$

В случае больших граничных энергиях распада или при достаточно сильных магнитных полях таких, что

$$\widetilde{Q}^2 = Q^2(1+2\varepsilon_0) >> 1\,, \tag{3.55}$$

вычисление интеграла в (3.50) приводит к следующему результату:

$$\int_0^{\frac{1}{2}Q^2(1+2\varepsilon_0)}\left(Q-\sqrt{\frac{1+2x}{1+2\varepsilon_0}}\right)^2 dx \approx \left(\frac{1}{2}+\varepsilon_0\right)\int_0^{Q^2}\left(Q-\sqrt{u}\right)^2 du = \left(\frac{1}{2}+\varepsilon_0\right)\frac{Q^4}{6}. \quad (3.56)$$

В этом случае аналогично (3.54) получаем:

$$\frac{(\lambda_{b0})_H}{(\lambda_b)_I} \approx \frac{Q^2}{6\kappa_0(\alpha Z)^2}\left(\frac{1}{2}+\varepsilon_0\right) \sim \frac{2}{3}\frac{Q^2}{(2\kappa_0)^3}\left(1+\frac{1}{2\varepsilon_0}\right) \sim$$
$$\sim \frac{2}{3}\left(1+\frac{1}{2\varepsilon_0}\right)Q^2\ln^3\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{2\alpha Z}\right). \quad (3.57)$$

Вклад возбужденных состояний продольного движения в (3.48) имеет аналогичную зависимость от энергии распада. Если поля не очень велики так, что энергия связи основного и возбужденных состояний $\varepsilon << 1$, то суммарная вероятность распада в связанные состояния пропорциональна λ_{b0}. Коэффициент пропорциональности $\sum_{\kappa} B_{\kappa}/\kappa$ не зависит от напряженности магнитного поля.

Полученные оценки сделаны в предположении водородоподобной орбиты. Это приближение применимо и для высоковозбужденных (ридберговских) состояний, когда в возбужденном состоянии находится один электрон многоэлектронного атома [217]. Так как увеличение вероятности β-распада происходит главным образом за счет распадов в связанные высоковозбужденные состояния, то полученный вывод качественно применим и к распаду ядра в составе атома.

3.4. Двумерные вихри в плазме

Двумерные задачи магнитной гидродинамики возникают при рассмотрении осесимметричных движений в различных астрофизических приложениях [71], задачах динамики *Z*-пинчей [221 – 224]. Также к двумерным уравнениям приводятся задачи движения плазмы в сильном магнитном поле [225 – 230]. При рассмотрении некоторых задач взаимодействия электронных пучков с плазмой [231, 232] эффективно

используется двумерная модель в фазовом пространстве (x–v) [233, 234]. Уравнения двумерной гидродинамики и МГД сохраняют ротор обобщенного импульса вдоль траекторий частиц, что приводит к наличию большого количества интегралов «вмороженности» [235], что является причиной существования широкого класса устойчивых вихревых движений [227, 229].

Уравнения идеальной холодной многокомпонентной магнитной гидродинамики в пренебрежении диссипативными процессами являются уравнениями «вмороженности» ротора обобщенного импульса каждого из компонентов [236]:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\vec{P}_\alpha = \operatorname{rot}\left[\vec{V}_\alpha, \operatorname{rot}\vec{P}_\alpha\right], \\ &\vec{P}_\alpha = M_\alpha \vec{V}_\alpha + eZ_\alpha \vec{A}, \end{aligned} \tag{3.58}$$

где P_α – обобщенный импульс компонента, V_α – его скорость, M_α и Z_α – масса и заряд частиц сорта α (e – заряд электрона), A – векторный потенциал магнитного поля. Далее в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) будем рассматривать осесимметричные двумерные движения плазмы в плоскости (ρ, z) с азимутальным магнитным полем $H_\varphi(\rho, z)$. В этом случае, с учетом соотношений:

$$\begin{aligned} &\operatorname{rot}\left[\vec{V}_\alpha \times \operatorname{rot}\vec{P}_\alpha\right] = -\left(\vec{V}_\alpha \nabla\right)\operatorname{rot}\vec{P}_\alpha - \operatorname{rot}\vec{P}_\alpha \operatorname{div}\vec{V}_\alpha + \left(\operatorname{rot}\vec{P}_\alpha \nabla\right)\vec{V}_\alpha, \\ &\left(\operatorname{rot}\vec{P}_\alpha \nabla\right)\vec{V}_\alpha = \left(\operatorname{rot}\vec{P}_\alpha\right)_\varphi \frac{\left(\vec{V}_\alpha\right)_\rho}{\rho}, \end{aligned} \tag{3.59}$$

и уравнений непрерывности каждого компонента:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}\left(n_\alpha \vec{V}_\alpha\right) = 0, \qquad \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \left(\vec{V}_\alpha \nabla\right) n_\alpha + n_\alpha \operatorname{div}\left(\vec{V}_\alpha\right) = 0, \tag{3.60}$$

где n_α – концентрация, уравнения (3.58) приводятся к

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\Phi_\alpha}{r n_\alpha}\right) + \vec{V}_\alpha \nabla\left(\frac{\Phi_\alpha}{r n_\alpha}\right) = 0, \qquad \Phi_\alpha = HeZ_\alpha M_\alpha^{-1} + \operatorname{rot}\vec{V}_\alpha. \tag{3.61}$$

Для получения полной системы, уравнения (3.61) следует дополнить уравнениями Максвелла и либо уравнениями непрерывности, либо уравнениями движения.

В случае двумерного (x–y) несжимаемого движения можно определить функцию тока ψ в гидродинамическом смысле:

$$\vec{V} = -\left[\nabla\psi \times \vec{\imath}\right] \equiv \left(-\frac{\partial\psi}{\partial y}, \frac{\partial\psi}{\partial x}\right), \tag{3.62}$$

где $\vec{\imath}$ – единичный вектор, перпендикулярный плоскости движения. Ротор обобщенного импульса в этом случае направлен перпендикулярно плоскости движения ($\vec{\imath}\Phi$), и уравнение сохранения ротора вдоль траекторий частиц приводится к виду универсального двумерного уравнения «вмороженности»:

$$\frac{d\Phi}{dt} \equiv \frac{\partial\Phi}{\partial t} - \Omega\lambda^2\left[\nabla\psi \times \vec{\imath}\right]\nabla\Phi = 0\,, \tag{3.63}$$

где Ω и λ – характерные частота и размер задачи. Для замыкания уравнений необходимо определить связь между Φ и ψ. Феноменологически можно предложить простейшее выражение, учитывающее нелокальность взаимодействия (член с $\Delta\psi$) и слабую неоднородность среды (по оси y):

$$\Phi = \lambda^2\Delta\psi - C_1\psi + C_0 y\,, \tag{3.64}$$

где коэффициенты $C_{1,0}$ в общем случае зависят от y.

Это уравнение встречается при описании различных нелинейных явлений плазмы и идеальной жидкости [235]. Им описываются длинные нелинейные волны на поверхности (или в атмосфере) вращающейся планеты [225, 237, 238]; дрейфовые волны в плазме [225, 226, 237]; быстрые мелкомасштабные квазинейтральные возмущения электронного компонента [227]; движения электронов в сильном магнитном поле; ионные вихри в сильном магнитном поле, когда оба компонента являются замагниченными [229]. Далее приведем примеры задач, приводящих к указанному уравнению, и исследуем свойства его решений.

Квазинейтральные электронные вихри

Рассмотрим быстрые ($\omega >> \omega_{pi}, \omega_{Hi}$) мелкомасштабные ($l \sim 1/\omega_{pe}$,) квазинейтральные возмущения электронного компонента (ω_{pi} и ω_{pe} – плазменные ионная и электронная частоты, ω_{Hi} – ионная циклотронная частота, скорость света $c = 1$). Будем считать, что в плазме, обладающей цилиндрической симметрией, ионы покоятся. Выберем ортогональные координаты (x, y) так, что ось x совпадает с линиями тока начального невозмущенного состояния. Пусть возмущенное магнитное поле равно $(1 + \psi)\, H_0$. Так как токовая скорость пропорциональна rot$H$, в качестве функции тока можно выбрать ψ. Отметим, что хотя течение электронной жидкости в неоднородной плазме и не является несжимаемым ($eV_e \propto n^{-1}$rot$H$), в скорости (3.62) можно учесть только главный бездивергентный член, а слабо-неоднородные поправки вносятся в выражение для Ф. В рассматриваемом случае $\lambda = 1/\omega_{pe}$, $\Omega = \omega_{He}$ (электронная циклотронная частота), ротор обобщенного импульса электронов равен:

$$\mathrm{rot}\left(\vec{P}_e\right)e^{-1} = -\mathrm{rot}\left(\lambda^2\, \mathrm{rot}\, \vec{H}\right) - \vec{H}\,. \tag{3.65}$$

Если L – масштаб начальной неоднородности, l – характерный размер рассматриваемых возмущений то, пренебрегая членами, имеющими квадратичную малость по параметру λ/L, в случае $\lambda^2/L << l << (\lambda^2 L)^{1/3}$ для электронной жидкости из (3.61) получаем уравнение вида (3.63) [227]:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} - V_0 \frac{\partial}{\partial x} - \Omega_0 \lambda_0^2 \left[\nabla\psi \times \vec{\imath}\right]\nabla\right\}\left(\lambda_0^2 \Delta\psi - \psi + C_0 y\right) = 0\,, \tag{3.66}$$

где

$$V_0 = \Omega\lambda^2 \frac{\partial}{\partial y}\ln(rH),$$
$$C_0 = \frac{\partial}{\partial y}\ln\left(\frac{nr}{H}\right). \tag{3.67}$$

Все коэффициенты являются константами, а малые неоднородности учтены в последнем слагаемом.

Ионные вихри

В качестве другого примера, описываемого двумерным уравнением «вмороженности» (3.63) рассмотрим плазму с холодными замагниченными ионами и горячими электронами температуры T_e, успевающими приходить в термодинамическое равновесие в электрическом поле потенциала φ:

$$n_e = n_{0i} \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right). \tag{3.68}$$

В этом случае из ионного уравнения «вмороженности» ротора обобщенного импульса (3.61) с учетом уравнения Пуассона $n_e - n_i = (4\pi e)^{-1}\Delta\varphi$, можно получить уравнение, описывающее дрейфовые волны в плазме. Для плоской плазмы в однородном магнитном поле H для медленных движений в потенциальном электрическом поле $\vec{E} = -\nabla\varphi$ дрейфовая скорость ионов равна:

$$\vec{V}_D = -\frac{1}{H}\left[\nabla\varphi \times \vec{\imath}\right], \qquad \mathrm{rot}\vec{V}_D = \frac{1}{H}\Delta\varphi. \tag{3.69}$$

Уравнение (3.61) дает:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{H}\left[\nabla\varphi \times \vec{\imath}\right]\nabla\right\}\left[\frac{1}{n_e - \frac{1}{4\pi e}\Delta\varphi} + \frac{M_i}{eH^2 n_i}\Delta\varphi\right] = 0. \tag{3.70}$$

Если возмущения медленные и имеют малый масштаб l по сравнению с характерным размером неоднородности L: $\omega/\omega_{Hi} << l/L << 1$, то в плазме с неоднородными начальными концентрацией ионов и температурой электронов для $\psi \equiv e\varphi$ получаем уравнение, совпадающее с (3.63), (3.64).

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{eH}\left[\nabla\psi \times \vec{\imath}\right]\nabla\right\}\left[\lambda^2\Delta\psi - \psi\left(1 + \left(\ln\frac{n_{0i}}{T_e}\right)' y\right) - T_e\left(\ln n_{0i}\right)' y\right] = 0, \tag{3.71}$$

где штрих обозначает производную по y,

$$\lambda^2 \equiv \frac{T_e}{4\pi n e^2} + \frac{T_e M_i}{e^2 H^2} = R_D^2 + \frac{T}{M_i}\frac{1}{\omega_{Hi}^2}\,. \qquad (3.72)$$

Таким образом, к универсальному уравнению «вмороженности» приводятся уравнения, описывающие различные движения плазмы. Исследуем свойства устойчивых решений полученных уравнений.

Устойчивые вихри в однородной среде

Стационарными решениями двумерного уравнения «вмороженности» (3.63) являются конфигурации, в которых уровни функции тока ψ и ротора обобщенного импульса $\Phi = \lambda^2 \Delta\psi - \psi$ совпадают (следовательно, совпадают с ними и уровни функции $\Delta\psi$), то есть градиенты этих функций везде параллельны. Например, стационарными решениями в однородной среде являются все круглые вихри $\psi(r)$ ($r^2 = x^2 + y^2$). Покажем, что устойчивыми решениями являются все круглые вихри (как положительные, так и отрицательные) с любым монотонным профилем $\Phi(r)$, таким, что градиенты функций $\psi(r)$ и $\Phi(r)$ – противоположно направлены.

Причина существования функционального произвола профиля устойчивого вихря состоит в том, что уравнение (3.63) сохраняет бесконечно параметрическое множество (континуум) интегралов движения:

$$J_F \equiv \int F(\Phi)\,ds\,, \qquad (3.73)$$

где F – произвольная функция. При каждом наборе интегралов (3.73) существует свое устойчивое решение. Особенность двумерных вихрей состоит в том, что устойчивые вихри реализуют максимум полной энергии при фиксированных интегралах «вмороженности» (3.73) [227, 229].

Функцию тока ψ можно восстановить по «вмороженной» величине:

$$\psi(\vec{r}) = -\int \Phi(\vec{r}\,')K_0\left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}\,'|}{\lambda}\right)\frac{ds'}{2\pi\lambda^2}\,, \qquad (3.74)$$

где K_0 – нормированная функция Макдональда [91]: $\int_0^\infty K_0(x)xdx = 1$ (модифицированная цилиндрическая функция Бесселя). Для вихря с локализованной функцией Φ функция ψ является экспоненциально спадающей на расстояниях, больших по сравнению с размером вихря и масштабом λ:

$$\psi(r) \to -\int \Phi(\vec{r}\,')\frac{ds'}{2\pi\lambda^2}\sqrt{\frac{\pi\lambda}{2r}}\exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad r \to \infty. \tag{3.75}$$

Энергия системы, описываемой уравнением «вмороженности» равна:

$$W = -\int \psi\Phi ds = \int\int \Phi(\vec{r})\Phi(\vec{r}\,')K_0\left(\frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}{\lambda}\right)\frac{dsds'}{2\pi\lambda^2}. \tag{3.76}$$

Энергия W является положительно определенной величиной: для системы вихрей, имеющих локализованный ротор обобщенного импульса Φ, то есть с достаточно быстро спадающей на бесконечности функцией тока ψ:

$$W = -\int \psi\Phi ds = -\int \psi\left(\lambda^2\Delta\psi - \psi\right)ds = \int \lambda^2(\nabla\psi)^2 + \psi^2 ds > 0. \tag{3.77}$$

Найдем условия, при которых вихри реализуют максимум энергии (3.76) при фиксированных интегралах «вмороженности» (3.73) и, следовательно, являются устойчивыми. Во-первых, покажем, что энергия W в этом случае ограничена сверху:

$$W = \int\left(\Phi - \lambda^2\Delta\psi\right)\Phi ds = \int\left(\Phi^2 - \left(\lambda^2\Delta\psi\right)^2 - \left(\lambda\nabla\psi\right)^2\right)ds < \int \Phi^2 ds. \tag{3.78}$$

Далее найдем условия, при которых максимум достигается.

Рассмотрим вариации ротора обобщенного импульса вида:

$$\delta\Phi = [\nabla h \times \vec{\imath}]\nabla\Phi = h'_y\Phi'_x - h'_x\Phi'_y, \qquad \delta^2\Phi = [\nabla h \times \vec{\imath}]\nabla\delta\Phi. \tag{3.79}$$

Несложно убедиться, что все такие вариации сохраняют интегралы «вмороженности» (3.73) ($\delta J_F = 0$, $\delta^2 J_F = 0$). Фактически, такие вариации представляют собой несжимаемое «перемешивание» с сохранением Φ вдоль траекторий. Первая вариация энергии W равна:

$$\frac{\delta W}{2}=\int\left(\lambda^2\nabla\psi\nabla\delta\psi+\psi\delta\psi\right)ds=-\int\psi\delta\Phi ds=\int\left[\nabla\Phi\times\nabla\psi\right]hds\,. \qquad (3.80)$$

Первая вариация равна нулю (необходимое условие экстремума) на стационарных конфигурациях, то есть при параллельности градиентов функций $\nabla\psi$ и $\nabla\Phi$.

Вторая вариация с учетом (3.79) равна:

$$\delta^2W=-\int\delta\psi\delta\Phi ds-\int\psi\delta^2\Phi ds\,,$$

$$\delta^2W=\int\int\delta\Phi(\vec{r}_1)\delta\Phi(\vec{r}_2)\frac{K_0\left(\lambda^{-1}\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|\right)}{2\pi\lambda^2}ds_1ds_2+\int\left(\left[\nabla h\times\vec{\imath}\right]\nabla\psi\right)\delta\Phi ds\,. \qquad (3.81)$$

Очевидно, что второе слагаемое отрицательно, если градиенты функций $\nabla\psi$ и $\nabla\Phi$ противоположно направлены. Покажем, что в этом случае и вся вариация δ^2W отрицательна. Введем координаты $\vec{\imath}_\psi$ – вдоль линий тока в направлении скорости $\vec{V}=-\left[\nabla\psi\times\vec{\imath}\right]$ и $\vec{\imath}_\perp$ – в направлении $\nabla\psi$, так что $\left[\vec{\imath}_\perp\times\vec{\imath}_\psi\right]=\vec{\imath}$. Далее преобразуем $(\nabla\psi\cdot\vec{\imath}_\perp)$, воспользовавшись следующим очевидным свойством функции $K_0\left(\lambda^{-1}\left|\vec{r}-\vec{r}_2\right|\right)$:

$$\nabla_1K_0\left(\frac{\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|}{\lambda}\right)=K_0'\left(\frac{\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|}{\lambda}\right)\cdot\frac{\vec{r}_1-\vec{r}_2}{\lambda\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|}=-\nabla_2K_0\left(\frac{\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|}{\lambda}\right), \qquad (3.82)$$

Из (3.74) получаем:

$$\begin{aligned}(\nabla\psi\cdot\vec{\imath}_\perp)&=-\int\Phi(\vec{r}_2)\nabla_1K_0\left(\frac{\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|}{\lambda}\right)\frac{ds_2}{2\pi\lambda^2}\cdot\vec{\imath}_\perp(\vec{r}_1)=\\&=-\int\left(\nabla_2\Phi(\vec{r}_2)\cdot\vec{\imath}_\perp(\vec{r}_1)\right)K_0\left(\frac{\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|}{\lambda}\right)\frac{ds_2}{2\pi\lambda^2}.\end{aligned} \qquad (3.83)$$

Далее определим:

$$f(\vec{r})=\nabla h(\vec{r})\cdot\vec{\imath}_\psi(\vec{r}),\qquad a(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\vec{\imath}_\perp(\vec{r}_1)\cdot\vec{\imath}_\perp(\vec{r}_2)=\vec{\imath}_\psi(\vec{r}_1)\cdot\vec{\imath}_\psi(\vec{r}_2)\,. \qquad (3.84)$$

Из (3.81) получаем:

$$\delta^2W=\int\int\nabla_\perp\Phi(\vec{r}_1)\nabla_\perp\Phi(\vec{r}_2)\left[f(\vec{r}_1)f(\vec{r}_2)-f^2(\vec{r}_1)a(\vec{r}_1,\vec{r}_2)\right]\frac{K_0\left(\lambda^{-1}\left|\vec{r}_1-\vec{r}_2\right|\right)}{2\pi\lambda^2}ds_1ds_2\,. \qquad (3.85)$$

При рассмотрении круглых вихрей, вдоль изолиний тока выполняется: $\nabla_{\perp}\Phi = \mathrm{const}$. В этом случае интеграл (3.85) представим в виде:

$$\delta^2 W = \int\limits_{R1} \Phi'(r_1)\left\{\int\limits_{R2} \Phi'(r_2)\Im(r_1,r_2)\frac{r_2 dr_2}{\lambda^2}\right\} r_1 dr_1, \tag{3.86}$$

где

$$\Im(r_1,r_2) = \int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi}\left\{f(r_1,\varphi_1)f(r_2,\varphi_2) - f^2(r_1,\varphi_1)\cos(\varphi_1-\varphi_2)\right\}\frac{K_0(\lambda^{-1}r_{12})}{2\pi}d\varphi_1 d\varphi_2,$$
$$r_{12} = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2\cos(\varphi_1-\varphi_2)}. \tag{3.87}$$

Указанный интеграл не содержит формы вихря. Несложно проверить, что максимум $\Im$ при фиксированных интегралах $\int f d\varphi = 0$ и $\int f^2 d\varphi = \mathrm{const}$ равен нулю – максимум интеграла $\Im$ достигается в том случае, когда $f \propto \sin(\varphi-\varphi_0)$, то есть возмущение представляет собой параллельный перенос ($\nabla h = \mathrm{const}$). Следовательно, вторая вариация $\delta^2 W$ (3.86) отрицательна, если $\Phi'(r) \le 0$.

Таким образом, показано, что в случае однородной среды все круглые монотонные вихри с монотонно спадающим по радиусу профилем $\Phi(r)$, устойчивы, так как реализуют максимум полной энергии. Заметим, что при доказательстве устойчивости мы пользовались только равенством нулю вариации функции тока ψ на бесконечной границе области, а не малостью самой функции ψ. Приведем пример устойчивого решения:

$$\frac{\psi}{\psi_0} = \begin{cases} \dfrac{l}{\lambda}\dfrac{K_1(\lambda^{-1}R)}{K_0(\lambda^{-1}R)}\dfrac{\left(I_0(l^{-1}R) - I_0(l^{-1}r)\right)}{I_1(l^{-1}R)} + 1 & r \le R, \\ \dfrac{K_0(\lambda^{-1}r)}{K_0(\lambda^{-1}R)} & r \ge R, \end{cases} \tag{3.88}$$

где K_0 и I_0 – модифицированные функции Бесселя. Для такого вихря

$$\frac{\Phi}{\psi_0} = \frac{\lambda^2\Delta\psi - \psi}{\psi_0} = \begin{cases} \left(\lambda^2/l^2 - 1\right)\psi - \Phi_0 & r \le R, \\ 0 & r \ge R, \end{cases} \tag{3.89}$$

$$\Phi_0 = \left(\frac{\lambda}{l}\right)^2 \left(\frac{l}{\lambda}\frac{K_1\left(\lambda^{-1}R\right)}{K_0\left(\lambda^{-1}R\right)}\frac{I_0\left(l^{-1}R\right)}{I_1\left(l^{-1}R\right)} + 1\right).$$

Данное решение удовлетворяет условию устойчивости при $l \geq \lambda$.

Устойчивые вихри в неоднородной среде

При наличии слабой неоднородности среды, учитываемой в двумерном уравнении (3.63) линейным членом $C_0 y$ ($C_0 = \text{const}$) во «вмороженной» величине Φ (3.64), рассматриваемое уравнение сохраняет конечные интегралы «вмороженности», аналогичные (3.73):

$$J_F \equiv \int F(\Phi) - F(C_0 y) ds\,. \tag{3.90}$$

Так как рассматриваемое уравнение инвариантно относительно сдвигов вдоль оси x даже с учетом неоднородности среды по y, то сохраняется импульс

$$P_x \equiv \int y\widetilde{\Phi} ds\,, \qquad \widetilde{\Phi} \equiv \lambda^2 \Delta\psi - \psi = \Phi - C_0 y\,. \tag{3.91}$$

Для локализованных решений:

$$P_x = \int y\left(\lambda^2 \Delta\psi - \psi\right) ds = \int \psi\left(\lambda^2 \Delta y - y\right) ds = -\int y\psi ds\,, \tag{3.92}$$

следовательно, сохранение импульса равносильно сохранению среднего положения вихря по оси y:

$$\langle y \rangle \equiv \frac{\int y\psi ds}{\int \psi ds}\,.$$

Интеграл энергии (3.76) удобно представить в виде:

$$W = -\int \psi\Phi ds = -\int \left(\psi\widetilde{\Phi} + C_0 y\psi\right) ds = \widetilde{W} + C_0 P_x\,, \qquad \widetilde{W} = -\int \psi\widetilde{\Phi} ds\,. \tag{3.93}$$

Далее рассмотрим класс решений, аналогичных устойчивым в однородной среде, круглым вихрям. Для этих решений

$$J_1 \equiv \int \widetilde{\Phi} ds \neq 0\,. \tag{3.94}$$

Умножая уравнение движения (3.63) на x и, интегрируя по всей области вихря, получаем, что все вихри с $J_1 \neq 0$ должны дрейфовать вдоль оси x с одинаковой скоростью $\Omega\lambda^2 C_0$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int x\Phi ds = \Omega\lambda^2 \int\left(x\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\widetilde{\Phi}}{\partial x} - x\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\widetilde{\Phi}}{\partial y}\right)ds - \Omega\lambda^2 C_0 \int x\frac{\partial\psi}{\partial x}ds\,,$$

$$\frac{\partial\langle x\rangle}{\partial t}J_1 = -\Omega\lambda^2\int\widetilde{\Phi}\frac{\partial\psi}{\partial y}ds + \Omega\lambda^2 C_0\int\psi ds = \Omega\lambda^2 C_0 J_1\,, \tag{3.95}$$

где $\langle x\rangle \equiv \int x\psi ds \Big/ \int\psi ds$.

В системе отсчета, движущейся вдоль оси x со скоростью дрейфа вихрей, устойчивые решения будут стационарны. В этой системе уравнение движения совпадает с уравнением движения для однородной среды ($\Phi = \lambda^2\Delta\breve{\psi} - \breve{\psi}$) если в качестве функции тока использовать $\breve{\psi} = \psi - C_0 y$. Но граничные условия для неоднородной среды отличаются: $\breve{\psi} \to -C_0 y$ при $r \to \infty$, так как в системе отсчета, дрейфующей вместе с вихрем, среда движется со скоростью $\Omega\lambda^2 C_0$ в направлении, противоположном дрейфу. Для стационарных решений, как и в случае однородной среды, уровни функций $\breve{\psi}$ и Φ совпадают, то есть $\breve{\psi}(\Phi)$ – это функция. Так как для локализованных вихрей (по функции $\widetilde{\Phi}$) на разомкнутых изолиниях тока при $r \to \infty$ выполняется соотношение, следующее из граничных условий, $\breve{\psi}(\Phi) = \Phi = -C_0 y \Rightarrow \lambda^2\Delta\breve{\psi} = \Phi - \breve{\psi} = 0$ то, следовательно, и на всей длине изолинии $\Delta\psi = 0$; то есть функция тока является гармонической на всех разомкнутых изолиниях.

Условие устойчивости вихрей – реализация максимума энергии при фиксированных интегралах «вмороженности» аналогично случаю однородной среды приводит к требованию существования взаимнооднозначной функции $\breve{\psi}(\Phi)$ такой, что $\breve{\psi}'(\Phi) \leq -1$. Найдем

условный экстремум энергии (3.93) при сохранении интегралов (3.90). Рассмотрим интеграл: $\Im = W - C_0 P_x + 2J_F$. Первая вариация

$$\frac{\delta\Im}{2} = \int \left(F'(\Phi) - \breve{\psi}\right)\delta\Phi ds \tag{3.96}$$

равна нулю в том случае, когда $\breve{\psi}$ есть функция от Ф. Штрих обозначает производную по аргументу Ф. Вторая вариация

$$\begin{aligned}\frac{\delta\Im}{2} &= \int \left(\breve{\psi}'(\Phi)(\delta\Phi)^2 - \delta\breve{\psi}\delta\Phi\right)ds = \\ &= \int \left(\breve{\psi}'(\Phi) + 1\right)(\delta\Phi)^2 ds - \int \left(\left(\lambda^2 \Delta\delta\breve{\psi}\right)^2 + \left(\lambda\nabla\delta\breve{\psi}\right)^2\right)ds\end{aligned} \tag{3.97}$$

отрицательна, если $\breve{\psi}'(\Phi) \le -1$.

Таким образом, наличие слабой неоднородности среды не нарушает устойчивости вихрей. Неоднородность искажает форму вихря и создает равномерный дрейф в направлении, перпендикулярном градиенту неоднородности. Макроскопическими последствиями существования устойчивых вихрей является изменение скорости переноса тепла и частиц.

В том случае, когда плазма содержит β^--активные ионы (например, тритий) наличие электронных вихрей в плазме будет приводить к тому, что в области устойчивых вихрей магнитное поле возмущается. Изменение магнитного поля будет приводить к изменению вероятности β^--распада ионов (3.57): в области положительных вихрей (увеличенное магнитное поле) интенсивность β-распада возрастает, а в области отрицательных вихрей – уменьшается. Так как устойчивые вихри реализуют именно максимум энергии, увеличение β-активности в области вихря с увеличенным магнитным полем будет приводить к дополнительной накачке энергии в область вихря с сохранением его устойчивости. Таким образом, развитие вихревых неустойчивостей даже в однородной плазме будет приводить к пространственным неоднородностям β-активности и, следовательно, к неоднородностям в распределении исходных ионов и ионов-продуктов β-распада.

ГЛАВА 4.
ЗАПРЕЩЕННЫЕ β-РАСПАДЫ И ИЗОМЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

В данной главе рассмотрено изменение вероятности запрещенных электронных β-распадов под действием внешнего сверхсильного магнитного поля [239] и изменение вероятности внутренней конверсии под действием электрического и магнитного полей [240].

4.1. Запрещенные электронные β-распады в сверхсильном магнитном поле

В третьей главе исследовано изменение вероятности разрешенных β-распадов в сверхсильном магнитном поле из-за изменения плотности электронных состояний в области ядра. При рассмотрении запрещенных β-распадов в матричном элементе перехода (1.83) первые интегралы $\langle 1 \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$ (1.85), пропорциональные плотности электронов в области ядра, равны нулю. Следовательно, необходимо исследовать изменение вклада интегралов более высокого порядка. Как уже было оговорено (гл. 3), мы рассматриваем магнитные поля, малые в ядерном масштабе, то есть, считаем, что ядерные матричные элементы не меняются, а изменение вероятности происходит только за счет изменения электронных функций распределения.

Определим, как зависят ненулевые матричные элементы запрещенных β-распадов от напряженности магнитного поля. Далее ядро описываем в нерелятивистском (паулиевском) приближении независимых нуклонов в системе покоя ядра и пренебрегаем импульсом отдачи (начало системы координат расположим в центре ядра). При вычислении

матричного элемента (1.83) приходим к интегралам, которые берутся по объему ядра:

$$
\begin{aligned}
M_S &= \int \Re_V(\mathbf{r})\overline{\psi}_e\left(1+\gamma^5\right)\psi_\nu d^3r\,,\\
M_V &= \int \Re_V(\mathbf{r})\overline{\psi}_e\gamma^0\left(1+\gamma^5\right)\psi_\nu d^3r\,,\\
M_T &= \int \Re_{Aj}(\mathbf{r})\overline{\psi}_e\gamma^0\gamma^j\left(1+\gamma^5\right)\psi_\nu d^3r\,,\\
M_A &= \int \Re_{Aj}(\mathbf{r})\overline{\psi}_e\gamma^j\left(1+\gamma^5\right)\psi_\nu d^3r\,,
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

где $\psi_{e,\nu}$ – функции Дирака для электрона и нейтрино,

$$
\begin{aligned}
\Re_V(\mathbf{r}) &= \sum_i \Psi_{\mathrm{P}}'^{+}\tau_i\Psi_{\mathrm{P}}\,,\\
\Re_{Aj}(\mathbf{r}) &= \sum_i \Psi_{\mathrm{P}}'^{+}\left(\sigma_j\right)_i\tau_i\Psi_{\mathrm{P}}\,,
\end{aligned}
\tag{4.2}
$$

Ψ_{P} и Ψ_{P}' – начальная и конечная волновые функция ядра в паулиевском приближении, τ_i – оператор, переводящий $i^{\text{ый}}$ нейтрон ядра в протон (сумма по i берется по всем нуклонам ядра).

Расчет полной вероятности β-распада запрещенного перехода проводится по следующему плану:

- Рассчитываются матричные элементы перехода (4.1), для определенных состояний электрона и нейтрино;
- Квадрат суммы матричных элементов дает вероятность распада в определенное лептонное состояние;
- Полученная вероятность суммируется по всем допустимым состояниям нейтрино и электрона, с учетом законов сохранения.

После этого следует получить отношение вероятностей распада во внешнем сверхсильном магнитном поле и в отсутствии внешних полей. Сложность расчета вероятности запрещенных распадов заключается в том, что различные матричные элементы (4.1) могут быть сравнимыми по порядку величины, а их соотношение определяется конкретными ядерными функциями.

Представим угловые зависимости всех функций, встречающихся в интегралах (4.1) в виде разложения по ортонормированным сферическим функциям [241] (сферические координаты r, φ, θ):

$$\psi(r,\varphi,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}a_{lm}(r)Y_l^m(\varphi,\theta),$$
$$a_{lm}(r)=\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\sin\theta\, Y_l^m(\varphi,\theta)^*\psi(r,\varphi,\theta)d\theta d\varphi, \tag{4.3}$$

где

$$Y_l^m(\varphi,\theta)=\sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}\frac{(2l+1)}{4\pi}}P_l^m(\cos\theta)e^{im\varphi}, \tag{4.4}$$

$P_l^m(\cos\theta)$ – присоединенные полиномы Лежандра. При преобразовании инверсии $\theta\to\pi-\theta$; $\varphi\to\varphi+\pi$ четность сферической функции равна $(-1)^l$:

$$Y_l^m(\varphi,\theta)\to(-1)^l Y_l^m(\varphi,\theta), \tag{4.5}$$

Известно правило произведения сферических функций [18, 22, 241]:

$$Y_{l_1}^{m_1}(\varphi,\theta)\cdot Y_{l_2}^{m_2}(\varphi,\theta)=\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\sum_{l=l_{\min}}^{l_1+l_2}\widetilde{C}^{l}_{l_1,m_1,l_2,m_2}Y_l^{m_1+m_2}(\varphi,\theta), \tag{4.6}$$

где

$$l_{\min}=\max(|l_1-l_2|;m_1+m_2), \tag{4.7}$$

так как при $l<m$ $Y_l^m\equiv 0$. Коэффициенты $\widetilde{C}^{l}_{l_1,m_1,l_2,m_2}$ выражаются через коэффициенты Клебша–Гордана:

$$\widetilde{C}^{l}_{l_1,m_1,l_2,m_2}=\sqrt{\frac{(2l_1+1)(2l_2+1)}{(2l+1)}}C^{l,0}_{l_1 0,l_2 0}C^{l,m_1+m_2}_{l_1m_1,l_2m_2}, \tag{4.8}$$

Значения коэффициентов Клебша–Гордана приведены в [241].

Известно разложение плоской волны по сферическим функциям [18, 241]. Если волновой вектор направлен вдоль оси $\zeta=r\cos\theta$:

$$\exp(ip\zeta)=\exp(ipr\cos\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}2\pi i^l\sqrt{\frac{2l+1}{2pr}}\cdot J_{l+1/2}(pr)Y_l^0(\theta), \tag{4.9}$$

где J – функции Бесселя первого порядка. При произвольном направлении волнового вектора, используя правило сложения:

$$Y_l^0(\theta) = \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} \sum_{m=-l}^{l} Y_l^m(\varphi_1, \theta_1)^* Y_l^m(\varphi_2, \theta_2), \tag{4.10}$$

где θ – угол между векторами (φ_1, θ_1) и (φ_2, θ_2), получаем:

$$\exp(i\vec{p}\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} 2\pi i^l \sqrt{\frac{2\pi}{pr}} \cdot J_{l+1/2}(pr) \sum_{m=-l}^{l} Y_l^m(\Phi, \Theta)^* Y_l^m(\varphi, \theta), \tag{4.11}$$

где (φ, θ) – направление радиус-вектора, (Φ, Θ) – направление волнового вектора. Для малых значений аргумента $pr << 1$ из (4.9) и (4.11) получаем асимптотики:

$$\begin{aligned} &\exp(ip\zeta) \approx \sum_{l=0}^{\infty} 2i^l \frac{\sqrt{\pi(2l+1)}}{(2l+1)!!} (pr)^l Y_l^0(\theta), \\ &\exp(i\vec{p}\vec{r}) \approx \sum_{l=0}^{\infty} \frac{4\pi i^l}{(2l+1)!!} (pr)^l \sum_{m=-l}^{l} Y_l^m(\Phi, \Theta)^* Y_l^m(\varphi, \theta). \end{aligned} \tag{4.12}$$

В зависимости от того, с какого индекса s начинается разложение по сферическим функциям Y_s ядерной части в подынтегральном выражении (4.1), переходы являются или разрешенными ($s = 0$), или s-кратно запрещенными. Для порядка запрета s выполняются следующие правила: если ΔI – изменение спина ядра, а $\Delta\pi = \pm 1$ – изменение четности, то

- $s = \Delta I$, если $\Delta\pi = (-1)^{\Delta I}$
- $s = |\Delta I - 1|$, если $\Delta\pi = (-1)^{\Delta I + 1}$ – уникально запрещенные переходы.

Такое определение порядка запрета совпадает с общепринятым [18, 22] и включает разрешенные переходы. Обратим внимание на то, что в разложении плоской волны нижний параметр сферической функции всегда совпадает со степенью радиуса (4.12). Так как сферические функции ортогональны и разложение ядерной части матричного элемента (4.1) запрещенного β-распада порядка s начинается с Y_s, то разложение лептонных произведений ненулевого матричного элемента также должно содержать сферические функции с нижним индексом большим или равным s.

Известно [152, 209], что два класса решений уравнения Дирака для нейтрино импульса p в сферической системе координат представляют собой спиноры:

$$\psi_{jm}^{(\pm)} = \begin{pmatrix} X_1^{\pm} R_{p,l_u}(r) Y_{l_u}^{m^-} \\ \mp X_2^{\mp} R_{p,l_u}(r) Y_{l_u}^{m^+} \\ -iX_1^{\mp} R_{p,l_d}(r) Y_{l_d}^{m^-} \\ -iX_2^{\pm} R_{p,l_d}(r) Y_{l_d}^{m^+} \end{pmatrix}, \tag{4.13}$$

где $m^+ = m$, $m^- = m - 1$, $l_u = j \mp \frac{1}{2}$, $l_d = j \pm \frac{1}{2}$,

$$X_1^{\pm} = \sqrt{\frac{j + \frac{1}{2} \pm m^-}{2j + 1 \mp 1}}, \qquad X_2^{\pm} = \sqrt{\frac{j + \frac{1}{2} \pm m^+}{2j + 1 \pm 1}},$$

j – квантовое число полного углового момента (полуцелое), m – магнитное квантовое число (целое); два знака относятся к двум состояниям спина: верхний – по, нижний – против полного момента; $R_{p,l}$ выражаются через функции Бесселя полуцелого порядка (l – целое):

$$R_{p,l}(r) = \sqrt{\frac{\pi p}{r}} J_{l+\frac{1}{2}}(pr) \to \frac{\sqrt{2}\, p^{l+1}}{(2l+1)!!} r^l, \quad \text{при} \quad r \to 0. \tag{4.14}$$

Представим полученные ранее решения уравнения Дирака для электрона во внешнем постоянном магнитном поле и центральном электрическом поле ядра (3.9), (3.23) в цилиндрических координатах (ρ, φ, ζ), $\rho = r\sin\theta$, в виде:

$$\psi_{Nn}(t, \rho, \varphi, \zeta) = \sqrt{\frac{\gamma}{8\pi}} \exp(-iEt) \times \begin{pmatrix} \sqrt{1 \pm E_0^{-1}} J_{N,n,1}^{-}(\rho, \varphi, \zeta) \\ \pm \sqrt{1 \mp E_0^{-1}} J_{N,n,2}^{+}(\rho, \varphi, \zeta) \\ i\sqrt{1 \pm E_0^{-1}} J_{N,n,2}^{-}(\rho, \varphi, \zeta) \\ \pm i\sqrt{1 \mp E_0^{-1}} J_{N,n,1}^{+}(\rho, \varphi, \zeta) \end{pmatrix}, \tag{4.15}$$

где

$$J_{N,n,h}^{+}(\rho, \varphi, \zeta) \equiv I_{N,n}(\tfrac{1}{2}\gamma\rho^2) e^{i(N-n)\varphi} \xi_h(\zeta),$$

$$J_{N,n,h}^{-}(\rho, \varphi, \zeta) = J_{N-1,n,h}^{+}(\rho, \varphi, \zeta), \quad h = 1, 2.$$

Для малых радиусов $\gamma\rho^2 << 1$ (это приближение допустимо, так как размеры ядра малы по сравнению с ларморовским радиусом) найдем первый ненулевой член разложения этого выражения по степеням r в сферических координатах.

Если $N > n$, то

$$J^{+}_{N,n,h}(r,\varphi,\theta) = \frac{1}{l_e^{+}!}\sqrt{\frac{N!}{n!}}\left(\sqrt{\tfrac{1}{2}\gamma}\cdot r\sin\theta\right)^{l_e^{+}}\xi_h(r\cos\theta)e^{il_e^{+}\varphi},$$

$$J^{+}_{N,n,h}(r,\varphi,\theta) \approx K^{+}_{N,n}\cdot\left(\sqrt{N\gamma}\cdot r\sin\theta\right)^{l_e^{+}}\xi_h(r\cos\theta)e^{il_e^{+}\varphi},$$

$$l_e^{\pm} = N - n - \tfrac{1}{2} \pm \tfrac{1}{2}, \tag{4.16}$$

$$K^{+}_{N,n} = \frac{1}{l_e^{+}!}\sqrt{\frac{N!}{n!(2N)^{l_e^{+}}}},$$

$$K^{-}_{N,n} = K^{+}_{N-1,n}.$$

Если $n > N$, то, пользуясь соотношениями (1.18) для полиномов Лагерра:

$$\begin{aligned} I_{N,n}(u^2) &\sim \sqrt{\frac{n!}{N!}}u^{-|l_e|}L_n^{-|l_e|} = \sqrt{\frac{n!}{N!}}u^{-|l_e|}\frac{(n-|l_e|)!}{n!}u^{2|l_e|}L_{n-|l_e|}^{|l_e|} = \\ &= \sqrt{\frac{N!}{n!}}u^{|l_e|}L_{n-|l_e|}^{|l_e|} \sim \sqrt{\frac{N!}{n!}}u^{|l_e|}\frac{(N+|l_e|)!}{N!|l_e|!} = \frac{1}{|l_e|!}\sqrt{\frac{n!}{N!}}u^{|l_e|}, \end{aligned} \tag{4.17}$$

в (4.16) будут следующие изменения:

$$\begin{aligned} J^{+}_{N,n,h}(r,\varphi,\theta) &\approx K^{+}_{N,n}\cdot\left(\sqrt{n\gamma}\cdot r\sin\theta\right)^{|l_e^{+}|}\xi_h(r\cos\theta)e^{il_e^{+}\varphi}, \\ K^{+}_{N,n} &= \frac{1}{|l_e^{+}|!}\sqrt{\frac{n!}{N!(2n)^{|l_e^{+}|}}}. \end{aligned} \tag{4.18}$$

Для $N = n$ в (4.16) остается только одно состояние $l_e^{+} = 0$. В квазиклассическом случае при небольших l_e ($n >> l_e$) получаем, что коэффициенты K не зависят от параметров n и H (здесь и далее для упрощения записи индексы «±» будем опускать в тех случаях, когда это не вызовет недоразумений):

$$K_{l_e} = \frac{1}{l_e!}\sqrt{\frac{(N-l_e+1)(N-l_e+2)...N}{(2N)^{l_e}}} \sim \frac{1}{l_e!\sqrt{2^{l_e}}}, \quad N > n,$$
$$K_{l_e} = \frac{1}{|l_e|!}\sqrt{\frac{(n-|l_e|+1)(n-|l_e|+2)...n}{(2n)^{|l_e|}}} \sim \frac{1}{|l_e|!\sqrt{2^{|l_e|}}}, \quad N < n. \tag{4.19}$$

Характерный масштаб изменения функций $\xi(\zeta)$ порядка боровского радиуса α^{-1} (3.30), который в сверхсильном магнитном поле много больше ларморовского радиуса $\gamma^{-1/2}$ (1.14). Следовательно, в разложении (4.16) для функций $\xi(\zeta)$ можно оставить только первый член.

- Для четных $\xi(\zeta)$:

$$J_{N,n}^{(g)} \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} A^{(g)} K_{l_e} \cdot \left(\sqrt{N\gamma}\cdot r\right)^{l_e} \sum_{l'=l_e}^{\infty} a_{l_e l'}^{(g)} Y_{l'}^{l_e}, \qquad A^{(g)} = \xi(0),$$
$$a_{l_1 l_2}^{(g)} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{(l_2-l_1)!(2l_2+1)}{(l_2+l_1)!}} \int_0^{\pi} \sin^{l_1+1}\theta P_{l_2}^{l_1}(\cos\theta) d\theta. \tag{4.20}$$

Амплитуда $A^{(g)}$ в нуле так же, как и в случае разрешенных распадов, определяется условием нормировки. Для связанных (в продольном направлении) состояний с квантовым числом продольного движения κ – это условие (3.46):

$$A^{(g)} \sim \sqrt{\frac{\alpha Z}{\kappa}}. \tag{4.21}$$

- Для нечетных $\xi(\zeta)$:

$$J_{N,n}^{(u)} \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} A^{(u)} K_{l_e} \cdot \left(\sqrt{N\gamma}\right)^{l_e} r^{l_e+1} \sum_{l'=l_e}^{\infty} a_{l_e l'}^{(u)} Y_{l'}^{l_e}, \qquad A^{(u)} = \xi'_{\zeta}(0),$$
$$a_{l_1 l_2}^{(u)} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{(l_2-l_1)!(2l_2+1)}{(l_2+l_1)!}} \int_0^{\pi} \sin^{l_1+1}\theta \cos\theta P_{l_2}^{l_1}(\cos\theta) d\theta. \tag{4.22}$$

С учетом (3.34) и (3.21)

$$A^{(u)} \sim k g_u'^{(u)} \sim \frac{k}{u_0} A^{(g)} \sim \sqrt{\gamma} A^{(g)}. \tag{4.23}$$

Для первых 20 коэффициентов $a_{ll'}$ (l, $l' \le 3$) несложно получить:

$$
\begin{aligned}
&P_0^0(\cos\theta) = 1, && a_{00}^{(g)} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} && a_{00}^{(u)} = 0 \\
&P_1^0(\cos\theta) = \cos\theta, && a_{01}^{(g)} = 0, && a_{01}^{(u)} = \frac{1}{\sqrt{3\pi}}, \\
&P_2^0(\cos\theta) = \tfrac{3}{2}\cos^2\theta - \tfrac{1}{2}, && a_{02}^{(g)} = 0 && a_{02}^{(u)} = 0 \\
&P_3^0(\cos\theta) = \left(\tfrac{5}{2}\cos^2\theta - \tfrac{3}{2}\right)\cos\theta, && a_{03}^{(g)} = 0 && a_{03}^{(u)} = 0 \\
&P_1^1(\cos\theta) = -\sin\theta, && a_{11}^{(g)} = -\sqrt{\frac{2}{3\pi}}, && a_{11}^{(u)} = 0, \\
&P_2^1(\cos\theta) = -3\sin\theta\cos\theta, && a_{12}^{(g)} = 0, && a_{12}^{(u)} = -\sqrt{\frac{2}{15\pi}}, \\
&P_3^1(\cos\theta) = -\tfrac{3}{2}\left(5\cos^2\theta - 1\right)\sin\theta, && a_{13}^{(g)} = 0, && a_{13}^{(u)} = 0, \\
&P_2^2(\cos\theta) = 3\sin^2\theta, && a_{22}^{(g)} = 2\sqrt{\frac{2}{15\pi}}, && a_{22}^{(u)} = 0, \\
&P_3^2(\cos\theta) = 15\sin^2\theta\cos\theta && a_{23}^{(g)} = 0, && a_{23}^{(u)} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{105\pi}}, \\
&P_3^3(\cos\theta) = -15\sin^3\theta && a_{33}^{(g)} = \frac{-4}{\sqrt{35\pi}}, && a_{33}^{(u)} = 0.
\end{aligned}
\tag{4.24}
$$

Из сравнения (4.20) и (4.22) с учетом (4.24) ясно, что электронные состояний с нечетными функциями $\xi(\zeta)$ дают вклад более высокого порядка малости, так как при одинаковых сферических функциях множитель нечетного состояния относится к множителю четного как радиус ядра к ларморовскому радиусу электрона. Заметим, что в решениях (3.23) всегда четности функций ξ_1 и ξ_2 различны, что следует из уравнений (3.28).

Для запрещенного перехода порядка s исследуем первые ненулевые члены разложения пространственной части лептонных произведений по сферическим функциям в матричных элементах (4.1). Пусть N – номер уровня Ландау поперечного движения электрона в магнитном поле, n – радиальное квантовое число электронной функции распределения. Из (4.13) для отдельных произведений (4.1) получаем:

$$\psi_e^{(t)*}\psi_\nu^{(i)} = D^{(ti)}\sqrt{\gamma}\,p^{l_\nu+1}\left(\sqrt{N\gamma}\right)^{l_e} r^{l_e+l_\nu} Y_{l_\nu}^{m} \sum_{l'=l_e}^{\infty} a_{l_e l'} Y_{l'}^{l_e} \,. \tag{4.25}$$

где l_ν равно l_u или l_d, соответственно для «верхних» или «нижних» компонент,

$$D^{(ti)} = \frac{A}{2\pi}\sqrt{1 \pm E_0^{-1}}\,\frac{K^{(t)}X^{(i)}}{(2l_\nu+1)!!}\,,$$

$$K^{(1)} = K^{(3)} = K_{l_e^-}^{-}\,, \qquad K^{(2)} = K^{(4)} = \pm K_{l_e^+}^{+}\,, \tag{4.26}$$

$$X^{(1)} = X_1^{\pm}\,,\ X^{(2)} = \mp X_2^{\mp}\,, \qquad X^{(3)} = X_1^{\mp}\,,\ X^{(4)} = X_2^{\pm}\,.$$

Знаки «±» для электронной части относятся к двум состояниям электрона: спин направлен по- или против- направления магнитного поля, для нейтринной части – два состояния нейтрино: спин направлен по- или против- орбитального момента импульса нейтрино. Учитывая правила умножения сферических функций (4.6), (4.7) для произведений в (4.25) получаем:

$$Y_{l_\nu}^{m_\nu} \sum_{l'=l_e}^{\infty} a_{l_e l'} Y_{l'}^{l_e} = \sum_{l'=l_e}^{\infty} \sum_{l=\max\left(\left|l_\nu - l'\right|, m_\nu + l_e\right)}^{l_\nu + l'} a_{l_e l'} C_{l_\nu, l'}^{l} Y_l^{m_\nu + l_e} \,. \tag{4.27}$$

Для расчета матричных элементов необходимо знать разложение ядерной части матричного элемента по сферическим функциям, которое для конкретного распада можно получить, пользуясь моделью ядерных оболочек [192, 242]. Главный член каждого произведения (4.25) – это член с минимальным значением степени радиуса r. Так как для каждого выражения (4.25) выполняются очевидные условия:

$$\begin{cases} l_\nu + l_e \ge m_\nu + l_e \\ l_\nu + l_e \ge \left|l_\nu - l_e\right| \end{cases} \Rightarrow \left(l_\nu + l_e\right) \ge \max\left(\left|l_\nu - l_e\right|, m_\nu + l_e\right), \tag{4.28}$$

то из (4.27) следует, что минимальное значение суммы $l_\nu + l_e$, дающее вклад в член разложения лептонной части пропорциональный Y_s равно степени запрета s. Во всех выражениях (4.25) степень r равна сумме

нижнего индекса нейтринной сферической функции и верхнего индекса электронной сферической функции (т. е. в обозначениях (4.27) $l_\nu + l_e$). Следовательно, главный член разложения лептонных произведений равен:

$$\psi_e^{(t)*}\psi_\nu^{(i)} = a_{l_e l_e}\widetilde{C}^{l_e+l_\nu}_{l_e,l_e,l_\nu,l_\nu} D^{(ti)}\sqrt{\gamma}\, p^{l_\nu+1}\left(\sqrt{N\gamma}\right)^{l_e} r^{l_e+l_\nu} Y^{l_e+m}_{l_e+l_\nu} \quad . \tag{4.29}$$

Следовательно, для запрещенного β-распада порядка s в сверхсильном магнитном поле правилами отбора лептонных состояний будут $l_\nu + l_e^+ = s$ или $l_\nu + l_e^+ = s+1$, то есть условия, формально аналогичные соответствующим правилам в отсутствии внешних полей. Однако существенное отличие состоит в том, что для электронной функции распределения l_e является не квантовым числом орбитального момента импульса (который в данной геометрии не сохраняется), а проекцией момента импульса на направление магнитного поля.

Пользуясь соотношениями (4.29) можно получить выражения для всех матричных элементов запрещенных распадов в сверхсильном магнитном поле. Однако в общем случае (без точного знания ядерных функций) это не приведет к определенному результату: коэффициенты в (4.29) различны для разных компонент спиноров (t и i), следовательно, зависимости разных матричных элементов от напряженности магнитного поля будут различны, а в вероятность запрещенных распадов разные матричные элементы дают сравнимый вклад.

4.2. Увеличение вероятности уникальных запрещенных β-распадов в сверхсильном магнитном поле

Для уникальных запрещенных переходов порядка $s > 0$, определяющий вклад в вероятность β-распада вносит только один матричный элемент (тензорный) [55] с изменением момента импульса $\Delta I = s + 1$. В этом случае (как и в случае разрешенных распадов) при вычислении полной вероятности ядерную часть матричного элемента

можно вынести из-под знака суммирования по лептонным состояниям в (4.1):

$$\lambda = \frac{G^2}{2\pi^3}\left|M_N\right|^2 f_s(Z,Q),$$

где $M_N = \int \Re(\mathbf{r}) r^s Y_s(\theta,\varphi) d^3 r$ – соответствующий первый ненулевой момент ядерной части матричного элемента, f_s – интегральная функция Ферми, Q – энергия ядерного перехода. В невозмущенном случае (отсутствие внешнего магнитного поля):

$$f_s(Z,Q) = \int_1^Q F(Z,E)\cdot E\sqrt{E^2-1}\cdot(Q-E)^2 S_s dE\,, \tag{4.30}$$

где F – функция Ферми, учитывающая отличие плотности электронов на ядре от плотности свободных частиц, S_s – невозмущенный формфактор уникального спектра порядка запрета s [22, 55]. Например, $S_1 = p^2 L_0 + 9L_1$, значения $L_{0,1}$ табулированы [55]. Если пренебречь электрическим полем ядра, то $S_1 = p^2 + (E^2-1)$. В [55] табулированы также и отношения интегральной функции Ферми уникального распада к функции Ферми разрешенного распада одинаковой граничной энергии $\Sigma_s \equiv f_s / f_0$.

При наложении внешнего сверхсильного магнитного поля из (4.29) с учетом (4.19), (4.26) получаем, что основной член вероятности распада, просуммированный по всем значениям l_e (с учетом двух состояний – положительное и отрицательное l_e) пропорционален

$$\lambda \propto A^2 \gamma p^2 \sum_{l=0}^{s} T_l^s (N\gamma)^l p^{2(s-l)}\,,$$

$$T_{l>0}^s = \frac{1}{2^{l-1}}\left(\frac{a_{ll}\widetilde{C}^s_{l,l,s-l,s-l}}{l!(2s-2l+1)!!}\right)^2, \quad T_0^s = ((2s+1)!!)^{-2}. \tag{4.31}$$

Для $s \le 2$:

$$T_0^0 = 1; \quad T_0^1 = \frac{1}{9}; \quad T_1^1 = \frac{2}{3}; \quad T_0^2 = \frac{1}{225}; \quad T_1^2 = \frac{4}{45}; \quad T_2^2 = \frac{1}{15}.$$

Учитывая, что сумма энергии нейтрино и электрона равна энергии ядерного перехода Q получаем, что вероятность распада в сверхсильном магнитном поле в состояние электрона с квантовым числом поперечного движения N и квантовым числом продольного движения κ равна:

$$\lambda_{N\kappa} \propto A^2 \gamma \left(Q - E(N,\kappa)\right)^2 S_s^H \left(E(N,\kappa), Q\right), \tag{4.32}$$

где S_s^H – формфактор запрещенного распада в магнитном поле:

$$S_s^H(E,Q) = \sum_{l=0}^{s} T_l^s (N\gamma)^l (Q-E)^{2(s-l)} . \tag{4.33}$$

Для разрешенных распадов ($s = 0$, $S_0 = 1$) выражение (4.32) совпадает с полученным ранее (3.48). Для распадов в непрерывный спектр (3.39) электронов с фиксированной энергией E из (4.32) получаем:

$$\lambda_E \propto A^2 \sum_{N=1}^{N_{\max}^{(c)}} \gamma (Q-E)^2 S_s^H , \tag{4.34}$$

где $N_{\max}^{(c)}$ определяется условием (3.42), для каждого N в сумме (4.34) волновое число продольного движения k_N определяется из условия

$$k_N = \pm\sqrt{E^2 - 1 - 2N\gamma} . \tag{4.35}$$

В квазиклассическом случае $N >> 1$ переходим в сумме (4.34) к интегралу по $x = N\gamma$ (это приближение допустимо, так как условие сверхсильного магнитного поля $\gamma >> \alpha^2 \sim 137^{-2}$ совместимо с условием малости $\gamma << 1$):

$$\begin{aligned} \lambda_E &\propto A^2 (Q-E)^2 \sum_{l=0}^{s} T_l^s \int_0^{(E^2-1)/2} x^l (Q-E)^{2(s-l)} dx = \\ &= A^2 \sum_{l=0}^{s} \frac{T_l^s}{(l+1)2^{l+1}} (Q-E)^{2(s-l)+2} \left(E^2-1\right)^{l+1} . \end{aligned} \tag{4.36}$$

Получаем, что вероятность распада в непрерывный спектр электронов определенной энергии E и, следовательно, полная вероятность распада в непрерывный спектр не зависят от величины магнитного поля. Причина этого, как и в случае разрешенных распадов (3.43), состоит в том, что хотя плотность состояния с определенной энергией растет с увеличением поля

пропорционально напряженности γ (4.15), но количество возможных состояний уменьшается обратно пропорционально γ (3.42).

В [57] рассмотрены вероятности уникальных запрещенных и разрешенных β-распадов в связанное состояние электрона при ионизации атома. В настоящей работе будет рассмотрен β-распад в связанные состояния, образующиеся в магнитном поле. Сверхсильное магнитное поле качественно меняет структуру связанных состояний электронов. Для каждого уровня поперечного движения электрона (уровня Ландау) появляется спектр связанных состояний (3.31), в которые может происходить β-распад. Эти состояния отсутствовали в невозмущенном (без магнитного поля) случае. Наибольшая вероятность у распада в основное связанное состояние продольного движения (3.36). В этом случае из (4.32) получаем:

$$\frac{(\lambda_{b\kappa})_H}{\lambda_c} = \frac{2\pi}{f_s}\left(\frac{B_\kappa}{\kappa}\alpha Z\right)\sum_{N=1}^{N_{\max}^{(b)}}\gamma\left(Q - E_b(N,\kappa)\right)^2 S_s^H\left(E_b(N,\kappa),Q\right), \qquad (4.37)$$

где $N_{\max}^{(b)}$ определено в (3.48), для основного состояния κ_0 и энергия ε_0 определены в (3.36) и (3.37).

Наложение внешнего сверхсильного магнитного приводит к увеличению вероятности распада в связанное состояние на величину не меньше, чем (4.37), так как распад может происходить не только в основное, но и в возбужденные состояния продольного движения. Заметим, что для не ионизованного атома в магнитном поле атомные электроны могут занимать только нижние уровни связанных состояний, а общее количество уровней основного связанного состояния $N_{\max}^{(b)} >> 1$. Вероятность распада в связанное состояние (4.37), как и для разрешенных распадов (3.50), увеличивается при увеличении магнитного поля по двум причинам: во-первых увеличивается амплитуда A (3.46) и, во-вторых, эффективно увеличивается граничная энергия распада (3.51). По

сравнению с разрешенными распадами вероятность запрещенных распадов дополнительно увеличивается из-за роста формфактора S_s. Для малых энергий распада $q = Q - 1 \ll 1$ аналогично (3.54) для формфактора распада в основное связанное состояние получаем:

$$S_s^H\left(E_b\left(N,\kappa_0\right),Q\right) \approx \sum_{l=0}^{s} T_l^s \left(N\gamma\right)^l \left(Q-1-N\gamma+\varepsilon_0\right)^{2(s-l)} = \\ = S_s^H\left(E_c\left(N,0\right),Q+\varepsilon_0\right). \tag{4.38}$$

В итоге для малых граничных энергий распада, переходя в сумме (4.37) к интегралу по $x = N\gamma$, получаем:

$$\lambda_{b\kappa} \propto \frac{\alpha Z}{\kappa} \sum_{l=0}^{s} T_l^s l! \frac{\left(2s-2l+2\right)!}{\left(2s-l+3\right)!} \tilde{q}^{2s-l+3} . \tag{4.39}$$

Пусть $\left(\Delta\lambda/\lambda\right)_s$ – относительное увеличение вероятности уникального запрещенного β-распада (порядка запрета s), $\left(\Delta\lambda/\lambda\right)_0$ – относительное увеличение вероятности разрешенного β-распада при наложении внешнего магнитного поля, тогда:

$$\eta_s \equiv \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_s \Big/ \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_0 = \frac{f_0}{f_s} \sum_{l=0}^{s} T_l^s 3l! \frac{\left(2s-2l+2\right)!}{\left(2s-l+3\right)!} \tilde{q}^{2s-l} . \tag{4.40}$$

Если граничная энергия распада мала по сравнению с энергией основного связанного состояния продольного движения $q \ll \varepsilon_0 \ll 1$, то, пользуясь приближенным выражением для $f_s/f_0 \propto q^s$ [55] из (4.40) получаем качественную оценку

$$\eta_s \propto \left(\frac{\varepsilon_0}{q}\right)^s \propto \frac{\left(\alpha Z\right)^{2s}}{q^s} \ln^{2s}\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{2\alpha Z}\right). \tag{4.41}$$

То есть при малых граничных энергиях формфактор уникального запрещенного β-распада увеличивается с ростом Z, уменьшением q и логарифмически растет с ростом напряженности магнитного поля.

В обратном приближении больших энергий или очень сильных полей (3.55) при интегрировании выражения (4.37) приходим к следующим интегралам:

$$\lambda_{b\kappa} \propto \frac{\alpha Z}{\kappa}\sum_{l=0}^{s} T_l^s \mathfrak{I}_l^s ,$$

$$\mathfrak{I}_l^s = \int\limits_0^{\frac{1}{2}Q^2(1+2\varepsilon)} x^l \left(Q-\sqrt{\frac{1+2x}{1+2\varepsilon}}\right)^{2(s-l+1)} dx \approx \left(\frac{1}{2}+\varepsilon\right)^{l+1} \tilde{\mathfrak{I}}_l^s ,$$

$$\tilde{\mathfrak{I}}_l^s = \int\limits_0^{Q^2} u^l \left(Q-\sqrt{u}\right)^{2(s-l+1)} du , \qquad (4.42)$$

$$\tilde{\mathfrak{I}}_0^0 = \frac{Q^4}{6}, \quad \tilde{\mathfrak{I}}_0^1 = \frac{Q^6}{15}, \quad \tilde{\mathfrak{I}}_0^2 = \frac{Q^8}{28},$$

$$\tilde{\mathfrak{I}}_1^1 = \frac{Q^6}{30}, \quad \tilde{\mathfrak{I}}_1^2 = \frac{Q^8}{140},$$

$$\tilde{\mathfrak{I}}_2^2 = \frac{Q^8}{84}.$$

В итоге получаем отношения абсолютных увеличений распада запрещенных (первого и второго порядка запрета) и разрешенного переходов:

$$(\Delta\lambda)_0 \propto \frac{Q^4}{6}\left(\frac{1}{2}+\varepsilon\right),$$

$$(\Delta\lambda)_1 \propto Q^6\left(\frac{1}{2}+\varepsilon\right)\left(\frac{1}{54}+\frac{\varepsilon}{45}\right), \qquad \frac{(\Delta\lambda)_1}{(\Delta\lambda)_0} = Q^2\left(\frac{1}{9}+\frac{2}{15}\varepsilon\right), \qquad (4.43)$$

$$(\Delta\lambda)_2 \propto \frac{Q^8}{15\cdot 28}\left(\frac{1}{2}+\varepsilon\right)\left(\frac{17}{60}+\frac{3\varepsilon}{5}+\frac{\varepsilon^2}{3}\right), \quad \frac{(\Delta\lambda)_2}{(\Delta\lambda)_0} = \frac{Q^4}{70}\left(\frac{17}{60}+\frac{3\varepsilon}{5}+\frac{\varepsilon^2}{3}\right).$$

Следовательно, в этом случае при $Q > 3$ получаем $\Delta\lambda_1 > \Delta\lambda_0$, а при $Q > 4$ – $\Delta\lambda_2 > \Delta\lambda_0$; то есть не только относительное, но и абсолютное увеличение вероятности запрещенного распада превышает увеличение разрешенного распада.

4.3. β-распад Cs в сверхсильном магнитном поле

В табл. 10 представлены параметры каналов запрещенного β-распада $^{137}Cs \to {}^{137}Ba$, период полураспада 30,07 лет и разрешенного $^{134}Cs \to {}^{134}Ba$ (2,065 лет): q – граничная энергия β-распада, E_γ – энергия гамма-кванта, ν – вероятность канала [24]. Основной канал интенсивности I_1 относится к категории уникальных запрещенных 1ого порядка запрета (2^-); второй по интенсивности канал I_2 на основной уровень ^{137}Ba – неуникальный 2ого порядка запрета (2^+); третий канал I_3 – уникальный запрещенный переход 2ого порядка (3^+), рис. 7. Полная вероятность уникально-запрещенного β-распада ядра нейтрального атома в состояния непрерывного спектра электронов λ_c пропорциональна произведению интегральной функции Ферми $f_0(Z,q)$ (для разрешенного распада) на параметр $\Sigma_s(Z,q) \equiv f_s/f_0$, который приведен в [55]. В табл. 10 приведены функции $f_0(Z,q)$, $\Sigma(Z,q)$, форм-фактор S для распада в связанное состояние полностью ионизованного атома и отношение вероятности распада в связанное состояние $(\lambda_b)_I$ при полной ионизации атома к λ_c, вычисленные аналогично [57]. Разность энергий ионизации Cs и Ba равна 9 кэВ, энергия водородоподобного иона с ядром Cs (Z=55) равна 43 кэВ. То есть для рассматриваемого изменения вероятности β-распада при полной ионизации атома влияние энергетического фактора (2.18), (2.19) является малым, по сравнению с изменением распада за счет изменения плотности свободных электронных состояний (1.10).

Табл. 10. Схема распада ^{137}Cs

№	ν, %	E_γ, кэВ	Тип		q, кэВ	$f(55,q)$	$\Sigma(55,q)$	C	$(\lambda_b)_I/\lambda_c$	R
1	94,4	661,657	$7/2^+ \to 11/2^-$	1У	514,03	3,3	0,098	0,23	0,29	2,9
2	5,6	–	$7/2^+ \to 3/2^+$	2	1175,63	62,2	(0,02)	0,18	(0,31)	(12)
3	$5{,}8\times10^{-4}$	283,41	$7/2^+ \to 1/2^+$	2У	892,22	22,7	0,01	0,09	0,49	10,7
^{134}Cs			$4^+ \to 4^+$	Р	658,0	7,7	1	1	0,09	1

При наложении на атомы ^{134}Cs и ^{137}Cs внешнего сверхсильного магнитного поля увеличиваются вероятности β-распадов всех каналов за счет распада в связанные состояния. Ядра изотопов имеют одинаковый заряд, следовательно, для всех рассматриваемых распадов структура связанных состояний электронов одинакова. Для заданных энергий распадов (табл. 10) несложно численно определить значения сумм (3.48) и (4.37), переходя к интегрированию в квазиклассическом приближении $1 >> \gamma >> \alpha^2$.

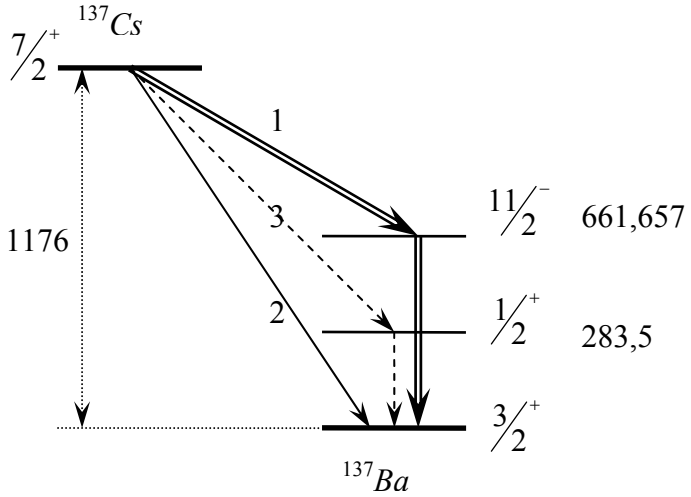

Рис. 7. Схема распада ^{137}Cs.

Для не очень сильных полей, в которых $\varepsilon_0 << 1$, отношения вероятностей в связанные состояния различных распадов Cs не будут зависеть от напряженности магнитного поля, так как логарифмический по полю множитель, определяющий суммарную плотности связанных состояний κ^{-1} (3.36) зависит только от заряда ядра, и не зависит от граничной энергии и типа β-распада.

В табл. 10 приведены независящие от напряженности магнитного поля двойные отношения (получены численно)

$$R \equiv \frac{\left[(\lambda_b)_H / \lambda_c \right]_X}{\left[(\lambda_b)_H / \lambda_c \right]_{^{134}Cs}}, \qquad (4.44)$$

где $(\lambda_b)_H / \lambda_c$ – относительное увеличение вероятности каждого канала при наложении внешнего сверхсильного магнитного поля.

В рассматриваемом случае небольших сверхсильных полей ($\varepsilon_0 << 1$) отношение интенсивностей линий I_3/I_1 (табл. 10) должно увеличиться в ~ 3,7 раза. Также отношение вероятностей распада ^{137}Cs к ^{134}Cs должно увеличиться в 3 раза. Это изменение можно экспериментально исследовать измеряя отношение интенсивностей γ-линий 662 кэВ (^{137}Cs) и 605 кэВ (^{134}Cs), которое должно возрасти. С увеличением напряженности магнитного поля это отношение логарифмически возрастает.

4.4. Изменение вероятности рождения конверсионных электронов

В экспериментах [39, 40] исследовалось возбуждение изомерных уровней в плазме фемтосекундного лазерного импульса. В [39] наблюдался эффект возбуждения изомерного уровня ^{181}Ta, при этом вероятность распада изомерного уровня уменьшилась. Это уменьшение связано с ионизацией атомов ^{181}Ta, а не с сильным магнитным поле, напряженность которого в указанных экспериментах (интенсивность лазера $< 5\times10^{16}$ Вт/см^2) не превышала 10^7 Э.

Изменение вероятности распада изомерных состояний при ионизации атома до состояния водородоподобного иона рассмотрено в [47]. В этом случае изменения вероятности рождения конверсионного электрона происходят за счет изменения энергии распада и увеличения плотности оставшегося атомного электрона на ядре (по сравнению с плотностью 1*s*-электрона в нейтральном атоме). При помещении нейтрального атома в сверхсильное магнитное поле также происходит увеличение плотности

атомных электронов на ядре (3.47) и изменение энергии электрона связанного состояния (3.31).

Изомеры во внешнем сверхсильном магнитном поле

Распад возбужденных изомерных состояний ядер осуществляется за счет электромагнитного взаимодействия. Матричный элемент рождения конверсионного электрона (1.2) аналогичен матричному элементу слабого взаимодействия (1.83). При исследовании влияния внешнего магнитного поля на вероятности распада изомеров рассмотрим приближение, в котором ядерные матричные элементы (ядерные функции распределения) остаются неизменными, а изменение вероятности распада определяется изменением электронных функций распределения в области ядра. Так как изомерные (долгоживущие) состояния ядер существуют именно благодаря высокой степени запрета на излучение γ-кванта (и конверсионного электрона) имеет смысл рассматривать только запрещенные переходы (то есть с изменением момента импульса ядра более чем на единицу, или с изменением четности ядерного состояния).

В матричный элемент β-распада ядра входит (помимо ядерных функций) лептонный ток, включающий (для электронного β-распада) функции распределения конечного состояния электрона и начального состояния нейтрино (1.76). При исследовании β-распада мы считали, что внешнее сверхсильное магнитное поле не меняет нейтринных функций распределения, а изменение вероятности β-распада происходит только за счет изменения электронной функции распределения.

В отличие от лептонного тока β-распада, в матричный элемент рождения конверсионного электрона входит ток, включающий и начальное (связанное), и конечное состояние (непрерывного спектра) электрона. Следовательно, так как и начальное и конечное состояние электрона меняются под воздействием внешнего магнитного поля, изменение вероятности рождения конверсионного электрона будет существеннее, чем

изменение вероятности электронного β-распада (того же порядка запрета). Заменяя в (4.25) нейтринные функций распределения электронными, вместо (4.31) получаем:

$$\lambda \propto A_i^2 A_f^2 \gamma^{s+2} \sum_{l=0}^{s} \widetilde{T}_l^s n_i^l n_f^{s-l} \propto \gamma^{s+2}, \qquad (4.45)$$

где n_i и n_f – квантовые числа поперечного движения, относящиеся к начальному и конечному состоянию конверсионного электрона.

Табл. 11. Схема уровней ^{178}Hf

		Уровень, кэВ	Энергия перехода, кэВ	Тип излучения	Коэфф. конверсии
16+	**(13)–**	**2446 (31 год)**	13	E3	$1{,}39\times10^7$
16+	(12)–	2446	310	M4	8,66
(13)–	(12)–	2433	297	M1+E2	0,090
(13)–	(11)–	2433	574	E2	
(12)–	(11)–	2136	277	(M1+E2)	0,13
(12)–	10–	2136	535	E2	
(11)–	10–	1859	258	E2+M1	0,136
(11)–	9–	1859	495	E2	
10–	9–	1601	237	M1+E2	0,222
10–	8–	1601	454	E2	
9–	8–	1364	217	E2+M1	0,289
8–	**8+**	**1147 (4 с)**	89	E1	0,492
8+	6+	1059	426	E2	0,0294
6+	4+	632	326	E2	0,0626
4+	2+	307	213	E2	0,234
2+	0+	93	93	E2	4,74

В табл. 11 представлена схема уровней ^{178}Hf. Изомерный уровень 2446 кэВ (^{178m2}Hf) имеет период полураспада 31 г. и распадается исключительно за счет рождения конверсионных электронов очень маленькой энергии 13 кэВ (коэффициент конверсии ~ 10^7).

В сверхсильных магнитных полях, удовлетворяющих условию $(\alpha Z)^2 > \gamma >> \alpha^2$ (для Hf $Z = 72$) возможны переходы конверсионных электронов с нижних уровней поперечного движения на более высокие уровни поперечного движения, при этом электрон может оставаться

связанным в продольном направлении. В этом случае энергия, необходимая для перехода электрона на возбужденный уровень поперечного движения (без изменения уровня продольного движения κ) меньше энергии связи электрона в атоме.

Полная вероятность внутренней конверсии является суммой вероятностей (4.45) по всем возможным конечным состояниям электрона из непрерывного (3.39) и дискретного (3.31) спектров. Для непрерывного спектра в квазиклассическом приближении количество возможных состояний определяется энергией конверсионного электрона, из (3.42) с учетом (4.21):

$$\lambda^{(c)} \propto \frac{\alpha Z}{\kappa_i}\left(q-\varepsilon_i\right)\gamma^{s+1}, \tag{4.46}$$

где κ_i – квантовое число начального продольного состояния, ε_i – энергия связи начального состояния, q – энергия конверсионного электрона. Распады в связанное состояние рожденного электрона возможны только в том случае, когда напряженность магнитного поля удовлетворяет условию резонанса:

$$q = 2N\gamma + \varepsilon_i - \varepsilon_f = 2N\gamma + \frac{\left(\alpha Z\right)^2}{2}\left(\kappa_i^{-2} - \kappa_f^{-2}\right), \tag{4.47}$$

где N – целое число, $\kappa_{i,f}$ – продольные квантовые числа начального и конечного состояний (3.35).

Зависимость полной вероятности внутренней конверсии от напряженности внешнего сверхсильного магнитного поля имеет вид, изображенный на рис. 8. На монотонный рост $\lambda^{(c)}$ накладываются пики резонансов распада в связанные состояния (4.47):

$$\lambda^{(b)} \propto \frac{\left(\alpha Z\right)^2}{\kappa_i \kappa_f}\gamma^{s+2}. \tag{4.48}$$

В серии максимумов наибольший соответствует распаду в основное связанное состояние, так как для него κ_0^{-1} максимально (3.36). Серия

образуется для фиксированного уровня поперечного движения N в (4.47) и различных состояний κ_f. Вероятность распада (4.48) пропорциональна κ_f^{-1}. Внутри серии вблизи основного максимума $\gamma = \gamma_0 + \delta\gamma$ получаем:

$$\kappa_f^{-1} = \frac{\sqrt{2}}{\alpha Z}\sqrt{\varepsilon_0 + 2N\gamma - q} = \frac{2}{\alpha Z}\sqrt{N\delta\gamma}\ . \qquad (4.49)$$

В области больших напряженностей магнитного поля серии резонансов, соответствующие разным главным квантовым числам поперечного движения могут перекрываться.

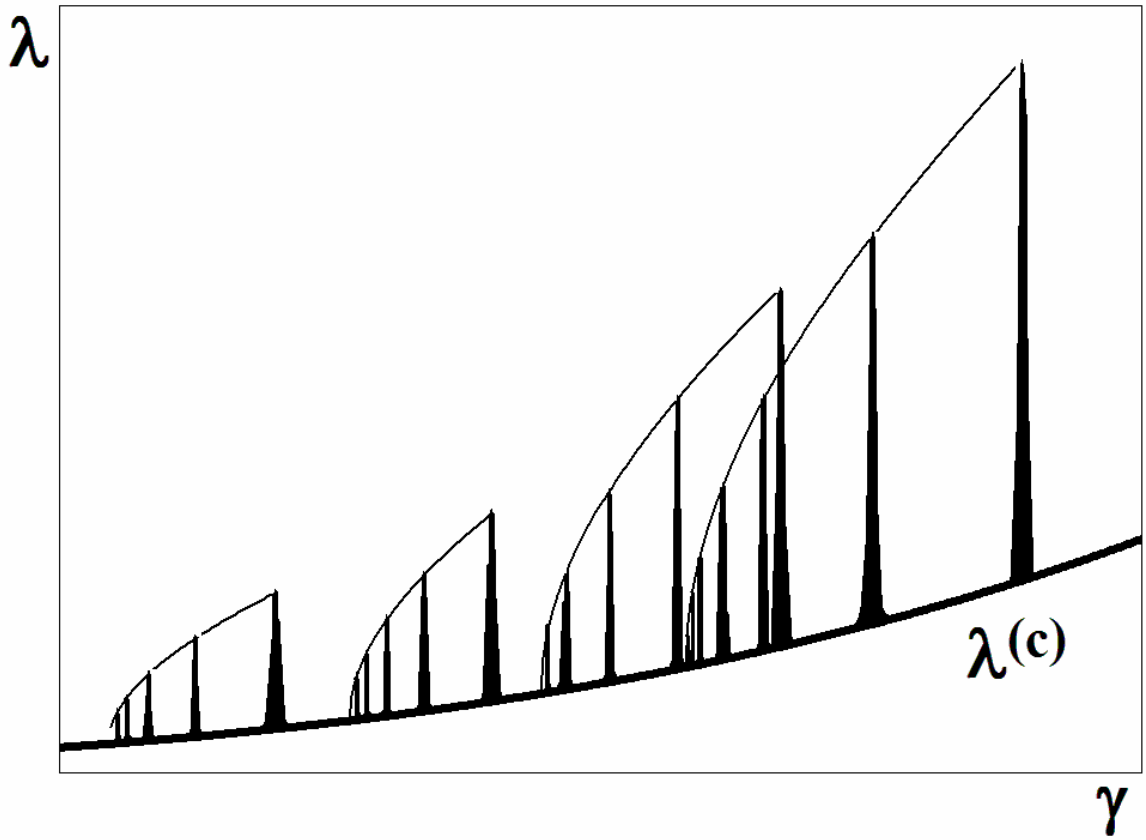

Рис. 8. Схема зависимости вероятности внутренней конверсии λ от напряженности внешнего сверхсильного магнитного поля γ.

Изомеры во внешнем электрическом поле

Влияние внешнего электрического поля на вероятность внутренней конверсии водородоподобного иона рассматривается аналогично изменению вероятности β-распада (разд. 2.4). Электрическое поле приводит к уменьшению вероятности рождения электрона внутренней

конверсии по двум причинам: во-первых, уменьшается плотность электрона (2.54) на ядре и, во-вторых, увеличивается по модулю энергия связи электрона, что приводит к уменьшению энергии рождаемого конверсионного электрона. Итоговое уменьшение вероятности внутренней конверсии водородоподобного иона под действием внешнего электрического поля напряженности E составляет:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{31}{2}\frac{\mathrm{E}^2}{\alpha^5 Z^6}\left(1+(2s+1)\frac{9}{31}\frac{(\alpha Z)^2}{q}\right). \qquad (4.50)$$

где s – мультипольность излучения. Пределом применимости, аналогично (2.69) будет $\mathrm{E} << \alpha^{5/2} Z^3$.

Таким образом, воздействие сверхсильного магнитного поля на атом, содержащий возбужденное ядро, приводит к увеличению вероятности распада ядерного изомера главным образом за счет появления резонансных переходов между связанными состояниями. Воздействие электрического поля приводит к уменьшению вероятности внутренней конверсии из-за уменьшения плотности атомного электрона на ядре и уменьшения энергии рождаемого электрона.

ГЛАВА 5.
УВЕЛИЧЕНИЕ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМА И В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как уже было показано (разд. 2.2), ионизация атома приводит к сдвигу условия стабильности в сторону бóльших Z. Следовательно, нейтронно-избыточные ядра станут «более нестабильные» и вероятность испускания нейтрона должна возрасти. Покажем это для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов.

5.1. Механизм рождения запаздывающих нейтронов

В результате деления (вынужденного или спонтанного) тяжелых ядер: ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu, ^{252}Cf образуется большое количество осколков с атомными весами от $A = 72$ до $A = 160$. Массовые и зарядовые распределения осколков хорошо изучены. Большинство осколков являются нестабильными нейтронно-избыточными ядрами [243]. Часть этих ядер (~ 50 ядер), являющихся источниками запаздывающих нейтронов, распадаются по схеме, приведенной на рис. 9.

При β^--распаде начального ядра (излучателя запаздывающего нейтрона) по каналу с меньшими энергиями β^--перехода образуется промежуточное ядро в возбужденном состоянии. При энергии возбуждения большей E_n – энергии связи нейтрона – промежуточное ядро может испустить нейтрон. Испускание нейтрона из промежуточного ядра происходит практически мгновенно, а время «запаздывания» определяется временем жизни начального ядра. Как видно из рис. 9, появление запаздывающих нейтронов связано с β^--распадами малых энергий [243].

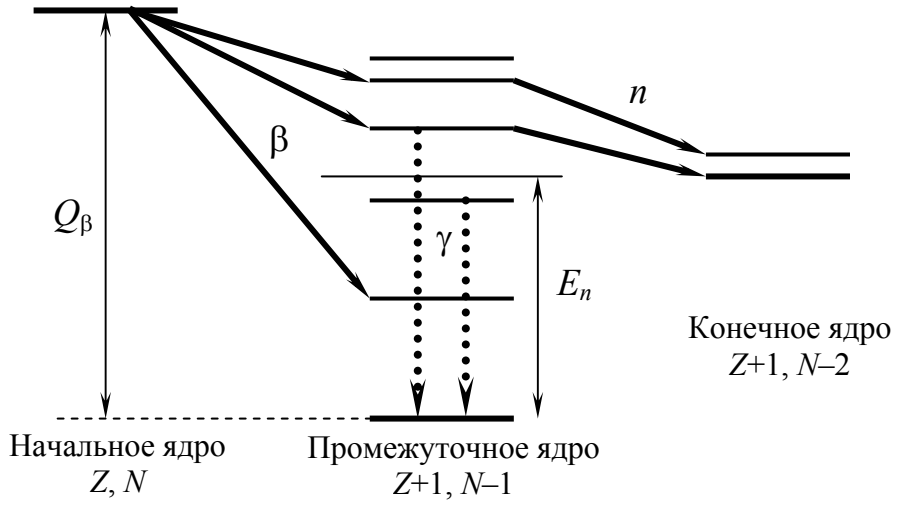

Рис. 9. Схема распада ядра-излучателя запаздывающего нейтрона. Q_β – энергия ядерного перехода, E_n – энергия связи нейтрона в промежуточном ядре.

В табл. 12 на основе данных [24, 243] собраны все известные ядра-излучатели запаздывающих нейтронов, имеющих период распада более 0,1 с: T – период полураспада; η – доля запаздывающих нейтронов; $q_\beta = Q_\beta - 1$ – граничная энергия β^--распада, E_n – энергия связи нейтрона в промежуточном ядре.

Табл. 12. Ядра-излучатели запаздывающих нейтронов

	Z	A	T, с	η%	q_β, МэВ	E_n, МэВ	q_β–E_n, МэВ		Z	A	T, с	η%	q_β, МэВ	E_n, МэВ	q_β–E_n, МэВ
He	2	8	0,119	16	10,652	2,03	8,6	Kr	36	92	1,84	0,033	6,16	5,099	1,1
Li	3	9	0,178	50	13,606	1,665	11,9	Kr	36	93	1,286	1,95	8,6	5,922	2,7
C	6	17	0,193	32	13,166	5,884	7,3	Kr	36	94	0,2	5,7	7,4	3,996	3,4
N	7	18	0,624	14	13,899	8,044	5,9	Rb	37	92	4,492	0,01	8,1	7,3	0,8
N	7	19	0,304	62	12,527	3,965	8,6	Rb	37	93	5,85	1,38	7,462	5,284	2,2
Ne	10	26	0,197	0,13	7,332	5,616	1,7	Rb	37	94	2,7	10,4	10,3	6,826	3,5
Na	11	27	0,301	0,13	9,006	6,443	2,6	Rb	37	95	0,377	8,7	9,279	4,35	4,9
Mg	12	31	0,23	1,7	11,739	7,153	4,6	Rb	37	96	0,199	13,8	11,74	5,908	5,8
Mg	12	32	0,12	2,4	10,27	4,179	6,1	Rb	37	97	0,17	25,1	10,5	3,909	6,6
Al	13	35	0,15	65	14,3	2,475	11,8	Rb	37	98	0,114	0,05	12,3	5,9	6,4
Si	14	36	0,45	10	7,85	3,465	4,4	Sr	38	97	0,426	0,005	7,468	5,991	1,5
P	15	40	0,26	30	14,9	7,76	7,1	Sr	38	98	0,653	0,18	5,823	4,263	1,6
P	15	41	0,12	30	13,8	3,8	10,0	Sr	38	99	0,269	0,1	8,09	5,822	2,3
P	15	42	0,11	50	14	6,7	7,3	Sr	38	100	0,2	0,78	7,08	5,164	1,9
S	16	42	0,56	4	7,7	5,72	2,0	Sr	38	101	0,118	2,37	9,5	5,69	3,8
S	16	43	0,22	40	11,5	3,3	8,2	Y	39	98	0,548	0,24	8,824	6,4	2,4
S	16	44	0,123	18	9,1	4	5,1	Y	39	99	1,47	1,9	7,57	4,565	3,0
Cl	17	44	0,434	8	12,27	8,356	3,9	Y	39	100	0,735	0,92	9,3	6,9	2,4
Cl	17	45	0,4	24	10,8	5,529	5,3	Y	39	101	0,45	1,94	8,545	4,925	3,6
Cl	17	46	0,223	60	14,9	8,073	6,8	Y	39	102	0,36	6	9,85	6,356	3,5

	Z	A	T, с	η%	q_β, МэВ	E_n, МэВ	q_β–E_n, МэВ
Ar	18	47	0,7	1	9,79	8,349	1,4
K	19	48	6,8	1,14	12,09	9,946	2,1
K	19	49	1,26	86	10,97	5,146	5,8
K	19	50	0,472	29	14,2	6,353	7,8
K	19	51	0,365	47	13,9	4,386	9,5
K	19	52	0,105	91	16,3	4,7	11,6
Ti	22	56	0,16	0,06	7,1	5,2	1,9
Ti	22	57	0,18	0,04	9,82	6,2	3,6
V	23	60	0,2	0,03	13,8	7	6,8
Cr	24	61	0,27	0,6	9	6,9	2,1
Cr	24	62	0,19	1	7,3	4,8	2,5
Cr	24	63	0,11	1,4	11,2	6,4	4,8
Mn	25	64	0,14	1,4	12	4,4	7,6
Mn	25	65	0,11	6,9	10,4	5,9	4,5
Fe	26	67	0,47	1,1	8,7	7,3	1,4
Fe	26	69	0,17	6,9	11,6	7,3	4,3
Co	27	70	0,15	2,5	12,7	7,2	5,5
Co	27	71	0,21	2,6	10,9	4,5	6,4
Ni	28	73	0,7	0,3	8,9	7,2	1,7
Ni	28	74	0,54	4,5	7,2	4,6	2,6
Ni	28	75	0,6	8,4	10,5	6,7	3,8
Cu	29	75	1,224	3,5	8,2	4,831	3,4
Cu	29	76	0,641	3	11,3	7,65	3,7
Cu	29	79	0,188	55	10,7	4,2	6,5
Zn	30	79	0,995	1,3	9,09	6,9	2,2
Zn	30	80	0,545	1	7,29	4,65	2,6
Zn	30	81	0,29	7,5	11,9	6,99	4,9
Ga	31	79	2,847	0,089	7	5,697	1,3
Ga	31	81	1,217	11,9	8,32	4,93	3,4
Ga	31	82	0,599	22,3	12,7	7,4	5,3
Ga	31	83	0,31	40	11,5	3,5	8,0
Ge	32	84	0,947	10,8	7,7	4,3	3,4
Ge	32	85	0,535	14	10,1	5,5	4,6
As	33	84	4,5	0,28	9,9	8,681	1,2
As	33	85	2,021	59,4	8,9	4,55	4,4
As	33	86	0,945	33	11,1	6,184	4,9
As	33	87	0,48	15,4	10,3	4,113	6,2
Se	34	87	5,29	0,36	7,28	6,289	1,0
Se	34	88	1,53	0,99	6,854	4,946	1,9
Se	34	89	0,41	7,8	9	5,909	3,1
Se	34	91	0,27	21	10,6	4,97	5,6
Br	35	87	55,6	2,52	6,83	5,515	1,3
Br	35	88	16,34	6,58	8,96	7,053	1,9
Br	35	89	4,348	13,8	8,15	5,104	3,0
Br	35	90	1,91	25,2	10,35	6,31	4,0
Br	35	91	0,541	18,3	9,3	4,421	4,9
Br	35	92	0,34	33	12,2	5,547	6,7
Br	35	93	0,102	10	11	3,31	7,7

	Z	A	T, с	η%	q_β, МэВ	E_n, МэВ	q_β–E_n, МэВ
Y	39	103	0,23	8	9,6	4,7	4,9
Nb	41	108	0,193	6,2	10,6	6,3	4,3
Nb	41	109	0,19	31	9,1	4,1	5,0
Nb	41	110	0,17	40	12,1	6,3	5,8
Tc	43	109	0,87	0,08	5,99	5,27	0,7
Ag	47	123	0,3	55	7,4	4,81	2,6
Ag	47	124	0,172	0,1	10,1	7,471	2,6
Cd	48	130	0,2	4	8,5	5,09	3,4
In	49	127	1,09	0,03	6,514	5,559	1,0
In	49	128	0,84	0,04	8,976	7,9	1,1
In	49	129	0,61	0,25	7,655	5,37	2,3
In	49	130	0,32	0,9	10,2	7,69	2,5
In	49	131	0,282	2	9,174	5,214	4,0
In	49	132	0,2	6,2	14,135	7,303	6,8
In	49	133	0,18	85	13,5	2,418	11,1
In	49	134	0,138	65	15,1	3,74	11,4
Sn	50	133	1,45	0,08	7,99	7,3	0,7
Sb^m	50	134	10,23	0,09	8,394	7,511	0,9
Sn	50	134	1,12	17	7,37	3,12	4,3
Sb	51	135	1,71	16,4	7,54	3,497	4,0
Sb	51	136	0,82	24	9,8	4,67	5,1
Te	52	136	17,5	1,1	5,09	3,782	1,3
Te	52	137	2,49	2,69	6,94	5,074	1,9
Te	52	138	1,4	6,3	6,37	3,869	2,5
I	53	137	24,5	6,97	5,88	4,025	1,9
I	53	138	6,49	5,5	7,82	5,812	2,0
I	53	139	2,29	9,9	6,82	3,602	3,2
I	53	140	0,86	9,3	8,92	5,418	3,5
I	53	141	0,43	21	7,6	5,494	2,1
Xe	54	141	1,73	0,044	6,15	5,494	0,7
Xe	54	142	1,22	0,4	5	4,114	0,9
Cs	55	141	24,9	0,03	5,25	4,525	0,7
Cs	55	142	1,7	0,91	7,317	6,169	1,1
Cs	55	143	1,78	1,62	6,253	4,188	2,1
Cs	55	144	1,01	3,17	8,464	5,9	2,6
Cs	55	145	0,594	13,8	7,885	4,36	3,5
Cs	55	146	0,321	14,2	9,367	5,1	4,3
Cs	55	147	0,225	43	9,2	4,45	4,8
Cs	55	148	0,158	25	10,4	4,6	5,8
Ba	56	144	11,5	3,6			
Ba	56	147	0,893	0,06			
Ba	56	148	0,6	0,4	5,115	4	1,1
Ba	56	149	0,344	0,43	7,5	6	1,5
La	57	147	4,015	0,035	4,945	4,512	0,4
La	57	148	1,05	0,11	7,262	6,32	0,9
La	57	149	1,05	1,43	5,7	4,44	1,3
La	57	150	0,86	2,7	7,8	6,27	1,5

Доля запаздывающих нейтронов пропорциональна отношению вероятности распада с рождением нейтрона λ_n к полной вероятности распада $\lambda_n + \lambda_\beta$:

$$\eta \propto \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}, \tag{5.1}$$

где λ_β – вероятность распада на уровни, лежащие ниже E_n (рис. 9), то есть с характерными энергиями β^--распада q_β; а λ_n – вероятность распада на возбужденные уровни, имеющие энергию больше E_n.

5.2. Увеличение доли запаздывающих нейтронов при полной ионизации атома

При полной ионизации атома открывается возможность β^--распада в связанное состояние, что приводит к увеличению постоянной β^--распада на величину $\Delta\lambda$ (1.8). Пренебрегая энергией связи электрона на орбите (ε~10 кэВ) по сравнению с энергией распада (Q ~ МэВ) имеем оценку:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 2\pi^2 \rho_e \frac{Q^2}{f(Z,Q)}. \tag{5.2}$$

где Q – энергия ядерного перехода, Z – заряд ядра, f – интегральная функция Ферми. Для водородоподобной орбиты с главным квантовым числом m:

$$\rho_e \sim \frac{1}{\pi}\left(\frac{\alpha Z}{m}\right)^3. \tag{5.3}$$

При этом увеличение вероятности распада будет тем больше, чем меньше граничная энергия соответствующего β^--распада (1.9).

Обратим внимание на то, что на зависимость постоянной распада от энергии Q не влияет, какая именно электронная орбита свободна, поскольку учет влияния различия орбит содержится в множителе ρ_e. Для получения оценки (5.2) мы воспользовались лишь тем фактом, что нейтрино, сопровождающие распад в связанное состояние, являются моноэнергетичными. На рис. 10 представлены зависимости $\Delta\lambda/\lambda$ от энергии β^--распада для $Z = 35$ и $Z = 55$.

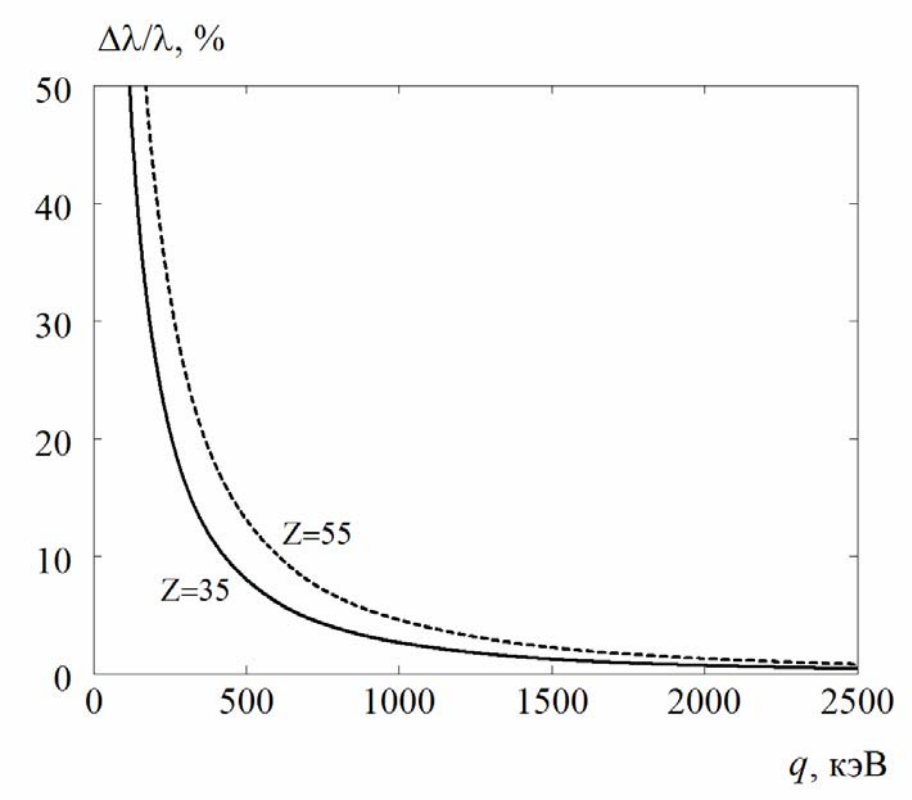

Рис. 10. Зависимость отношения вероятности распада в связанное состояние ($\Delta\lambda$) к вероятности распада в состояния непрерывного спектра электронов (λ) от энергии (q) β^--распада для ядер заряда $Z = 35, 55$.

Для большинства промежуточных ядер энергия отделения нейтрона составляет $E_n \sim 4$–7 МэВ. Энергия β^--распада, на возбужденный уровень, с которого рождается нейтрон, равна $(q_\beta - E_n) < q_\beta$ (см. рис. 10 и табл. 12). Из оценки (5.2), (1.9) видно, что при возникновении дополнительных каналов распада в связанное состояние отношение $\Delta\lambda_n/\lambda_n$ для нейтронного канала, идущего с малыми энергиями q, будет существенно превышать $\Delta\lambda_\beta/\lambda_\beta$ безнейтронного распада на низкие уровни:

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} > \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}. \qquad (5.4)$$

Несложно получить, что относительное изменение доли запаздывающих нейтронов (5.1) составляет

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda + \Delta\lambda} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) > 0 , \qquad (5.5)$$

где $\lambda = \lambda_n + \lambda_\beta$, $\Delta\lambda = \Delta\lambda_n + \Delta\lambda_\beta$. Следовательно, появление свободной электронной орбиты атома-излучателя запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов [244].

В табл. 13 приведены данные по ядрам-излучателям запаздывающих нейтронов, являющимися продуктами деления урана и плутония из первых трех групп [243, 245] (обозначения совпадают с табл. 12), $\Delta\eta/\eta$ – относительное увеличение доли запаздывающих нейтронов при полной ионизации атома.

Табл. 13. Изменение доли запаздывающих нейтронов при ионизации атома

	Z	A	T, с	η, %	Группа	q_β, МэВ	E_n, МэВ	$q_\beta - E_n$, МэВ	q, кэВ	ε(Z+1), кэВ	Δq, кэВ	Δη/η, %
Br	35	87	55,6	2,52	1	6,83	5,515	1,3	…	17,9	13	2
Cs	55	141	24,9	0,03	2	5,25	4,525	0,7	…	44,6	35	10
I	53	137	24,5	6,97	2	5,88	4,025	1,9	…	41,3	32	2
Te	52	136	17,5	1,1	2	5,09	3,782	1,3	890	39,7	31	4,6
Br	35	88	16,34	6,58	2	8,96	7,053	1,9	660	17,9	13	4,7
I	53	138	6,49	5,5	3	7,82	5,812	2,0	820	41,3	32	5,6
Rb	37	93	5,85	1,38	3	7,462	5,284	2,2	…	20,	15	3
Se	34	87	5,29	0,36	3	7,28	6,289	1,0	980	16,9	12	2,6
As	33	84	4,5	0,28	3	9,9	8,681	1,2	1170	15,9	11	1,9
Rb	37	92	4,492	0,01	3	8,1	7,3	0,8	120	20,	15	~50
Br	35	89	4,348	13,8	3	8,15	5,104	3,0	1140	17,9	13	1,8

Энергия q β^--распада, приводящего к рождению нейтрона, указана только в тех случаях, когда к рождению нейтрона приводят распады с единственного, экспериментально зафиксированного [24], возбужденного уровня. В этих случаях увеличение доли запаздывающих нейтронов $\Delta\eta/\eta$ рассчитано по формуле (5.5) для единственной энергии q (значения

функции Ферми взяты из [55]). В остальных случаях при расчете $\Delta\eta/\eta$ проведено усреднение с учетом известных [24] отношений интенсивностей каналов.

При β^--распаде полностью ионизованного ядра в связанное состояние электрона происходит увеличение граничной энергии β^--распада на величину Δq (2.19)

$$\Delta q = \varepsilon + I(Z) - \mathrm{I}(Z+1) \equiv \varepsilon - \Delta I(Z) < \varepsilon, \qquad (5.6)$$

где $I(Z)$ – полная энергия ионизации нейтрального атома с ядром заряда Z, $\Delta I(Z)$ – разница полных энергий ионизации атомов Z+1 и Z, ε – энергии электронов на K-оболочке дочернего иона (ядро заряда Z+1). В табл. 13 приведены ε и увеличение граничной энергии β^--распада Δq. Для большинства рассматриваемых ядер-излучателей запаздывающих нейтронов Δq мало по сравнению с q (при $Z \sim 35$ $\Delta I \sim 5$ кэВ, $\varepsilon \sim 15$ кэВ, $\Delta q \sim 10$ кэВ $<< q \sim 1$ МэВ, а при $Z \sim 55$ $\Delta I \sim 10$ кэВ, $\varepsilon \sim 40$ кэВ, $\Delta q \sim 30$ кэВ $<< q$). Тем не менее, не смотря на малость Δq по сравнению с q, увеличение граничной энергии β^--распада может привести к появлению распадов с заселением новых уровней, с которых будет возможно эмиссия нейтронов. Определенно можно сказать лишь то, что этот эффект приведет к увеличению оценки $\Delta\eta/\eta$, представленной в табл. 13. К сожалению, высоковозбужденные состояния промежуточных ядер, являющихся эмиттерами нейтронов, изучены мало, и мы не смогли найти экспериментальную информацию о существовании уровней, которые могли бы стать дополнительными каналами рождения нейтронов при β^--распаде ионизованного атома в связанное состояние электрона.

Итак, мы видим, что появление дополнительных каналов β^--распада в связанные состояния электронов для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов.

5.3. Увеличение доли запаздывающих нейтронов в сверхсильном магнитном поле

Как уже отмечалось (гл. 3), увеличить вероятность распада в связанное состояние можно не только при полной ионизации атома, но и при наложении на атом сверхсильного магнитного поля (1.11); для этого случая в (3.47) вычислена плотность электронных орбит в области ядра. Из (5.2) с учетом (3.47) получаем, что при помещении атома с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов в сверхсильное магнитное поле напряженности H:

$$eH << \frac{\lambda}{\Delta\lambda_I}(\alpha Z)^2, \tag{5.7}$$

(где $\Delta\lambda_I << \lambda$ – увеличение суммарной постоянной β^--распада за счет полной ионизации атома) увеличение доли запаздывающих нейтронов составляет:

$$\Delta\eta_H \sim \Delta\eta_I \frac{eH}{(\alpha Z)^2}, \tag{5.8}$$

Следовательно, при достаточно большой напряженности магнитного поля $eH>(\alpha Z)^2$ доля запаздывающих нейтронов при помещении атома с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов в сверхсильное магнитное поле возрастает сильнее, чем при полной ионизации атома [246].

Предельное увеличение доли запаздывающих нейтронов в магнитном поле, напряженность которого удовлетворяет неравенству, обратного к (5.7), составляет, аналогично (3.57):

$$\left(\frac{\Delta\eta_H}{\eta}\right)_{\text{MAX}} \sim \frac{\Delta\eta_I}{\eta}\frac{\lambda}{\Delta\lambda_I} \sim \left(\frac{Q_n}{Q_\beta}\right)^2 \frac{f(Z,Q_\beta)}{f(Z,Q_n)}, \tag{5.9}$$

и не зависит от магнитного поля, а определяется только соотношением Q_n – энергией β^--распада с рождением нейтрона и Q_β – энергией безнейтронного распада. Для первых трех групп ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, являющихся продуктами деления урана $(\Delta\eta/\eta)_{\text{MAX}} > 25$.

Таким образом, мы показали принципиальную возможность изменения доли запаздывающих нейтронов путем воздействия на атомарную электронную оболочку [219, 247].

5.4. Принципы регулирования атомным реактором; поведение реактора при реактивности порядка доли запаздывающих нейтронов

Проведем качественный анализ поведения атомного реактора с учетом возможного изменения доли запаздывающих нейтронов [248, 249]. Интенсивность размножения нейтронов в активной зоне реактора характеризуется коэффициентом размножения нейтронов $K_р$ – это отношение количества нейтронов в одном поколении к их количеству в предыдущем. Избыточной реактивностью ρ называется величина $(K_р–1)/K_р$. При ρ=0 реактор находится в стационарном режиме, при $\rho < 0$ самоподдерживающаяся реакция прекращается, а при $\rho > 0$ – интенсивность реакции нарастает. Доля запаздывающих нейтронов β* испускается ядрами-осколками через достаточно большой промежуток времени (~ 10 с). Мощность, выделяемая в реакторе пропорциональна плотности нейтронов *n*. Хорошо известно, что для качественного описания влияния запаздывающих нейтронов на динамику реактора можно пользоваться уравнениями кинетики в рамках однородной гомогенной изотропной модели [60, 62, 64]:

---

* В литературе по атомным реакторам принято обозначение $\beta_i = <\eta>_i$ для средней доли запаздывающих нейтронов. Усреднение проводится по ядрам-излучателям определенной группы *i* осколков деления, с учетом вероятности рождения осколка; $\beta = <\beta_i>$ – среднее по всем группам ядер-излучателей. Массовое распределение осколков деления зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, которое определяется энергией нейтрона, индуцирующего деление. Так как доля запаздывающих нейтронов β зависит от массового распределения осколков деления, то, следовательно, β зависит от состава активной зоны и меняется с течением времени работы реактора (кампанией реактора). Для различных типов реакторов величина β колеблется от 0,2 до 0,7%, для реактора РБМК-1000 на момент перед аварией на ЧАЭС β = 0,45%.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{T} n + \sum_i \lambda_i C_i \ ,$$
$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i n}{T} - \lambda_i C_i \ , \qquad (5.10)$$

где C_i, λ_i и β_i соответственно – плотность, постоянная распада и доля ядер-излучателей запаздывающих нейтронов i-ой группы (β – среднее значение долей β_i); T – время жизни одного поколения мгновенных нейтронов (для реактора на тепловых нейтронах $T \sim 10^{-3}$–10^{-4} с). Обычно в уравнениях (5.10) учитываются только те распады и те ядра-излучатели запаздывающих нейтронов, которые привели к рождению нейтронов. Для оценок будем пользоваться распространенным приближением одной эффективной группы запаздывающих нейтронов с $\lambda = 0{,}1$ с$^{-1}$ [60] и, следовательно, условием $\lambda T << \beta$. Для постоянной реактивности ρ несложно найти собственные решения линейной системы дифференциальных уравнений (5.10). Анализируя собственные значения инкремента υ, из соответствующего характеристического уравнения:

$$\upsilon = \frac{(\rho - \beta)}{2T} + \sqrt{\left(\frac{\rho - \beta}{2T}\right)^2 + \frac{\lambda \rho}{T}} \ , \qquad (5.11)$$

получаем, что при $\rho << \beta$

$$\upsilon = \frac{\lambda \rho}{\beta} \ , \qquad (5.12)$$

а при $\rho > \beta >> \lambda T$

$$\upsilon \approx \frac{\rho - \beta}{T} \ . \qquad (5.13)$$

График зависимости $\upsilon(\rho)$ представлен на рис. 11, где изображены и асимптотики (5.12) и (5.13).

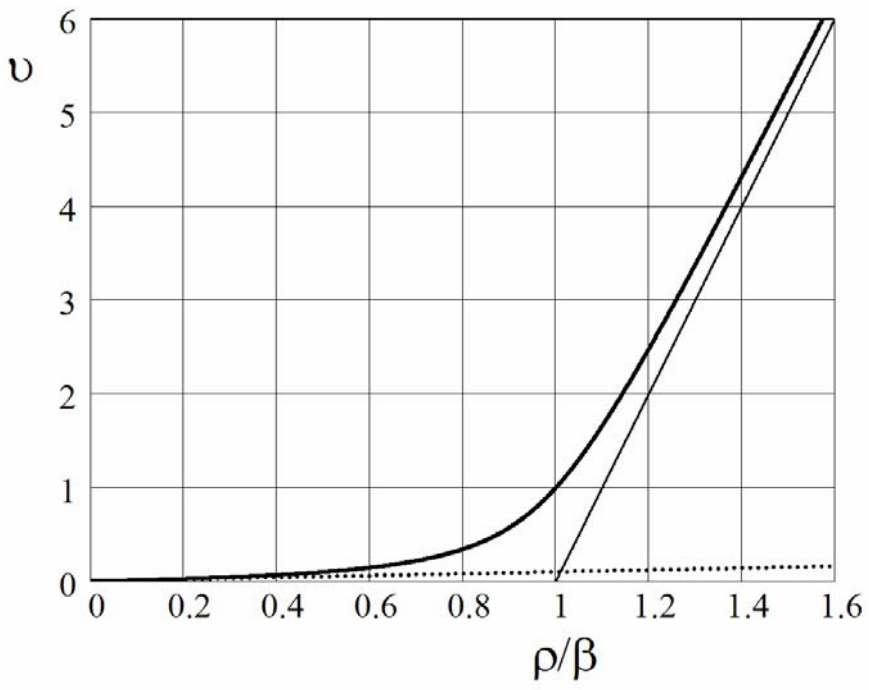

Рис. 11. Зависимость инкремента неустойчивости υ от избыточной реактивности ρ.

В некоторых работах, анализирующих развитие аварии на ЧАЭС, имеется распространенное заблуждение о том, что разгон реактора происходил на мгновенных нейтронах [250]. На ошибочность этого мнения ясно указал Кружилин [251]. Данные о разгоне реактора [252] указывают, что, по крайней мере, первые 6 с рост мощности происходил с инкрементом $\upsilon \sim 0{,}3\ \text{с}^{-1}$ (200 МВт в начале развития аварии, 530 МВт – на 3-ей секунде, на 6-ой секунде зафиксирован сигнал срабатывания АЗ, которая была установлена во время испытаний на уровне 1600 МВт). Указанное заблуждение возникло из-за неправильного использования асимптотики (5.12) в области $\upsilon \sim 0{,}3\ \text{с}^{-1}$. В действительности $\upsilon \sim 0{,}3\ \text{с}^{-1}$ достигается при $\rho \sim 0{,}8\ \beta < \beta$ (рис. 11), то есть разгон происходил на запаздывающих нейтронах.

Механизм разгона реактора – это один из основных вопросов, касающихся развития аварии на ЧАЭС [253]. Почему стержни аварийной защиты не успели остановить разгон реактора? По проекту, скорость

опускания стержней должна была быть достаточной для компенсации любого возможного аварийного разгона реактора на запаздывающих нейтронах, который мог произойти с характерным временем ~ 10 с, но фактически разгон реактора происходил в три раза быстрее. По вопросу о причинах разгона мощности в [252] утверждается, что при уменьшении плотности теплоносителя должен наблюдаться сильный рост избыточной реактивности реактора до 5β – кривая «*а*» на рис. 12 [254, 255]. Там же представлена зависимость, полученная на стадии проектирования, согласующаяся с экспериментальными результатами.

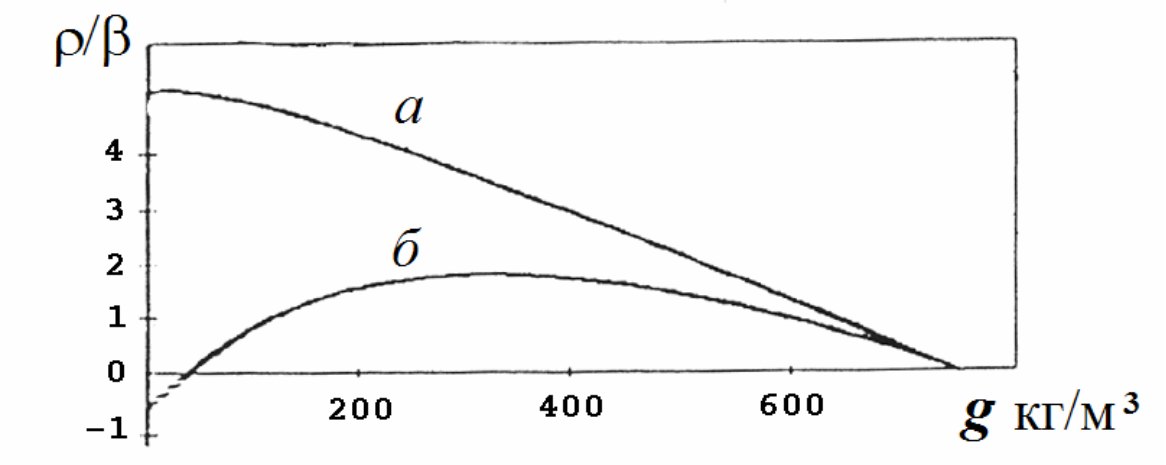

Рис. 12. Зависимость избыточной реактивности ρ (в единицах β) от плотности теплоносителя *g*: «*а*» – расчет после аварии; «*б*» – проектный расчет.

Из рисунка видно, что ход кривых значительно различается в области малых *g*. Заметим, что при избыточной реактивности ρ>β происходит разгон реактора на мгновенных нейтронах. По официальной версии [252] авария развивалась следующим образом: из-за локального увеличения мощности в условиях заниженного оперативного запаса реактивности (6–8 стержней при минимальном запасе 30 стержней) произошел перегрев теплоносителя. Перегрев вызвал уменьшение плотности теплоносителя, что в свою очередь привело к росту избыточной реактивности – кривая «*а*» рис. 12. Рост реактивности привел к росту интенсивности реакции и

увеличению мощности (выделяемая мощность пропорциональна плотности нейтронов). То есть это привело к развитию неустойчивости плотности нейтронов во времени. Исследуем качественно это предположение в рамках уравнений кинетики реактора (5.10). Предположим, что выполняется завышенная зависимость $\rho(g)$ – кривая «*a*» на рис. 12, в этом случае паровой коэффициент реактивности α_φ не превышает:

$$\alpha_\varphi = \frac{d\rho}{dg} < \frac{6\beta}{75\%} = 3{,}6\times10^{-4}\%^{-1}. \qquad (5.14)$$

Заметим, что в официальной информации [252] указывается меньший коэффициент $\alpha_\varphi = 2\times10^{-4}\,\%^{-1}$. По данным конструкторов [61] паропроизводительность реактора при номинальной мощности равна 1,5 т/с, а среднее содержание пара в теплоносителе на выходе – 15 %, при этом в реакторе находится одновременно не менее 30 т теплоносителя, а скорость изменения плотности теплоносителя (паросодержания) пропорциональна мощности (плотности нейтронов).

Если предположить, что движение теплоносителя через реактор было по каким-то причинам полностью остановлено, то даже в этом крайнем случае скорость изменения реактивности не превысит:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d\rho}{dg}\cdot\frac{dg}{dt} < \frac{6\beta}{0{,}75}\cdot\frac{1{,}5\ \text{т}\cdot\text{с}^{-1}}{30\text{т}}\cdot\frac{W_0}{W_n}, \qquad (5.15)$$

где $W_0 = 200$ МВт – начальная мощность реактора, с которой начался разгон, $W_n = 3200$ МВт – номинальная мощность. Следовательно, для максимально возможной функции $\rho(t)$ получаем уравнение:

$$\frac{d\rho}{dt} = \upsilon\beta\frac{n}{n_0}, \qquad (5.16)$$

где $\upsilon < 0{,}025\ \text{с}^{-1}$, n – плотность, а n_0 – начальная плотность нейтронов. Обратим внимание на то, что уравнение (5.16) выполняется локально, так как мы воспользовались лишь тем предположением, что находящийся в

замкнутом объеме теплоноситель выпаривается за счет выделяемой тепловой энергии.

Решая систему уравнений (5.10) в приближении одной эффективной группы запаздывающих нейтронов, учитывая начальные условия $\rho(0)=0$, $\rho'_t(0)=\upsilon\beta$ и $\rho''_{tt}(0)=\upsilon\beta n'_t(0)=0$, так как разгон начался из стационарного состояния, получаем уравнение:

$$\left(\frac{T}{\beta}\right)\frac{d^2\rho}{dt^2}+\left(\frac{T\lambda}{\beta}+1\right)\frac{d\rho}{dt}-\frac{\rho}{\beta}\cdot\frac{d\rho}{dt}-\frac{\lambda\rho^2}{2\beta}=(T\lambda+\beta)\upsilon. \qquad (5.17)$$

В рассматриваемом приближении ($T\lambda << \beta$ и $T\upsilon << \beta$) это уравнение имеет точное решение:

$$\sqrt{\frac{2\upsilon}{\lambda}}\operatorname{arctg}\left(\sqrt{\frac{\lambda}{2\upsilon}}\frac{\rho}{\beta}\right)-\frac{\upsilon}{\lambda}\ln\left(1+\frac{\lambda}{2\upsilon}\left(\frac{\rho}{\beta}\right)^2\right)=\upsilon t, \qquad (5.18)$$

которое изображено на рис. 13. При временах $t << \upsilon^{-1}=40$ с несложно записать приближенное решение:

$$n(t)=n_0\left[1+\upsilon t+\left(\frac{3}{2}\upsilon^2+\frac{\lambda}{2}\upsilon\right)t^2+o\left((\upsilon t)^2\right)\right]. \qquad (5.19)$$

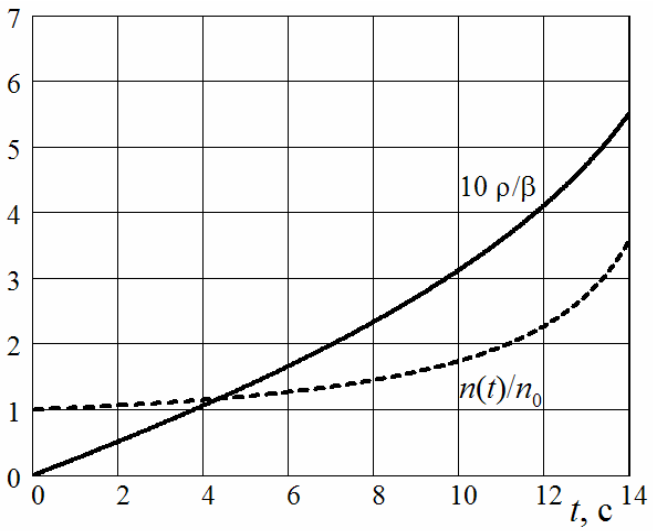

Рис. 13. Зависимость реактивности 10 $\rho(t)/\beta$ и плотности нейтронов $n(t)/n_0$ от времени при полной остановке прокачки воды в реакторе.

Таким образом, в рамках принятых начальных условий рост мощности за первые 10 с не мог быть больше чем в 2 раза. Учет всех групп запаздывающих нейтронов не меняет полученной оценки. Учет пространственной неоднородности при небольшой положительной избыточной реактивности приводит к затуханию высоких сильно неоднородных пространственных гармоник возмущений [256]. При большой избыточной реактивности высокие пространственные гармоники растут, по крайней мере, медленнее основной. Таким образом, предположение о сильной пространственной неоднородности плотности нейтронов не объясняет причину ускорения разгона реактора. Далее будет показано, что разгон реактора может происходить при внешнем воздействии на ядра-излучатели запаздывающих нейтронов.

Изотопные искажения

Факт воздействия на β-излучатели при аварии на ЧАЭС косвенно подтверждается нарушением изотопных отношений $^{134}Cs/^{137}Cs/^{136}Cs$, $^{129m}Te/^{132}Te$, $^{133}I/^{131}I$. В результате аварии произошел выброс в атмосферу радиоактивных веществ, что привело к загрязнению значительной территории. Анализ загрязнения велся на протяжении нескольких лет после аварии [257 – 261] и показал значительные отклонения изотопных отношений от расчетных [262]. Важной характеристикой выгорания топлива является отношение изотопов $^{134}Cs/^{137}Cs$. Изотоп ^{137}Cs является продуктом в цепочке β-распадов осколков деления топлива:

$$^{137}Te \rightarrow {}^{137}I \rightarrow {}^{137}Xe \rightarrow {}^{137}Cs,$$

а ^{134}Cs нарабатывается в результате захвата нейтрона стабильным изотопом ^{133}Cs, который в свою очередь является продуктом в цепочке осколков деления 133 массы. Следовательно, отношение изотопов $^{134}Cs/^{137}Cs$ растет линейно по мере выгорания топлива (из-за больших периодов β-распада этих изотопов) и однозначно определяется кампанией реактора.

В работе [262] сопоставлены расчетные значения отношения $^{134}Cs/^{137}Cs$ с учетом проведенных замен топлива в процессе работы реактора IV блока Чернобыльской АЭС и экспериментальные данные различных лабораторий. Убедительно показано, что с учетом всех возможных гипотез и ошибок экспериментально измеренное после аварии отношение $^{134}Cs/^{137}Cs$ превышает расчетное. При этом помимо увеличения среднего значения на величину не менее чем 10%, наблюдается существенное изменение функции распределения и увеличение верхней границы распределения более чем в два раза. Возможная причина такого изменения отношения изотопов $^{134}Cs/^{137}Cs$ заключается в том, что при аварии произошло некоторое воздействие на изотопы (например, аналогичное воздействию сверхсильного магнитного поля – разд. 4.3), которое привело к уменьшению изотопа ^{137}Cs по отношению к ^{134}Cs. Заметим, что аналогичное воздействие на атомы-излучатели запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов (разд. 5.3).

5.5. О возможном «магнитном механизме» регулирования атомного реактора

В уравнениях кинетики реактора (5.10) учитывались концентрации только тех ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, которые испытали распад по нейтронному каналу, а осколки, испытавшие β^--распад без излучения нейтрона, считались потерянными для процесса цепной реакции. Фактически те нейтроны, которые привели к образованию осколков, испытавших безнейтронный β^--распад учитывались в увеличении потерь, то есть в уменьшении реактивности ρ.

Известно табл. 13, что количество распадов с рождением нейтронов составляет не более $\nu_n \sim 0{,}1$ общего числа β^--распадов ядра-излучателя запаздывающих нейтронов. В стационарном режиме работы реактора, так

как доля запаздывающих нейтронов $\beta \sim 5\times10^{-3}$, постоянная распада ядер-излучателей $\lambda \sim 0{,}1\ \text{с}^{-1}$, время жизни нейтронов $T \sim 10^{-3}$ с, из (5.10) получаем концентрацию всех ядер-излучателей запаздывающих нейтронов (включая и те ядра, которые испытают распад без рождения нейтрона):

$$C_t = \nu_n^{-1}\frac{\beta}{\lambda T}n \sim \nu_n^{-1}50n \sim 500n\,, \tag{5.20}$$

то есть количество ядер-излучателей запаздывающих нейтронов более чем на два порядка превышает количество мгновенных нейтронов.

В реакторе постоянно находится огромное количество ядер-осколков, способных излучить нейтроны. Следовательно, изменение в физике распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов может привести к значительным изменениям плотности нейтронов.

Обратим внимание на то, что классические уравнения кинетики (5.10) принципиально записаны в условиях неизменной доли запаздывающих нейтронов. Следовательно, анализировать полученные решения (5.11)–(5.13) в случае переменной доли запаздывающих нейтронов не корректно. Для анализа поведения реактора при изменении постоянных β^--распада λ запишем уравнения кинетики в приближении одной группы запаздывающих нейтронов с учетом всего количества ядер-излучателей запаздывающих нейтронов (включая и те, распад которых не привел к образованию нейтрона) [263]:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho-\beta}{T}n + \lambda_n C_t\,, \\ \frac{dC_t}{dt} &= \frac{\beta_t n}{T} - \left(\lambda_n + \lambda_\beta\right)C_t\,, \end{aligned} \tag{5.21}$$

где C_t – плотность ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, включая и те ядра излучатели, которые испытали β^--распад без рождения нейтрона; λ_n – постоянная β^--распада ядра-излучателя запаздывающих нейтронов с рождением нейтронов; λ_β – постоянная β^--распада без рождения нейтронов;

$\beta_t = \beta\cdot(\lambda_n+\lambda_\beta)/\lambda_n$ – доля всех рождающихся ядер-излучателей запаздывающих нейтронов – коэффициент пропорциональности в (5.1), $C_t = C\,\beta_t/\,\beta$, C – плотность ядер-излучателей запаздывающих нейтронов в (5.10).

Рассмотрим поведение реактора, работающего в стационарном режиме, то есть реактивность $\rho = 0$, причем реактивность по мгновенным нейтронам $\rho_{мгн} = -\beta_0$ остается постоянной (β_0 – начальная доля запаздывающих нейтронов). Предположим, что на активную зону реактора повлияло некоторое внешнее воздействие (например, сверхсильное магнитное поле), которое привело к изменению постоянных распада $\lambda_\beta \to \lambda_\beta+\Delta\lambda_\beta$ и $\lambda_n \to \lambda_n+\Delta\lambda_n$, удовлетворяющему условию (5.4), что в свою очередь привело к увеличению доли запаздывающих нейтронов (5.5), (5.8) $\beta \to \beta + \Delta\beta$. При таком изменении β_0 и β_t остаются неизменными. Считая, что изменение происходит мгновенно (за время << T) из (5.21) получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} &\frac{dn}{dt} = -\frac{\beta_0}{T}n + (\lambda_n + \Delta\lambda_n)C_t, \\ &\frac{dC_t}{dt} = \frac{\beta_t n}{T} - (\lambda + \Delta\lambda)C_t = \left[\frac{\beta_0 n}{T} - \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)\lambda_n C_t\right]\frac{\lambda}{\lambda_n}, \end{aligned} \tag{5.22}$$

где $\lambda = \lambda_n + \lambda_\beta$. Нас интересуют решения с начальными условиями

$$C_t(0) = n(0)\frac{\beta_0}{\lambda_n T} = n(0)\frac{\beta_t}{\lambda T}. \tag{5.23}$$

С учетом (5.5) получаем уравнение:

$$\frac{d^2n}{dt^2} + \frac{dn}{dt}\left[\frac{\beta_0}{T} + (\lambda + \Delta\lambda)\right] - n\frac{\beta_0}{T}(\lambda + \Delta\lambda)\frac{\Delta\beta}{\beta} = 0, \tag{5.24}$$

которое описывает неустойчивость с инкрементом:

$$\kappa = \tfrac{1}{2}\left[\frac{\beta_0}{T} + \tilde{\lambda}\right]\left[\pm\sqrt{1 + 4\frac{\beta_0}{T}\frac{\Delta\beta}{\beta}\tilde{\lambda}\left[\frac{\beta_0}{T} + \tilde{\lambda}\right]^{-2}} - 1\right], \tag{5.25}$$

где $\tilde{\lambda} = \lambda + \Delta\lambda$. В распространенном приближении $T\lambda << \beta_0$ получаем:

$$\kappa_+ \approx \tilde{\lambda}\frac{\Delta\beta}{\beta}, \quad \kappa_- \approx -\frac{\beta_0}{T}. \tag{5.26}$$

С учетом начальных условий получаем, что при скачкообразном изменении доли запаздывающих нейтронов мощность реактора (из состояния равновесия) развивается по закону:

$$n(t) = n_0(1+A)\exp(\kappa_+ t) - n_0 A\exp(-|\kappa_-|t),$$
$$C_t(t) = \frac{n_0\beta_0}{\lambda_n T}\exp(\kappa_+ t), \quad A = \frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} \sim \frac{\Delta\beta}{\beta}. \tag{5.27}$$

При получении решения (5.27) системы (5.22) мы воспользовались только малостью параметра $T\lambda << \beta_0$, но не малостью $\Delta\beta/\beta$. На рис. 14 изображены функции $n(t)/n_0$ и $C_t(t)/C_t(0)$ для $\Delta\beta/\beta \sim 1{,}8$.

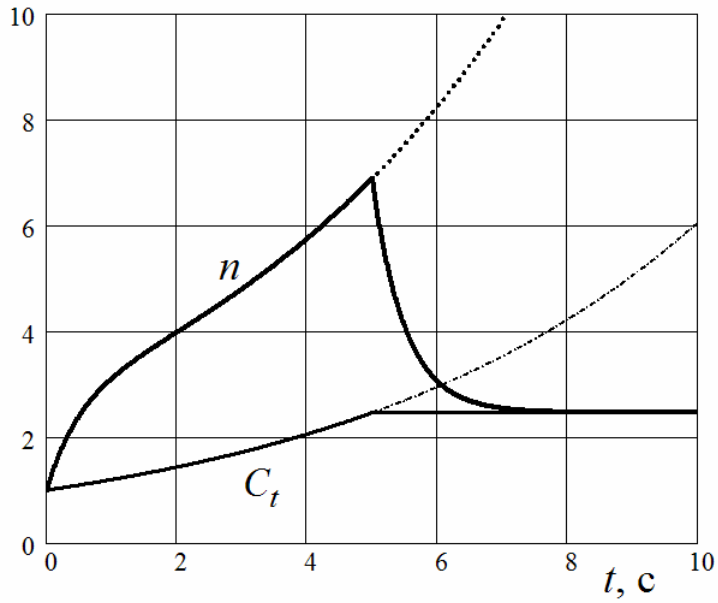

Рис. 14. Рост мощности и концентрации ядер-излучателей запаздывающих нейтронов при увеличении доли запаздывающих нейтронов.

Полученная система (5.22) не имеет стационарного решения, рост с инкрементом (5.26) будет происходить в линейном приближении неограниченно. В начальном равновесном состоянии n и C_t связаны условием (5.23), но при изменившейся доле запаздывающих нейтронов в

системе (5.22) обе производные остаются положительными, а функции n и C_t удовлетворяют неравенству:

$$\left(1+\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)C_t(t)<n(t)\frac{\beta_0}{\lambda_n T}<\left(1+\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n}\right)C_t(t), \tag{5.28}$$

которое выполняется так как:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\frac{\Delta\lambda_\beta+\Delta\lambda_n}{\lambda_\beta+\lambda_n}<\frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}+\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n}<1+\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n}. \tag{5.29}$$

После «отключения» воздействия по истечении промежутка времени τ и возвращения постоянных распада к невозмущенным значениям λ_β и λ_n, система перейдет в новое состояние равновесия (будем считать $\tau\beta_0 >> T$):

$$\begin{aligned} n(\infty)&=n(\tau)\frac{1}{1+A}\approx n_0\exp(\kappa_+\tau)=n_0\exp\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\lambda\tau\right),\\ C_t(\infty)&=n(\infty)\frac{\beta_0}{\lambda_n T}=n(\infty)\frac{\beta_t}{\lambda T}, \end{aligned} \tag{5.30}$$

из начального состояния:

$$\begin{aligned} n(\tau)&=n_0\cdot(1+A)\exp(\kappa_+\tau),\\ C_t(\tau)&=\frac{n_0\beta_0}{\lambda_n T}\exp(\kappa_+\tau), \end{aligned} \tag{5.31}$$

по закону:

$$\begin{aligned} n(t)&=n_0\exp(\kappa_+\tau)\left[1+A\exp\left(|\kappa_-|(\tau-t)\right)\right],\\ C_t(t)&=\lambda_n^{-1}\left(\frac{\beta_0}{T}n-\frac{dn}{dt}\right)=C_t(\tau)=\text{const}, \end{aligned} \tag{5.32}$$

за время $\sim T/\beta_0$. Результирующее относительное увеличение мощности составит:

$$\frac{\Delta n}{n_0}\sim\frac{\Delta\beta}{\beta}\lambda\tau. \tag{5.33}$$

На рис. 14 показано поведение мощности реактора и концентрации ядер-излучателей запаздывающих нейтронов после возвращения доли

запаздывающих нейтронов к невозмущенному значению через время $\tau = 5$ с.

Таким образом, если с помощью внешнего воздействия (например, с помощью сверхсильного магнитного поля (5.8)) менять долю запаздывающих нейтронов, теоретически можно регулировать мощность реактора.

5.6. Локальная калибровочная инвариантность уравнения Дирака на основе паулиевской симметрии

В настоящей работе были рассмотрены изменения вероятностей ядерных процессов при внешнем воздействии (ионизация, электрическое или магнитное поле) за счет изменения электронных состояний (связанных и непрерывного спектра, свободных и занятых). При этом считалось, что нейтринные функции не меняются. В данном разделе будут рассмотрены гипотетические поля, возникающие как калибровочные компенсирующие поля локальной паулиевской симметрии.

Аналогично [149] запишем глобальное преобразование паулиевской симметрии для безмассовых частиц (1.46) в виде ($a = e^{i\varphi}\cos\Theta$, $b = e^{i\varphi + i\Phi}\sin\Theta$):

$$\psi \to \exp\left(i\theta_5\gamma^5 + i\varphi\right)\left(\cos\Theta \cdot \psi + \sin\Theta \cdot e^{i\Phi}\gamma^5\psi^C\right), \tag{5.34}$$

где θ_5 – как и в (1.46) – псевдофаза,

$$\psi^C = -\eta\gamma^2\psi^* = \eta\gamma^0\gamma^2\overline{\psi}^T \tag{5.35}$$

– зарядовое сопряжение [152, 153, 165], $|\eta| = 1$ – фазовый множитель, зависящий от типа частиц [149]. Из сопряженного уравнения Дирака

$$\begin{aligned} &\partial_\mu\overline{\psi}\gamma^\mu = 0, \\ &\left(\gamma^0\partial_0 - \gamma^1\partial_1 + \gamma^2\partial_2 - \gamma^3\partial_3\right)\overline{\psi}^T = 0, \end{aligned} \tag{5.36}$$

для ψ^C получаем:

$$\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\left(\gamma^{1}\gamma^{3}\overline{\psi}^{T}\right)=\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\left(\gamma^{5}\psi^{C}\right)=0\,. \tag{5.37}$$

Из (5.34) для зарядово-сопряженной функции получаем:

$$\gamma^{5}\psi^{C}\to\exp\left(i\theta_{5}\gamma^{5}-i\varphi\right)\left(\cos\Theta\cdot\gamma^{5}\psi^{C}-\sin\Theta\cdot e^{-i\Phi}\psi\right). \tag{5.38}$$

Воспользуемся восьмикомпонентной изотопической функцией [149]

$$\Psi\equiv\begin{pmatrix}\psi\\ \gamma^{5}\psi^{C}\end{pmatrix},\qquad \Gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi=0\,, \tag{5.39}$$

где

$$\Gamma^{\mu}=\begin{pmatrix}\gamma^{\mu} & 0\\ 0 & \gamma^{\mu}\end{pmatrix}.$$

Фактически (5.39) содержит два уравнения для двух изотопических компонент. Плотность лагранжиана этого уравнения равна

$$L_{\mathrm{D}}=\frac{i}{4}\left(\overline{\Psi}U\Gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi-\left(\partial_{\mu}\overline{\Psi}\right)U\Gamma^{\mu}\Psi\right), \tag{5.40}$$

где

$$\overline{\Psi}\equiv\Psi^{+}\Gamma^{0}\,,$$

U – единичная матрица, или любая унитарная эрмитовая изотопическая матрица блочного вида:

$$U=\begin{pmatrix}\pm\sqrt{1-|u|^{2}}\cdot I^{4\times4} & uI^{4\times4}\\ u^{*}I^{4\times4} & \mp\sqrt{1-|u|^{2}}\cdot I^{4\times4}\end{pmatrix},$$

u – любое комплексное число. Матрица U коммутирует со всеми Γ^{μ}. Второй член уравнения (5.40) является эрмитово-сопряженным первому:

$$\begin{aligned}&\left(i\Psi^{+}\Gamma^{0}U\Gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi\right)^{+}=-i\partial_{\mu}\Psi^{+}U^{+}\Gamma^{\mu+}\Gamma^{0}\Psi=\\ &=-i\partial_{\mu}\Psi^{+}U\left(\Gamma^{0}\Gamma^{0}-\Gamma^{k}\Gamma^{0}\right)\Psi=-i\partial_{\mu}\Psi^{+}\Gamma^{0}U\Gamma^{\mu}\Psi.\end{aligned} \tag{5.41}$$

Паулиевское калибровочное преобразование (5.34) записывается в виде:

$$\Psi\to\exp\left(i\theta_{5}\gamma^{5}+i\varphi S^{3}+i\Theta\sin\Phi\cdot S^{1}+i\Theta\cos\Phi\cdot S^{2}\right)\Psi\,, \tag{5.42}$$

где S – матрицы, аналогичные матрицам Паули, но заданные в изотопическом пространстве:

$$S^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad S^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{5.43}$$

Комбинация

$$U_\Phi \equiv S^1 \sin\Phi + S^2 \cos\Phi = \begin{pmatrix} 0 & -i\exp(i\Phi) \\ i\exp(-i\Phi) & 0 \end{pmatrix} \tag{5.44}$$

является унитарной эрмитовой матрицей $U_\Phi^+ = U_\Phi$, $(U_\Phi)^2 = 1$. Далее определим

$$\theta_1 \equiv \Theta \sin\Phi, \qquad \theta_2 \equiv \Theta\cos\Phi, \qquad \theta_3 \equiv \varphi. \tag{5.45}$$

Тогда паулиевское преобразование (5.42) записывается в виде

$$\Psi \to \exp(i\theta_k S^k)\Psi, \qquad k = 1, 2, 3, 5, \tag{5.46}$$

где $S^5 = \Gamma^5$. Указанная глобальная 4-х параметрическая группа $U(1)\times SU(2)$ согласно теореме Нетер связана с сохранением четырех интегралов (и любых их линейных комбинаций):

$$J^{(k)\mu} = \frac{\delta L}{\delta(\partial_\mu \Psi)} i S^k \Psi, \qquad \partial_\mu J^{(k)\mu} = 0. \tag{5.47}$$

Подстановка лагранжиана (5.40) дает

$$J^{(k)\mu} = \frac{1}{2}\overline{\Psi} U \Gamma^\mu S^k \Psi. \tag{5.48}$$

Так как указанная калибровка включает скалярную и псевдоскалярную симметрию (1.69), то из токов (5.48) можно построить скалярный и псевдоскалярный токи (1.70), а также дополнительно сохраняющиеся токи:

$$\begin{aligned} J_C^\mu &= \overline{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi^C, & \partial_\mu J_C^\mu &= 0, \\ J_{C+}^\mu &= \psi^{C+}\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\psi, & \partial_\mu J_{C+}^\mu &= 0. \end{aligned} \tag{5.49}$$

Далее предположим, что указанная калибровка удовлетворяется локально. Тогда для выполнения уравнения (5.39) необходимо ввести компенсирующее калибровочное поле $A_{(k)\mu}$ по стандартной схеме [153, 155, 157]:

$$i\partial_\mu \to i\partial_\mu - G^k A_{(k)\mu}\,,$$
$$\Gamma^\mu\left(\partial_\mu + iG^k A_{(k)\mu}\right)\Psi = 0\,, \tag{5.50}$$

которое при локальном калибровочном преобразовании

$$\Psi \to \exp\left(i\theta_k(x)G^k\right)\Psi \tag{5.51}$$

меняется по закону:

$$A_{(k)\mu} \to A_{(k)\mu} - \partial_\mu \theta_k\,, \tag{5.52}$$

($G^k = S^k g^k$ – изотопический «заряд»). Структура заряда G^3 соответствует электрическому, G^5 – псевдоскалярному (1.57).

Аналогично классическому электромагнитному полю и полю Янга–Милса [158], для описания поля $A_{(k)\mu}$ воспользуемся инвариантным по отношению к преобразованиям (5.52) тензором

$$F_{(k)\mu\nu} = \partial_\mu A_{(k)\nu} - \partial_\nu A_{(k)\mu}\,. \tag{5.53}$$

Рассмотрим простейший случай невзаимодействующих полей. Лагранжиан уравнения (5.50) с учетом минимального лагранжиана для калибровочного поля (простейшего, инвариантного по отношению к преобразованиям Лоренца и изотопическим преобразованиям), аналогично (1.63), равен:

$$L = -\frac{1}{16\pi}F_{(k)}^{\mu\nu}F_{(k)\mu\nu} + \frac{i}{4}\left(\overline{\Psi}U\Gamma^\mu\partial_\mu\Psi - \left(\partial_\mu\overline{\Psi}\right)U\Gamma^\mu\Psi\right) - \frac{1}{2}\overline{\Psi}U\Gamma^\mu G^k\Psi A_{(k)\mu}\,. \tag{5.54}$$

Варьирование данного лагранжиана по $\overline{\Psi}$ приводит к уравнению Дирака (5.50), а варьирование по потенциалу поля $A_{(k)\mu}$ приводит к уравнениям для поля, аналогично (1.64):

$$\partial_\nu F_{(k)}^{\mu\nu} = -2\pi\cdot\overline{\Psi}U\Gamma^\mu G^k\Psi\,. \tag{5.55}$$

Предположим, что в рассмотренном взаимодействии участвуют только нейтрино. Рассмотрим модельную стационарную задачу с нейтрино одного (электронного) флейвора и левой спиральности $\gamma^5\psi = \psi$. Предположим, что пространство вокруг исследуемого β^+-активного ядра заполнено нейтринным фоном (например, от близкой звезды). В этом

случае β^+-распад исследуемого ядра происходит в потенциале $A(x)$ таком, что из (5.55) (калибровка $\partial_\mu A^\mu = 0$):

$$\partial_\nu F^{0\nu}_{(k)} = -\partial_\nu \partial^\nu A^0_{(k)} = \Delta A^0 = \Delta A_0 = -2\pi \cdot \overline{\Psi} U \Gamma^0 G^k \Psi = -2\pi \cdot \Psi^+ U G^k \Psi . \quad (5.56)$$

Будем считать, что рассматриваемое взаимодействие мало. Пусть

$$\Delta A_0 = -4\pi \cdot g f_0 ,$$

где g – заряд нейтрино в рассматриваемом взаимодействии, f_0 – плотность фонового распределения. Например, для $k = 5$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$f_0 = \frac{1}{2}\Psi^+ U G^5 \Psi = \frac{1}{2}\left(\psi^+, \eta^* \psi^T \gamma^2 \gamma^5\right)\begin{pmatrix} \gamma^5 \psi \\ \eta \gamma^2 \psi^* \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\left(\psi^+ \gamma^5 \psi + \psi^T \gamma^5 \psi^*\right) = \psi^+ \psi .$$

Решение уравнения (5.50) будем искать в виде поправки к решению для свободной левой частицы:

$$\psi = \frac{1}{2}\exp\left(ipt - i\vec{p}\vec{r}\right) u(x) \begin{pmatrix} 1 \\ \exp(-i\chi) \\ -1 \\ -\exp(-i\chi) \end{pmatrix},$$

$$p^2 = \vec{p}^{\,2} = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2, \qquad tg(\chi) = \frac{p_1}{p_2}. \quad (5.57)$$

С нормировкой как у плоских волн $\int \psi^+_{\vec{p}} \psi_{\vec{p}'} d^3 r = (2\pi)^3 \delta(\vec{p} - \vec{p}')$. Из (5.50) получаем:

$$\left(\partial_0 + igA_0(x) - e^{-i\chi}\partial_1 + ie^{-i\chi}\partial_2 - \partial_3\right) u(x) = 0 ,$$

$$igA_0(x) u(x) = e^{-i\chi} \delta u'_x(x) . \quad (5.58)$$

Для решения задачи необходимо определить граничные условия. Примем следующую модель: потенциал A задан в достаточно большой области размера L, но взаимодействие столь слабо, что $g^2 f_0 L^3 << 1$. Считаем, что на границе области влияние на искомую функцию отсутствует и $u(L) = 1$, $A(L) = 0$. В этих предположениях:

$$\ln\frac{u(0)}{u(L)} = -ie^{i\chi} g\int_0^L A_0(x)dx \sim -\frac{4\pi}{3} ie^{i\chi} g^2 L^3 f_0 \sim \delta u(0), \tag{5.59}$$

Таким образом, изменение плотности незанятых состояний нейтрино на ядре в первом порядке составляет

$$\delta\rho(0) = u^*\delta u + u\delta u^* \sim \frac{8\pi}{3}\sin(\chi) g^2 L^3 f_0 . \tag{5.60}$$

Усреднение этого выражения по всем направлениям волнового вектора $\vec{p}$ (по углам χ) дает ноль. Во втором порядке получаем ненулевой результат:

$$\delta^2\rho(0) = \delta u^*\delta u \sim \frac{16\pi^2}{9}\left(g^2 L^3 f_0\right)^2 > 0 . \tag{5.61}$$

Это, соответственно, приводит к увеличению вероятности β^+-распада λ. В рамках предложенного подхода константы гипотетических взаимодействия и величины изотопических зарядов теоретически не определяются.

Состояния нейтрино в плотной среде

В заключение рассмотрим возможное влияние плотной среды на состояния антинейтрино, обладающего массой. Воспользуемся моделью [125, 126], описывающей взаимодействие нейтрино со средой в рамках обобщенного уравнения Дирака (1.33), (1.34). Из решения (1.35) со спектром (1.36) получаем, что при $\alpha_\nu < 0$ нейтрино внутри среды обладает энергией меньше, чем в вакууме при том же импульсе:

$$E_\nu = \sqrt{p^2\left(1 + s|\alpha_\nu|\frac{m_\nu}{p}\right)^2 + m_\nu^2} - |\alpha_\nu| m_\nu < \sqrt{p^2 + m_\nu^2} . \tag{5.62}$$

Следовательно, в этом случае нейтрино не может покинуть границы плотной среды без дополнительного получения энергии. Условие $\alpha_\nu < 0$ выполняется в среде с достаточно большой плотностью нейтронов, для электронного нейтрино – это условие:

$$\begin{aligned} n_n &> n_e\left(4\sin^2\theta_W + 1\right) + n_p\left(1 - 4\sin^2\theta_W\right) = \\ &= \left(n_e + n_p\right) + \left(n_e - n_p\right)4\sin^2\theta_W . \end{aligned} \tag{5.63}$$

Наоборот, в среде с $\alpha_\nu > 0$ энергия антинейтрино меньше, чем в вакууме:

$$\widetilde{E}_\nu \equiv -E_\nu = \sqrt{p^2\left(1 - s\alpha_\nu \frac{m_\nu}{p}\right)^2 + m_\nu^2} - \alpha_\nu m_\nu < \sqrt{p^2 + m_\nu^2}\,. \tag{5.64}$$

В среде с $\alpha_\nu < 0$ происходит увеличение вероятности позитронного β-распада, а в среде $\alpha_\nu > 0$ – электронного. Увеличение происходит по двум причинам: во-первых, увеличивается граничная энергия распада и, во-вторых, увеличивается фазовый объем нейтрино (антинейтрино) по сравнению с аналогичными значениями в вакууме. Вероятность электронного β-распада пропорциональна интегральной функции Ферми (1.3), которая для антинейтрино, обладающего массой, меняется на:

$$\begin{aligned} f(Z,Q) &= \int_1^{Q-m_\nu} F(Z,E)\cdot E\sqrt{E^2-1}\cdot p_{\nu 0}^2 dE, \\ p_{\nu 0}^2 &= (Q-E)^2 - m_\nu^2, \end{aligned} \tag{5.65}$$

где E – энергия электрона. Так как спектр антинейтрино в среде (1.36) отличается от вакуумного $p^2 = E^2 - m_\nu^2$, то при рассмотрении β-распада в среде выражение $p_{\nu 0}^2$ под интегралом в (5.65) меняется на

$$p_{\nu\,\mathrm{IN}}^2 = \left(\sqrt{(Q-E+\alpha_\nu m_\nu)^2 - m_\nu^2} + s\alpha_\nu m_\nu\right)^2. \tag{5.66}$$

Относительное изменение $f \equiv \left(p_{\nu\,\mathrm{IN}}^2 - p_{\nu 0}^2\right)/p_{\nu 0}^2$ растет по модулю при уменьшении энергии ядерного перехода Q:

$$f = 2\alpha_\nu m_\nu \frac{(Q-E+\alpha_\nu m_\nu) + s\sqrt{(Q-E+\alpha_\nu m_\nu)^2 - m_\nu^2}}{(Q-E)^2 - m_\nu^2}\,. \tag{5.67}$$

Считая массу антинейтрино самым малым параметром и $s = -1$, получаем:

$$f \approx \frac{\alpha_\nu m_\nu^3}{(Q-E)^3}\,. \tag{5.68}$$

Следовательно, вероятность электронного β-распада в среде с достаточно высокой плотностью увеличивается при $\alpha_\nu > 0$ и уменьшается при $\alpha_\nu < 0$, и

это изменение будет тем больше, чем меньше энергия распада. Для позитронного β-распада знак изменения противоположный – увеличение вероятности при $\alpha_\nu < 0$ и уменьшение при $\alpha_\nu > 0$.

В настоящее время активно обсуждаются вопросы о возможном поиске явлений, выходящих за рамки Стандартной модели [264, 265]. При этом основные ожидания связывают с экспериментами по столкновению пучков частиц больших энергий. В 2008 г. вводится в строй большой адронный коллайдр (Large Hadron Collider – LHC, ЦЕРН), на котором предполагается проводить столкновения встречных пучков протонов с энергиями 7+7 ТэВ [266, 267]. С другой стороны, если рассмотренные в настоящем разделе гипотетические взаимодействия существуют, то они могут приводить к изменению вероятности ядерных распадов, протекающих за счет слабых взаимодействий. Наибольшее влияние они могут оказывать на вероятности ядерных распадов малых энергий, аналогично влиянию β-распада в связанное состояние электрона (1.9). Следовательно, поиск новых физических явлений, выходящих за рамки Стандартной модели имеет смысл проводить не только в области больших энергий, но и с помощью прецизионных экспериментов по выявлению нарушений периодов распадов с малыми граничными энергиями.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Сформулируем основные результаты и выводы диссертации.

1. Развиты методы расчета опосредованного влияния внешних электромагнитных полей атомного масштаба на вероятности ядерных распадов ($\beta^{\pm}$-распады, изомерные переходы) через изменения атомных электронных состояний; методы основаны на анализе решений релятивистских уравнений движения электронов во внешних полях. Получено, что эффект такого опосредованного влияния через возмущения атомных оболочек всегда значительно (на несколько порядков) превышает эффекты прямого воздействия полей на вероятности распада ядер из-за изменений состояний ядер.
2. В результате теоретического исследования влияния электрического поля на вероятности β-распада и электронного захвата ядер нейтральных атомов и ионов получено, что вероятности β-распада атома и иона трития во внешнем электрическом поле уменьшаются, а не увеличиваются, вопреки ранее известному в ядерной физике ошибочному выводу, который был получен без учета атомных состояний электронов. Данные изменения происходят из-за уменьшения на ядре плотности электронных состояний дискретного спектра (связанных состояний) и уменьшения граничной энергии β-распада (разд. 2.4). Получено, что вероятность электронного захвата во внешнем электрическом поле уменьшается (разд. 2.5).
3. В результате решения уравнения Дирака получены собственные функции релятивистского электрона в сверхсильном однородном магнитном и центральном электрическом полях в адиабатическом приближении не только для основного, но и возбужденных уровней Ландау в приближении, когда ларморовский радиус электрона мал по сравнению с боровским радиусом, но больше комптоновской длины волны электрона (разд. 3.2). На основе этих решений получено, что вероятности разрешенных (разд. 3.3) и запрещенных (разд. 4.1–4.3) β^{-}-распадов ядер нейтральных и ионизованных атомов увеличиваются под воздействием внешнего сверхсильного (в атомном масштабе) магнитного поля. Увеличение определяется именно β^{-}-распадом в

состояния дискретного спектра продольного (вдоль магнитного поля) движения электронов (связанные состояния); эффект усиливается с уменьшением энергии и увеличением степени запрета β^--перехода.

4. В результате проведенного исследования влияния электрического и магнитного полей на изменение вероятностей распада изомерных состояний ядер, находящихся в составе нейтральных атомов и ионов получены зависимости вероятности рождения конверсионных электронов от напряженности внешнего магнитного и электрического поля. Получено, что вероятность рождения электронов внутренней конверсии увеличивается под воздействием внешнего магнитного поля и уменьшается под действием внешнего электрического поля (разд. 4.4).
5. В результате исследования влияния ионизации атома и напряженности внешнего магнитного поля на ядра-излучатели запаздывающих нейтронов получено, что доля запаздывающих нейтронов увеличивается при ионизации атома и при воздействии на атом сверхсильного магнитного поля (разд. 5.1–5.3), вопреки распространенному мнению о неизменности доли запаздывающих нейтронов.
6. В результате проведенного теоретического анализа условия β-стабильности ядер нейтральных атомов и ионов в основном или возбужденном состоянии получено, что необходимым и достаточным условием β-стабильности ядер нейтральных, ионизованных и возмущенных атомов является условие реализации минимума полной массы атома (или иона) в соответствующем изобарном ряду (разд. 2.1 и 2.2). Это условие β-стабильности подтверждено анализом известных экспериментальных данных.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Уруцкоеву Л. И. за многочисленные обсуждения, помощь в постановке задач и предоставление экспериментальных данных, которые легли в основу развитых в диссертации моделей. Также автор благодарен Рухадзе А. А. и Игнатову А. М. за плодотворные обсуждения и поддержку работы.

Список работ автора, вошедших в диссертацию

1. Филиппов Д. В., Яньков В. В. Об электронных двумерных вихрях // Физика плазмы, 1986, т. 12, №8, 953–960.
2. Филиппов Д. В., Яньков В. В. Кинетические ограничения на сжатие перетяжек z-пинчей // Препринт ИАЭ №4740/6 – М.: ЦНИИатоминформ, 1988. – 5 стр.
3. Филиппов Д. В. Двумерные электронные и ионные вихри в плазме // Физика плазмы, 1988, т. 14, №12, 1457–1465.
4. Байгарин К. А., Филиппов Д. В. Взаимодействие релятивистских электронных пучков с мишенью в азимутальном магнитном поле // Препринт ИАЭ № 5018/7 – М.: ИАЭ, 1990. – 10 стр.
5. Волкович А. Г., Ликсонов В. И., Лобановский Д. А., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Тюрин А. С., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В., Чесноков А. В. Коллимированный спектрально-чувствительный детектор для дистанционного поиска пятен радиоактивного загрязнения // Атомная энергия, 1990, т. 69, №4, 259–260.
6. Волкович А. Г., Коба Ю. В., Ликсонов В. И., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Тюрин А. С., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В., Чесноков А. В. Применение коллимированного детектора при ликвидации последствий аварии в машинном зале 4-го энергоблока АЭС // Атомная энергия, 1990, т. 69, №6, 389–391.
7. Волкович А. Г., Ликсонов В. И., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Филиппов Д. В., Уруцкоев Л. И., Чесноков А. В. Исследование контрастности и пространственного разрешения матричного сцинтиллятора // Приборы и техника эксперимента, 1991. №2. – с. 85–88.
8. Волкович А. Г., Ликсонов В. И., Лобановский Д. А., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Тюрин А. С., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В., Чесноков А. В. Оптимизация световыхода сцинтиллятора для

позиционно-чувствительного гамма-детектора // Приборы и техника эксперимента, 1991, №2, 88–90.

9. Филиппов Д. В. Двумерные устойчивые решения уравнения Власова // Физика плазмы, 1991, т. 17, №3, 383–388.

10. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. О возможном магнитном механизме уменьшения времени разгона реактора РБМК-1000 на ЧАЭС // Краткие сообщения по физике ФИАН, 2004, №1, 5–22.

11. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Возможны ли низкоэнергетические ядерные реакции с точки зрения законов сохранения? // Краткие сообщения по физике ФИАН, 2004, №4, 39–49.

12. Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Возможна ли трансформация ядер в низкотемпературной плазме с точки зрения законов сохранения? // Прикладная физика, 2004, №2, 30–35.

13. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. О возможном магнитном механизме аварии реактора РБМК-1000 на ЧАЭС // Прикладная физика, 2004, №3, 15–27.

14. Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Условие β-стабильности ядер нейтральных атомов // Успехи физических наук, 2004, т. 174, №12, 1355–1358.

15. Filippov D. V., Urutskoev L. I. On the possibility of nuclear transformation in low-temperature plasma from the viewpoint of conservation laws // Annales Fondation Louis de Broglie, 2004, v. 29, Hors Serie 3, 1187–1205.

16. Filippov D. V., Rukhadze A. A., Urutskoev L. I. Effects of atomic electrons on nuclear stability and radioactive decay // Annales Fondation Louis de Broglie, 2004, v. 29, Hors Serie 3, 1207–1217.

17. Filippov D. V., Rukhadze A. A., Urutskoev L. I. Effects of atomic electrons on nuclear stability and radioactive decay // in: Condensed Matter Nuclear Science, Ed. J. P. Biberian, World Scientific Publishing Co., Singapore, 2006, p. 806–817.

18. Filippov D. V., Urutskoev L. I., Lochak G., Rukhadze A. A. On the possible magnetic mechanism of shortening the runaway of RBMK-1000 reactor at Chernobyl Nuclear Power Plant // in: Condensed Matter Nuclear Science, Ed. J. P. Biberian, World Scientific Publishing Co., Singapore, 2006, p. 838–853.

19. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Учет влияния β-распада в связанные состояния в ионизованных атомах на долю запаздывающих нейтронов // Ядерная физика, 2006, т. 69, №5, 820–823.

20. Доровской В. М., Елесин Л. А., Столяров В. Л., Стеблевский А. В., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Исследование продуктов электровзрыва титановых фольг с помощью электронного микроскопа // Прикладная физика, 2006, №4, 28–34.

21. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Увеличение доли запаздывающих нейтронов из ядер-излучателей в сверхсильном магнитном поле // Прикладная физика, 2006, №5, 8–10.

22. Агапов А. С., Каленский В. А., Кайтуков Ч. Б., Малышев А. В., Рябова Р. В., Стеблевский А. В., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Обнаружение «странного» излучения и изотопного искажения титана при испытаниях промышленного электротехнического оборудования // Прикладная физика, 2007, №1, 37–46.

23. Филиппов Д. В. Увеличение вероятности разрешенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле // Ядерная физика, 2007, т. 70, №2, 280–287.

24. Филиппов Д. В. Уменьшение вероятности распада трития во внешнем электрическом поле // Ядерная физика, 2007, т. 70, №11, 1891–1896.

25. Филиппов Д. В. Увеличение вероятности запрещенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле // Ядерная физика, 2007, т. 70, №12, 2068–2076.

Список литературы

1. Fermi E. Versucheiner Theorie der β-Strahlen // Zs. f. Phys. **88**, 161–171 (1934); Ферми Э. К теории β-лучей / В сб.: Ферми Э. Научные труды, т. 1. – М.: Наука, 1971. – с. 525–541.
2. Lee T. D., Yang C. N. Question of Parity Conservation in Weak Interactions // Phys. Rev. **104**, №1, 254–258 (1956); Ли Ц. Д., Янг Ч. Н. Вопрос о сохранении четности в слабых взаимодействиях / В. сб.: Новые свойства симметрии элементарных частиц / Под ред. Халатникова И. М. – М.: Изд-во Ин. Лит., 1957. – с. 13–26.
3. Hasert F. J., Faissner H., Krenz W., *et al*. Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering // Phys. Lett. B **46**, №1, 121–124 (1973).
4. Hasert F. J., Kabe S, Krenz W., *et al*. Observation of Neutrino-like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment // Phys. Lett. B, **46**, №1, 138–140 (1973).
5. Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях – М.: Наука, 1981.
6. Fukuda Y., Hayakawa T., Ichihara E., *et al*. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos // Phys. Rev. Lett. **81**, №8, 1562–1567 (1998).
7. Ahmad Q. R., Allen R. C., Andersen T. C., *et al*. Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^{8}B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory // Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001).
8. Ahmad Q. R., Allen R. C., Andersen T. C., *et al*. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory // Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002).
9. Понтекорво Б. Мезоний и антимезоний // ЖЭТФ **33**, №2, 549–551 (1957).
10. Понтекорво Б. Обратные β-процессы и несохранение лептонного заряда // ЖЭТФ **34**, №1, 247–249 (1958).

11. Segrè E., Wiegand C. E. Experiments on the Effect of Atomic Electrons on the Decay Constant of Be^7 // Phys. Rev. **75**, №1, 39–43 (1949).
12. Leininger R. F., Segrè E., Wiegand C. E. Experiments on the Effect of Atomic Electrons on the Decay Constant of Be^7. II // Phys. Rev. **76**, №7, 897–898 (1949).
13. Bainbridge K. T., Goldhaber M. Influence of the chemical state on the lifetime of an isomer // Phys. Rev. **84**, №6, 1260–1262 (1951).
14. Jung M., Bosch F., Beckert K., *et al*. First observation of bound-state β-decay // Phys. Rev. Lett. **69**, №15, 2164–2167 (1992).
15. Bosch F., Faestermann T., Friese J., *et al*. Observation of bound-state β-decay of fully ionized ^{187}Re: ^{187}Re – ^{187}Os cosmochronometry // Phys. Rev. Lett. **77**, №26, 5190–5193 (1996).
16. Ахмедов Е. Х. β-распад в поле интенсивной электромагнитной волны // ЖЭТФ **85**, №5, 1521–1531 (1983).
17. Ораевский В. Н., Рез А. И., Семикоз В. Б. Спонтанное рождение позитронов кулоновским центром в однородном магнитном поле // ЖЭТФ **72**, №3, 820–833 (1977).
18. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. – М.: Физматлит, 1958.
19. Сивухин Д. В. Общий курс физики, Т. 5. Атомная и ядерная физика. – М.: Физматлит, 2002.
20. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика Т. 1. – М.: Атомиздат, 1974.
21. Блат Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. – М.: ИЛ, 1954.
22. Престон М. Физика ядра. – М.: Мир, 1964.
23. Мухин К. Н., Патаракин О. О. Экзотические процессы в ядерной физике // УФН **170**, №8, 855–897 (2000).

24. Chu S. Y. F., Ekström L. P., Firestone R. B. WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 2/28/1999 – from URL, nucleardata.nuclear.lu.se/ nucleardata/toi
25. Кюри М. Радиоактивность. – М.-Л.: ОГИЗ, 1947 [Curie M. Radioactivité, 1935].
26. Гареев Ф. А., Жидкова И. Е., Ратис Ю. Л. Влияние возбуждения и ионизации атомов на скорость ядерных процессов при низких энергиях. – Препринт Р4-2004-68, ОИЯИ, Дубна, 2004.
27. Стародубцев С. В., Романов А. М. Превращения ядер и атомная оболочка. – Ташкент: Издат. АН Узбекской ССР, 1958.
28. Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Условие β-стабильности ядер нейтральных атомов // УФН **174**, №12, 1355–1358 (2004).
29. Filippov D. V., Rukhadze A. A., Urutskoev L. I. Effects of atomic electrons on nuclear stability and radioactive decay / in: Condensed Matter Nuclear Science, Ed. J. P. Biberian – World Scientific Publishing Co., Singapore, 2006. – p. 806–817.
30. Raiola F., Burchard B., Fulop Z., *et al*. Electron screening in $d(d, p)t$ for deuterated metals: temprerature effects // J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. **31**, 1141–1149 (2005).
31. Kettner K. U., Becker H. W., Strieder F., and Rolfs C. High-Z electron screening: the cases $^{50}V(p, n)^{50}Cr$ and $^{176}Lu(p, n)^{176}Hf$ // J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. **32**, 489–495 (2006).
32. Ткаля Е. В. Индуцированный распад ядерного изомера $^{178m2}Hf$ и «изомерная бомба» // УФН **175**, №5, 555–561 (2005).
33. Корсунский М. И. Изомерия атомных ядер. – М.: Гостехтеориздат, 1954.
34. Роуз М. Поля мультиполей. – М.: Изд-во Ин. Лит., 1957.

35. Ткаля Е. В. О теоретической интерпретации экспериментальных результатов по возбуждению изомера ^{235m}U (76,8 эВ) в плазме // Письма в ЖЭТФ **53**, №9, 441–443 (1991).

36. Ткаля Е. В. Возбуждение низколежащего изомерного уровня ядра ^{229}Th оптическими фотонами // Письма в ЖЭТФ **55**, №4, 216–218 (1992).

37. Дыхне А. М., Ткаля Е. В. Ядерный изомер ^{229m}Th ($3/2^+$, 3,5 эВ) и проверка экспоненциальности закона распада // Письма в ЖЭТФ **67**, №8, 521–525 (1998).

38. Андреев А. В., Гордиенко В. М., Дыхне А. М. и др. Возбуждение ядер в горячей плотной плазме: к возможности экспериментальных исследований с ^{201}Hg // Письма в ЖЭТФ **66**, №5, 312–418 (1997).

39. Андреев А. В., Волков Р. В., Гордиенко В. М. и др. Возбуждение ядер тантала-181 в высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазме // Письма в ЖЭТФ **69**, №5, 343–348 (1999).

40. Ткаля Е. В. Аномалии в процессе возбуждения ядер при электронных переходах в атомной оболочке // Письма ЖЭТФ **59**, №1, 15–19 (1994).

41. Большаков В. В., Гордиенко В. М., Савельев А. Б., Чутко О. В. Возбуждение низколежащих ядерных состояний линейчатым излучением ионов фемтосекундной лазерной плазмы // Письма в ЖЭТФ **79**, №2, 80–85 (2004).

42. Арутюнян Р. В., Большов Л. А., Ткаля Е. В. Электронное инициирование гамма-переходов в плазме // Письма в ЖЭТФ **46**, №9, 354–355 (1987).

43. Ткаля Е. В. Ускорение распада изомеров ядер при ионизации атомной оболочки // Письма в ЖЭТФ **60**, №9, 619–621 (1994).

44. Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б. Резонансная конверсия как основной канал распада 3,5-эВ изомера в ^{229m}Th // ЯФ **69**, №4, 596–604 (2006).

45. Карпешин Ф. Ф. Резонансная внутренняя конверсия как путь ускорения ядерных процессов // ЭЧАЯ **37**, №2, 522–564 (2006).

46. Карпешин Ф. Ф. Деление ядра в мюонных атомах. – СПб.: Наука, 2006.

47. Карпешин Ф. Ф., Новиков Ю. Н., Тржасковская М. Б. Внутренняя конверсия в водородоподобных ионах // ЯФ **67**, №2, 234–242 (2004).

48. Ткаля Е. В. Безрадиационный распад низколежащего ядерного изомера ^{229m}Th (3,5 эВ) в металле // Письма в ЖЭТФ **70**, №6, 367–370 (1999).

49. Bikit I., Lakosi L., Safar J., Conkic Lj. Depopulation of ^{180}Ta^{m} by bremsstrahlung // Phys. Rev. C **59**, №4, 2272–2274 (1999).

50. Физические величины / Спр. под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

51. Мурадян Г. В., Шатров О. Я., Восканян М. А. и др. Поиск и исследование нейтронных резонансов изомера ^{182m2}Hf // ЯФ **66**, №1, 8–18 (2003).

52. Collins C. B., Davanloo F., Iosif M. C., *et al*. Study of the Gamma Emission from the 31-yr Isomer of ^{178}Hf Induced by X-Ray Irradiation // ЯФ **63**, №12, 2067–2072 (2000).

53. Ahmad I., Banar J. C., Becker J. A., *et al*. Search for X-Ray Induced Acceleration of the Decay of the 31-Yr Isomer of ^{178}Hf Using Synchrotron Radiation // Phys. Rev. Lett. **87**, №7, 072503 (2001).

54. Erma V. A. Electron Effects on Barrier Penetration // Phys. Rev. **105**, №6, 1784–1787 (1957).

55. Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Суслов Ю. П. Бета-процессы. – М.-Л.: Наука, 1972.

56. Bahcall J. N. Theory of bound-state beta decay // Phys. Rev. **124**, №2, 495–499 (1961).

57. Баткин И. С. К вопросу о β-распаде в связанные состояния // Известия АН СССР, сер. Физ. **40**, №6, 1279–1280 (1976).

58. Takahashi K., Yokoi K. Nuclear β-decays of highly ionized heavy atoms in stellar interiors // Nucl. Phys. A **404**, №3, 578–598 (1983).

59. Takahashi K., Boyd R. N., Mathews G. J., Yokoi K. Bound-state beta decay of highly ionized atoms // Phys. Rev. C **36**, №4, 1522–1528 (1987).

60. Шульц. М Регулирование энергетических ядерных реакторов. – М.: ИЛ, 1957.

61. Доллежаль Н. А., Емельянов И. Я. Канальный ядерный энергетический реактор. – М.: Атомиздат, 1980.

62. Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1957.

63. Динамика ядерных реакторов / сб. под ред. Шевелева Я. В. – М.: Энергоатомиздат, 1990.

64. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. – М,: ГосАтомИздат, 1962.

65. Глушков Е. С., Назаренко И. П., Паневин И. Г., Пономарев-Степной Н. Н. Методы нейтронно-физического расчета ядерных реакторов. – М.: Издат. МАИ, 2000.

66. Кадомцев Б. Б. Тяжелый атом в сверхсильном магнитном поле // ЖЭТФ **58**, №5, 1765–1769 (1970).

67. Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С. Атомы в сверхсильном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ **13**, №1, 61–64 (1971).

68. Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С. Вещество в сверхсильном магнитном поле // ЖЭТФ **62**, №1, 144–152 (1972).

69. Саакян Г. С. Физика нейтронных звезд. – Дубна: ОИЯИ, 1995.

70. Бескин В. С. Нейтронные звезды и уравнение состояния ядерной материи // УФН **152**, №4, 683–689 (1987).

71. Бескин В. С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. – М.: Физматлит, 2006.

72. Yakovlev D. G., Kaminker A. D., Gnedin O.Y., Haensel P. Neutrino Emission from Neutron Stars // Phys. Rep. **354**, 1–155 (2001).

73. Barkovich M., D'Olivo J. C., Montemayor R. Active-sterile neutrino oscillations and pulsar kicks // Phys. Rev. D **70**, 043005 (2004).

74. Duez M. D., Liu Y. T, Shapiro S. L., *et al*. Evolution of magnetized, differentially rotating neutron stars: Simulations in full general relativity // Phys. Rev. D **73**, 104015 (2006).

75. Potekhin A. Y., Chabrier G, Shibanov Yu. A. Partially ionized hydrogen plasma in strong magnetic fields // Phys. Rev. E **60**, №2, 2193–2208 (1999).

76. Zavlin V. E., Pavlov G. G., Shibanov Yu. A. Model neutron star atmospheres with low magnetic fields // Astron. Astrophys. **315**, 141–152 (1996).

77. Яковлев Д. Г., Левенфиш К. П., Шибанов Ю. А. Остывание нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах // УФН **169**, №8, 825–868 (1999).

78. Крайнов В. П., Смирнов М. Б. Эволюция больших кластеров под действием ультракороткого сверхмощного лазерного импульса // УФН **170**, №9, 969–990 (2000).

79. Косарев И. Н Генерация быстрых протонов при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с тонкой фольгой // ЖТФ **75**, №10, 73–77 (2005).

80. Ложкарев В. В., Гаранин С. Г., Герке Р. Р. и др. 100-тераваттный фемтосекундный лазер на основе параметрического усиления // Письма в ЖЭТФ **82**, №4, 196–199 (2005).

81. Беляев В. С., Костенко О. Ф., Лисица В. С. Циклотронный механизм ускорения электронов в субпикосекундной лазерной плазме // Письма в ЖЭТФ **77**, №12, 784–787 (2003).

82. Wagner U., Tatarakis M., Gopal A., *et al*. Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas // Phys. Rev. E **70**, 026401 (2004).

83. Беляев В. С., Виноградов В. И., Матафонов А. П. и др. Эффективная температура и направленное движение быстрых ионов в лазерной пикосекундной плазме // Письма в ЖЭТФ **81**, №12, 753–757 (2005).

84. Балыкин В. И. Движение атома под действием фемтосекундных лазерных импульсов: от хаоса к пространственной локализации // Письма в ЖЭТФ **81**, №5, 268–273 (2005).

85. Elliott R. J., Loudon R. Theory of the absorption edge in semiconductors in a high magnetic field // J. of Phys. and Chem. of Solids **15**, №3–4, 196–207 (1960).

86. Hasegawa H., Howard R. E. Optical absorption spectrum of hydrogenic atoms in a strong magnetic field // J. of Phys. and Chem. of Solids **21**, №3–4, 179–198 (1961).

87. Жилич А. Г., Монозон Б. С. Квазиклассическое рассмотрение спектра водородоподобной системы в сильном магнитном поле // Физ. Твердого Тела **8**, №12, 3559–3566 (1966).

88. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. – М.: Физматлит, 2001.

89. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. – М.: Наука, 1974.

90. Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика. – М.: Наука, 1979.

91. Справочник по специальным функциям / под ред. Абрамовица М, Стиган И. – М.: Наука, 1979.

92. Буреева Л. А., Лисица В. С. Возмущенный атом. – М.: ИздАТ, 1997.

93. Fermi E. Un metodo statistico per la determinazione di alcune proprieta dell'atomo // Rend Lincei **6**, 602–607 (1927); Ферми Э. Статистический метод определения некоторых свойств атома / В сб.: Ферми Э. Научные труды, т. 1. – М.: Наука, 1971. – с. 279–283.

94. Давыдов А. С. Квантовая механика. – М.: Наука, 1973.

95. Ахмедов Е. Х. Запрещенный β-распад в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ **87**, №5, 1541–1551 (1984).

96. Акулов В. А., Мамырин Б. А. Изотопно-гелиевый масс-спектрометрический метод исследования бета-распада трития (идея, эксперимент, применение в ядерной и молекулярной физике) // УФН **173**, №11, 1187–1197 (2003).

97. Мамырин Б. А., Акулов В. А. Применение масс-спектрометрии для исследования внутриядерных процессов // УФН **174**, №7, 791–794 (2004).

98. Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г., Студеникин А. И. Поляризационные эффекты β-распада в интенсивном электромагнитном поле // ЯФ **28**, №6, 1454–1465 (1978).

99. Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. О возможности воздействия интенсивного электромагнитного излучения на ядерный β-распад // ЯФ **37**, №4, 875–882 (1983).

100. Баткин И. С., Смирнов Ю. Г. Вторичные эффекты при ядерном β-распаде // ЭЧАЯ **11**, №6, 1421–1473 (1980).

101. Студеникин А. И. Эффекты отдачи протона при β-распаде поляризованных нейтронов в сильном магнитном поле // ЯФ **49**, №6, 1665–1671 (1989).

102. Kouzakov K. A., Studenikin A. I. Bound-state β decay of neutron in a strong magnetic field // Phys. Rev. C **72**, №1, 015502 (2005).

103. Кауц В. Л., Савочкин А. М., Студеникин А. И. Асимметрия нейтринного излучения при бета-распаде нейтрона в сверхплотном веществе и сильном магнитном поле // ЯФ **69**, №9, 1488–1495 (2006).
104. Леинсон Л. Б., Ораевский В. Н. Квантовые переходы позитроний–фотон и фотон–позитроний в сильных магнитных полях // ЯФ **42**, №2(8), 401–410 (1985).
105. Shabad A. E., Usov V. V., Photon dispersion in a strong magnetic field with positronium formation: Theory // Astrophys. and Space Sci. **128**, №2, 377–409 (1986).
106. Shabad A. E., Usov V. V., Bethe-Salpeter approach for relativistic positronium in a strong magnetic field // Phys. Rev. D **73**, 125021 (2006).
107. Shabad A. E., Usov V. V., Positronium Collapse and Ultimate Magnetic Field in QED // ЯФ **70**, №7, 1294–1298 (2007).
108. Крайнов В. П. Водородоподобный атом в сверхсильном магнитном поле // ЖЭТФ **64**, №3, 800–803 (1973).
109. Филиппов Д. В. Увеличение вероятности разрешенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле // ЯФ **70**, №2, 280–287 (2007).
110. Понтекорво Б. Нейтринные опыты и вопрос о сохранении лептонного заряда // ЖЭТФ **53**, №5, 1717–1725 (1967).
111. Емельянов В. М. Стандартная модель и ее расширения. – М.: Физматлит, 2007.
112. Беттини А. Физика за пределами Стандартной модели. Эксперименты в лаборатории Гран Сассо // УФН **171**, №9, 977–1003 (2001).
113. Ахмедов Е. Х. Осцилляции в схемах с тремя и более типами нейтрино // УФН **174**, №2, 121–130 (2004).
114. Биленький С. М. Массы, смешивание и осцилляции нейтрино // УФН **173**, №11, 1171–1186 (2003).

115. Клапдор-Клайнгротхаус Г. В., Штаудт А. Неускорительная физика элементарных частиц. – М.: Наука-Физматлит, 1997.
116. Семикоз В. Б. Изменение спиральности нейтрино в плотной плазме // Письма в ЖЭТФ **49**, №5, 254–257 (1989).
117. Egorov A. M., Lobanov A. E., Studenikin A. I. Neutrino Oscillations in Electromagnetic Fields // Phys. Lett. B **491**, 137–142 (2000).
118. Lobanov A. E., Studenikin A. I. Neutrino Oscillations in Moving and Polarized Matter under the Influence of Electromagnetic Fields // Phys. Lett. B **515**, 94–98 (2001).
119. Grigoriev A., Lobanov A. E., Studenikin A. I. Effect of matter motion and polarization in neutrino flavour oscillations // Phys. Lett. B **535**, 187–192 (2002).
120. Дворников М. С., Студеникин А. И. Параметрический резонанс при осцилляциях нейтрино в периодически меняющихся электромагнитных полях // ЯФ **67**, №4, 741–747 (2004).
121. Студеникин А. И. Нейтрино в электромагнитных полях и движущихся средах // ЯФ **67**, №5, 1014–1024 (2004).
122. Lobanov A. E., Studenikin A. I. Neutrino self-polarization effect in matter // Phys. Lett. B **601**, 171–175 (2004).
123. Дворников М. С. Спин-флейворные осцилляции нейтрино в быстро меняющихся внешних полях // ЯФ **70**, №2, 369–376 (2007).
124. Miranda O. G., Rashba T. I., Rez A. I., Valle J. W. F. Constraining the neutrino magnetic moment with anti-neutrinos from the Sun // Phys. Rev. Lett. **93**, 051304 (2004).
125. Студеникин А. И. Нейтрино в веществе и внешних полях // ЯФ **70**, №7, 1316–1328 (2007).
126. Studenikin A., Ternov A. Neutrino quantum states and spin light in matter // Phys.Lett. B **608**, №1–2, 107–114 (2005).

127. Франк-Каменецкий Д. А. Физические процессы внутри звезд. – М.: Госфизматлит, 1959.
128. Бакал Дж. Солнечные нейтрино // УФН **101**, №4, 739–753 (1970).
129. Вольфенштейн Л., Бейер Ю. У. Нейтринные осцилляции и солнечные нейтрино // УФН **160**, №10, 155–171 (1990).
130. Bahcall J. N., Pinsonneault M. H. What Do We (Not) Know Theoretically about Solar Neutrino Fluxes? // Phys. Rev. Lett. **92**, 121301 (2004).
131. Bahcall J. N. Solar models and solar neutrinos // Phys. Scripta T **121**, 46–50 (2005) [arXiv:hep-ph/0412068].
132. Bahcall J. N., Pena-Garay C. Solar models and solar neutrino oscillations // New Journal of Physics **6**, 63 (2004).
133. Дэвис Р. Полвека с солнечными нейтрино // УФН **174**, №4, 408–417 (2004).
134. Цытович В. Н., Бингхам Р., Анжелис У., Форлани А. Коллективные плазменные процессы в недрах Солнца и проблема дефицита солнечных нейтрино // УФН **166**, №2, 113–139 (1996).
135. Моррисон Д. Р. О. Постепенное исчезновение трех проблем солнечных нейтрино // УФН **165**, №5, 579–590 (1995).
136. Bahcall J. N., Pinsonneault M. H., Basu S. Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties // Astrophys. J. **555**, 990–1012 (2001).
137. Боум Ф., Фогель П. Физика массивных нейтрино. – М.: Мир, 1990.
138. Бояркин О. М. Физика массивных нейтрино. – М.: КомКнига, 2006.
139. Eguchi K., Enomoto S., Furuno K., *et al*. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance // Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003).
140. Friedland A., Gruzinov A. Bounds on the Magnetic Fields in the Radiative Zone of the Sun // Astrophys. J. **601**, 570–576 (2004).

141. Friedland A., Gruzinov A. A new solution to the solar neutrino deficit // Astropart. Phys. **19**, 575–582 (2003).

142. Григорьев В. И., Ростовский В. С. Бароэлектрический эффект в звездах // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2003, №1, 50–52.

143. Григорьев В. И., Григорьева Е. В., Ростовский В. С. Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. – М.: Физматлит, 2003.

144. Akhmedov E., Kh., Pulido J. Solar neutrino oscillations and bounds on neutrino magnetic moment and solar magnetic field // Phys. Lett. B **553**, 7–17 (2003).

145. Bahcall J. N. The ^{7}Be Solar Neutrino Line: A Reflection of the Central Temperature Distribution of the Sun // Phys. Rev. D **49**, 3923–3945 (1994).

146. Adelberger E. G., Austin S. M., Bahcall J. N., *et al*. Solar Fusion Cross Sections // Rev. Mod. Phys. **70**, 1265–1292 (1998).

147. Monakhov D. E., Belyaev V. B., Sofianos S. A., *et al*. Triple collisions e^{-} p ^{7}Be in solar plasma // Nucl. Phys. A **635**, 257–269 (1998).

148. Shevchenko N. V., Rakityansky S. A., Sofianos S. A., Belyaev V. B. // Non-radiative synthesis of ^{7}Be in solar plasma // J. Phys. G **25**, 95–106 (1999).

149. Гапонов Ю. В. Описание майорановских свойств нейтральных частиц в рамках паулиевской симметрии // ЯФ **69**, №4, 683–702 (2006).

150. Dvornikov M., Studenikin A. Electric charge and magnetic moment of massive neutrino // Phys. Rev. D **69**, 073001 (2004).

151. Ораевский В. Н., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А. Изменение спиральности нейтрино в плотной плазме // Письма в ЖЭТФ **43**, №12, 549–551 (1986).

152. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. – М.: Физматлит, 2001.
153. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Квантовые поля. – М.: Физматлит, 2005.
154. Райдер Л. Квантовая теория поля. – М.: Мир, 1987.
155. Рубаков В. А. Классические калибровочные поля. – М.: УРСС, 1999.
156. Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Калибровочные поля. – М.: Издат. МГУ, 1986.
157. Коноплева Н. П., Попов В. Н. Калибровочные поля. – М.: Атомиздат, 1980.
158. Yang C. N., Mills R. L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance // Phys. Rev. **96**, №1, 191–195 (1954); Янг Ч. Миллс Р. Сохранение изотопического спина и изотопическая калибровочная инвариантность / в. Сб. Элементарные частицы и компенсирующие поля, под ред. Иваненко Д. – М.: Мир, 1964. – с. 28–38.
159. Utiyama R. Invariant Theoretical Interpretation of Interaction // Phys. Rev. **101**, №5, 1597–1607 (1956); Утияма Р. Инвариантная теория взаимодействия / в. Сб. Элементарные частицы и компенсирующие поля, под ред. Иваненко Д. – М.: Мир, 1964. – с. 250–273.
160. Touschek B. F. Parity Conservation and the Mass of the Neutrino // Nuovo Cimento **5**, 754–755 (1957).
161. Touschek B. F. The Mass of the Neutrino and the Non-Conservation of Parity // Nuovo Cimento **5**, 1281–1291 (1957).
162. Radicati L. A., Touschek B. F. On the Equivalence Theorem for the Massless Neutrino // Nuovo Cimento **5**, 1693–1699 (1957).
163. Jakobi G., Lochak G. Introduction des relativists de Cayley-Klein dans la representation hydrodynamique de l'equation de Dirac // Comptes rendus **243**, 234–237 (1956).

164. Jakobi G., Lochak G. Decomposition en parametres de Clebsch de l'impulsion de Dirac et intepretation physique e l'invariance de jauge des equation de la Mecanique ondulatoire // Comptes rendus **243**, 357–360 (1956).

165. Мэтьюс П. Релятивистская квантовая теория взаимодействия элементарных частиц. – М.: Изд-во Ин. Лит., 1959.

166. Pauli W. On the Conservation of the Lepton Charge // Nuovo Cimento **6**, 204–215, (1957).

167. Нишиджима К. Фундаментальные частицы. – М.: Мир, 1965.

168. Сарданашвили Г. А. Современные методы теории поля, т. 1. – М.: УРСС, 1996.

169. Коулмен С. Магнитный монополь пятьдесят лет спустя // УФН **144**, №2, 277–340 (1984).

170. Curie P. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques // J. de Phys. 3° série, **III**, 393 (1894) ; in: Ann. Fond. L.de Broglie **19**, №3, 137–160 (1994).

171. Dirac. P. A. M. Quantized singularities in the electromagnetic field // Proc. Roy. Soc. A **133**, 60–72 (1931); Квантованные сингулярности в электромагнитном поле // В сб.: П. Дирак Собрание научных трудов, т. 2 – М.: Физматлит, 2003. – с. 388–398.

172. Поляков А. М. Спектр частиц в квантовой теории поля // Письма в ЖЭТФ **20**, №6, 430–433 (1974).

173. Монополь Дирака / Сб. под ред. Болотовского Б. М., Усачева Ю. Д. – М.: Мир, 1970.

174. Lochak G. Wave Equation for a Magnetic Monopole // Int. Journ. Of Theoretical Physics **24**, №10, 1019–1050 (1985).

175. Lochak G. The symmetry between Electricity and Magnetism and the problem of the existence of Magnetic Monopole / in: Advanced

Electromagnetism, Ed. Barrett T. W., Grimes D. M. – World Scientific Publishing Company, Singapore, 1995. – p. 105–147.

176. Лошак. Ж. О возможности легкого, лептонного магнитного монополя, способного влиять на слабые взаимодействия // Прикладная физика 2003, №3, 10–13.
177. Лошак. Ж. Некоторые вопросы по поводу формулы Дирака для заряда магнитного монополя // Прикладная физика, 2004, №6, 5–9.
178. Lochak G. The Equation of a Light Leptonic Magnetic Monopole and its Experimental Aspects // Z. Naturforsch. **62a**, 231–246 (2007).
179. Лошак Ж., Филиппов Д. В. О двух независимых калибровочных инвариантностях уравнения Дирака / XXXI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2004. – с. 210.
180. Вергелес С. Н. Лекции по квантовой электродинамике. – М.: Физматлит, 2006.
181. Комминс Ю., Буксбаум Ф. Слабые взаимодействия лептонов и кварков. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
182. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. – М.: Физматгиз, 1963.
183. Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия. – М.: Мир, 1968.
184. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. – М.: Наука, 1981.
185. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. – М.: Мир, 1976.
186. Газиорович С. Физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1969.
187. Челлен Г. Физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1966.
188. Бернстейн Дж. Элементарные частицы и их токи. – М.: Мир, 1970.
189. Слабые взаимодействия / Сб. под ред. Гайар М. К., Николича М. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
190. Ферми Э. Ядерная физика. – М.: ИЛ, 1951.

191. Audi G., Wapstra A. H., Thibault C. The AME2003 atomic mass evaluation // Nucl. Phys. A **729**, 337–676 (2003).

192. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, т. 1 – М.: Мир, 1971.

193. Кузьмичев В. Е. Законы и формулы физики. – Киев: Наукова Думка, 1989.

194. Глесстон С. Атом. Атомное ядро. Атомная энергия. – М.: ИЛ, 1961.

195. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Изменение условий стабильности ядер и параметров радиоактивного распада при ионизации атомов / XXXI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2004. – с. 211

196. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Возможны ли низкоэнергетические ядерные реакции с точки зрения законов сохранения? // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН, 2004, №4, 39–49.

197. Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Возможна ли трансформация ядер в низкотемпературной плазме с точки зрения законов сохранения? // Прикладная физика, 2004, №2, 30–35.

198. Filippov D. V., Urutskoev L. I. On the possibility of nuclear transformation in low-temperature plasma from the viewpoint of conservation laws // Ann. Fond. L.de Broglie **29**, Hors Serie 3, 1187–1205 (2004).

199. Доровской В. М., Елесин Л. А., Столяров В. Л., Стеблевский А. В., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Исследование продуктов электровзрыва титановых фольг с помощью электронного микроскопа // Прикладная физика, 2006, №4, 28–34.

200. Агапов А. С., Каленский В. А., Кайтуков Ч. Б., Малышев А. В., Рябова Р. В., Стеблевский А. В., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Обнаружение «странного» излучения и изотопного искажения титана при испытаниях промышленного электротехнического оборудования // Прикладная физика, 2007, №1, 37–46.

201. Доровской В. М., Елесин Л. А., Столяров В. Л., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Исследование продуктов трансформации с помощью электронного микроскопа / XXXI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2004. – с. 263.

202. Быстров В. П., Демкин С. А., Донцов Ю. П., Новоселов Б. Н, Парбузин В. С., Петрушко С. В., Рухадзе А. А., Стеблевский А. В., Столяров В. Л., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. // Исследование газовой фазы при электровзрыве в жидкости / XXXIV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2007. – с. 201.

203. Волкович А. Г., Говорун А. П., Гуляев А. А. и др. Наблюдение эффектов искажения изотопного соотношения урана и нарушения векового равновесия тория-234 при электровзрыве // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН, 2002, №8, 45–50.

204. Говорун А. П., Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. О нарушении векового равновесия $^{234}Th/^{234}Pa^{m}$ в экспериментах по электровзрыву титановой фольги в солях урана / Тез. докл. XXXI Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2004. – с. 191.

205. Filippov D. V., Rukhadze A. A., Urutskoev L. I. Effects of atomic electrons on nuclear stability and radioactive decay // Ann. Fond. L.de Broglie **29**, Hors Serie №3, 1207–1217 (2004).

206. Филиппов Д. В. Уменьшение вероятности распада трития во внешнем электрическом поле // ЯФ **70**, №11, 1891–1896 (2007).

207. Филиппов Д. В. Изменение вероятности β-распада трития в плазме под действием внешнего электрического поля / XXXIV Между-

народная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2007. – с. 208.

208. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, часть 1. – М.: Физматлит, 2002.
209. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. – М.: Физматгиз, 1960.
210. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры (т. 1, 2). – М.: Гостехтеориздат, 1956.
211. Веселов М. Г., Лабзовский Л. Н. Теория атома. Строение электронных оболочек. – М.: Наука, 1986.
212. Sherk P. M. Bound Electron Creation in the Decay of Tritium // Phys. Rev. **75**, №5, 789–791 (1948).
213. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Лекции по электродинамике плазмоподобных сред. – М.: Изд-во МГУ, 1999.
214. Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов. – М.: Наука, 1980.
215. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Физическая кинетика. – М.: Физматлит, 2001.
216. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Динамический штарковский сдвиг атомных уровней // УФН **169**, №7, с. 753–772 (1999).
217. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
218. Астапенко В. А., Буреева Л. А., Лисица В. С. Поляризационные эффекты в атомных переходах // УФН **172**, №2, с. 155–192 (2002).
219. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Увеличение вероятности β-распада и доли запаздывающих нейтронов в сверхсильном магнитном поле / XXXII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2005. – с. 206.

220. Тернов И. М., Халилов В. Р., Родионов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. – М.: Изд-во МГУ, 1982.

221. Филиппов Д. В., Чернов А. А., Яньков В. В. Двумерная турбулентность в z-пинчах и идеальной жидкости // Препринт ИАЭ №3838/6 – М.: ИАЭ, 1983.

222. Филиппов Д. В., Яньков В. В. Кинетические ограничения на сжатие перетяжек z-пинчей // Препринт ИАЭ №4740/6 – М.: ЦНИИатоминформ, 1988.

223. Ядерный синтез с инерционным удержанием, под ред. Шаркова Б. Ю. – М.: Физматлит, 2005.

224. Мейерович Б. Э. Канал сильного тока. – М. ФИМА, 1999.

225. Hasegawa A., Mima K. Pseudo-three-dimensional turbulence in magnetized nonuniform plasma // Phys. Fluids **21**, №1, 87–92 (1978).

226. Hasegawa A., Maclennan C. G., Kodama Y. Nonlinear behavior and turbulence spectra of drift waves and Rossby waves // Phys. Fluids **22**, №11, 2122–2129 (1979).

227. Филиппов Д. В., Яньков В. В. Об электронных двумерных вихрях // ФП **12**, №8, 953–960 (1986).

228. Filippov D. V., Yan`kov V. V. Two-dimensional vortices in a plasma / International conference on plasma physics. Proceedings contributed papers – Kiev, 1987. v. 4. – p. 325–328.

229. Филиппов Д. В. Двумерные электронные и ионные вихри в плазме // ФП **14**, №12, с. 1457–1465 (1988).

230. Laedke E. W., Spatschek K. H. Two-dimensional drift vortices and their stability // Phys. Fluids **29**, №1, 133–142 (1986).

231. Байгарин К. А., Филиппов Д. В. Взаимодействие релятивистских электронных пучков с мишенью в азимутальном магнитном поле // Препринт ИАЭ № 5018/7 – М.: ИАЭ, 1990.

232. Байгарин К. А., Баринов Н. У., Киселев В. Н., Филиппов Д. В. Транспортировка сильноточного РЭП вдоль проводника с током / VI Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике, тезисы докл. – Новосибирск, 1986. – с. 136–138.

233. Коваленко В. П. Электронные сгустки в нелинейном коллективном взаимодействии пучков с плазмой // УФН **139**, №2, 223–263 (1983).

234. Филиппов Д. В. Двумерные устойчивые решения уравнения Власова // ФП **17**, №3, 383–388 (1991).

235. Абрашкин А. А., Якубович Е. И. Вихревая динамика в лагранжевом описании. – М.: Физматлит, 2006.

236. Кингсеп А. С., Чукбар К. В., Яньков В. В. Электронная магнитноя гидродинамика / В сб.: Вопросы теории плазмы, вып. 16; под ред. Кодомцева Б. Б. – М.: Энергоатомиздат, 1987 – с. 209–250.

237. Петвиашвили В. И. Красное пятно Юпитера и дрейфовый солитон в плазме // Письма в ЖЭТФ **32**, №11, 632–635 (1980).

238. Антонова Р. А., Жвания Б. П., Ломинадзе Дж. Г., Нанобашвили Дж. И., Петвиашвили В. И. О дрейфовых солитонах в мелкой вращающейся жидкости // Письма в ЖЭТФ **37**, №11, 545–548 (1983).

239. Филиппов Д. В. Увеличение вероятности запрещенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле // ЯФ **70**, №12, 2068–2076 (2007).

240. Филиппов Д. В. Изменение вероятностей запрещенных электронных β-распадов и внутренней конверсии под воздействием внешнего сверхсильного магнитного поля / XXXIV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2007. – с. 209.

241. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. – Ленинград: Наука, 1975.

242. Натаф Р. Модели ядер и ядерная спектроскопия. – М.: Мир, 1968.

243. Гангрский Ю. П., Далхсурен Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

244. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Учет влияния β-распада в связанные состояния в ионизованных атомах на долю запаздывающих нейтронов // ЯФ **69**, №5, 820–823 (2006).

245. Горбачев В. М., Замятнин Ю. С., Лбов А. А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. – М.: Атомиздат, 1976.

246. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Увеличение доли запаздывающих нейтронов из ядер-излучателей в сверхсильном магнитном поле // Прикладная физика, 2006, №5, 8–10.

247. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. Влияние полной ионизации атомов и сверхсильного внешнего магнитного поля на долю запаздывающих нейтронов в плазме / XXXIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2006. – с. 215.

248. Лошак Ж., Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. О возможном физическом механизме Чернобыльской аварии и несостоятельности официального заключения // Физическая мысль России, 2003, №2, 9–20.

249. Filippov D. V., Urutskoev L. I., Lochak G., Rukhadze A. A. On the possible magnetic mechanism of shortening the runaway of RBMK-1000 reactor at Chernobyl Nuclear Power Plant / in: Condensed Matter Nuclear Science, Ed. J. P. Biberian – World Scientific Publishing Co., Singapore, 2006. – p. 838–853.

250. Букринский А. М. Развитие концепции безопасности АС России // Атомная энергия **76**, №4, 273 (1994).

251. Кружилин Г. Н. О характере взрыва реактора РБМК-1000 Чернобыльской АЭС // ДАН **354**, № 3, 331–332 (1997).

252. Информация об аварии на Чернобыльской АЭС и ее последствиях, подготовленная для МАГАТЭ // Атомн. эн. **61**, №5, 302–320 (1986).

253. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. О возможном магнитном механизме аварии реактора РБМК-1000 на ЧАЭС // Прикладная физика, 2004, №3, 15–27.

254. Адамов Е. О., Вазингер В. В., Василевский В. П. и др. Оценка качественных эффектов возможных возмущений во время аварии на ЧАЭС / В сб.: Первая международная рабочая группа по тяжелым авариям и их последствиям. – М.: Наука, 1990.

255. Черкашов Ю. М., Нововсельский О. Ю., Чечеров К. П. Исследование развития процессов при аварии на Чернобыльской АЭС в 1986 г. // Атомная энергия **100**, №4, 243–258 (2006).

256. Fermi E. A Cours in Neutron Physics // LADC-225 (1946); Ферми Э. Лекции по нейтронной физике / В сб.: Э. Ферми Научные труды, т. 2. – М.: Наука, 1972. – с. 236–338.

257. Волкович А. Г., Ликсонов В. И., Лобановский Д. А., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Тюрин А. С., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В., Чесноков А. В. Коллимированный спектрально-чувствительный детектор для дистанционного поиска пятен радиоактивного загрязнения // Атомная энергия **69**, №4, 259–260 (1990).

258. Волкович А. Г., Коба Ю. В., Ликсонов В. И., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Тюрин А. С., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В., Чесноков А. В. Применение коллимированного детектора при ликвидации последствий аварии в машинном зале 4-го энергоблока АЭС // Атомная энергия **69**, №6, 389–391 (1990).

259. Волкович А. Г., Ликсонов В. И., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Филиппов Д. В., Уруцкоев Л. И., Чесноков А. В. Исследование контрастности и пространственного разрешения матричного сцинтиллятора // ПТЭ, 1991, №2, 85–88.

260. Волкович А. Г., Ликсонов В. И., Лобановский Д. А., Смирнов С. В., Степанов В. Е., Тюрин А. С., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В., Чесноков А. В. Оптимизация световыхода сцинтиллятора для позиционно-чувствительного гамма-детектора // ПТЭ, 1991, №2, 88–90.

261. Огородников Б. И., Будыка А. К., Пазухин Э. М., Краснов В. А. Аэрозольные выбросы из разрушенного энергоблока Чернобыльской АЭС в 1986 и 2003–2005 гг. // Атомная энергия **100**, №4, 276–282 (2006).

262. Гаврилин Ю. И., Зибров А. М., Киселев А. Н., Чечеров К. П. Реализованные значения отношений активностей $^{134}Cs/^{137}Cs$ в топливных частицах, воздухе и выпадениях как индикатор природы развития аварии на чернобыльской АЭС // Бюлл. по атомной энергии, 2004, №4, 34–39.

263. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. О возможном магнитном механизме уменьшения времени разгона реактора РБМК-1000 на ЧАЭС // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН, 2004, №1, 5–22.

264. Ландсберг Л. Г. Поиски аномальных взаимодействий в редких каонных распадах // УФН **176**, №8, 801–832 (2006).

265. Richard F. Physics of the linear collider // Int. J. Mod. Phys. A**19**, 1240–1252 (2004).

266. Mitsou V. A. QCD studies with ATLAS at the LHC // Nucl. Phys. Proc. Suppl. **152**, 306–313 (2006).

267. Иоффе Б. Л. Природа массы и эксперименты на будущих ускорителях частиц высоких энергий // УФН **176**, № 10, 1103–1104 (2006).