

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

На правах рукописи

УДК 539.16

Филиппов Дмитрий Витальевич

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

специальность 01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2008

Работа выполнена в Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Крайнов Владимир Павлович;
доктор физико-математических наук
Меньшиков Леонид Иеронимович;
доктор физико-математических наук
Шабад Анатолий Ефимович.

Ведущая организация: Физический факультет Московского государственного университета им М. В. Ломоносова

Защита состоится 06 октября 2008 года в 15.00 на заседании диссертационного совета Д 002.063.03 при ИОФ РАН им. А.М.Прохорова

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИОФ РАН.

Автореферат разослан 04 сентября 2008 года.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 002.063.03

кандидат физико-математических наук



Т. Б. Воляк

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

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.

Актуальность темы

Основы теории слабых взаимодействий были заложены Ферми при построении теории β^\pm -распада в 1934 г. В конце 60^х 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 подтверждено в 1973 г. (ЦЕРН). В дальнейшем на стыке физики элементарных частиц и спектроскопии исследования слабых взаимодействий стали проводиться оптическими методами, что привело к обнаружению обусловленного нейтральными токами слабого взаимодействия атомных электронов с ядром, которое приводит к нарушению четности в атомных переходах. 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 и Sudbury подтвердило гипотезу, выдвинутую Понтекорво в 1957 г. Этот факт с необходимостью ставит вопрос о расширении Стандартной модели слабых взаимодействий.

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) и в 1951 г. (Бэйнбридж, Голдхабер) были получены надежные экспериментальные результаты, в которых зарегистрированы изменения периодов полураспада ${}^7\text{Be}$ (e -захват) и метастабильного ${}^{99m}\text{Tc}$ вследствие различия конфигураций атомных электронных оболочек в разных химических соединениях. В 1960^е годы была развита теория β^- -распада в связанное состояние электрона, то есть распада, при котором β^- -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. Последующее экспериментальное подтверждение этой теории показало, что влияние атомной оболочки на периоды распада ядер может быть существенным. Так, например, ядра ${}^{163}\text{Dy}$, ${}^{193}\text{Ir}$, ${}^{205}\text{Tl}$, абсолютно стабильные в нейтральном атоме становятся β^- -активными при полной ионизации атома, а полная ионизация ${}^{187}\text{Re}$ уменьшила период полураспада в 10^9 раз (ЦЕРН, 1996 г.).

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.

Цель диссертационной работы

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 β^\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.

Научная новизна работы заключается в развитии методов расчета опосредованного влияния внешних электрического и магнитного полей на вероятности распадов ядер через деформации электронных состояний атома. На основе анализа состояний электронов во внешних полях рассчитаны и проанализированы плотности связанных состояний электронов в области ядра. Получено, что

изменения состояний атомных электронов и возникающие из-за этого изменения энергии ионизации и плотности связанных состояний электронов на ядре оказывают определяющее влияние на изменение вероятностей β^\pm -распада, электронного захвата и внутренней конверсии.

Получено решение уравнения Дирака для электрона в центральном электрическом поле ядра и внешнем постоянном однородном сверхсильном магнитном поле (таком, что ларморовский радиус электрона мал по сравнению с боровским радиусом, но велик по сравнению с комптоновской длиной волны электрона) в адиабатическом приближении, не только для основного, но и для возбужденных уровней Ландау поперечного движения. На основе полученного решения показано, что вероятность β^- -распада в сверхсильном магнитном поле увеличивается именно за счет изменения вероятности распада в связанное состояние электрона как для ионизованного, так и для нейтрального атома. Получено, что доля запаздывающих нейтронов для атомов с ядрами-излучателями запаздывающих нейтронов увеличивается при ионизации атомов и под действием внешнего магнитного поля. В диссертации сформулированы и обоснованы научные положения и выводы, совокупность которых развивает научное направление, исследующее изменения вероятностей ядерных распадов из-за изменения состояний атомов под действием внешних полей.

Основные положения, выносимые на защиту

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.

Обоснованность и достоверность полученных результатов

Выполненные в диссертации исследования опираются на использование канонических методов теоретической физики. Все результаты получены в аналитическом виде, что дает возможность ясно интерпретировать полученные эффекты и осуществить предельные переходы к ранее известным результатам.

Научная и практическая значимость

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 экспери-

ментах 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.

Структура и 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.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы, сформулированы основные цели исследования, приведены структура и содержание диссертации, перечислены защищаемые положения.

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 β^\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 большими 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 одно-

родного 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 $\hbar = c = m_e = 1$)

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

где $q_0 = 18.6$ кэВ – граничная энергия β -распада, $v_a = (0,62 \pm 0,07)\%$ – 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:

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

где $v_i = (1,07 \pm 0,04)\%$ – 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 работе Ахмедова Е. Х. [ЖЭТФ **85**, 1521 (1983)], и имеет противоположный знак. Причина такого различия заключается в следующем. В указанной работе 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 при помещении распадающегося ядра во внешнее элек-

трическое поле граничная энергия такого распада не меняется (нет изменения энергии ионизации). Для этого канала единственная причина изменения вероятности β -распада заключается в увеличении энергии β -электрона из-за влияния внешнего электрического поля на виртуальный β -электрон. В этом случае относительное изменение вероятности β -распада в 10^8 раз меньше изменения, возникающего под действием внешнего электрического поля на вероятность распада в связанное состояние электрона из-за изменения плотности связанных состояний на ядре дочернего иона гелия. Распад в связанное состояние всегда существует, его доля ν_t не мала ($\sim 1\%$), и изменение вероятности распада по этому каналу является основным в изменении полной вероятности распада иона трития. Этот пример иллюстрирует тот факт, что в ряде задач изменение атомной электронной оболочки дает определяющий вклад в изменение вероятности распада ядер. Влияние внешнего электрического поля на вероятность β -распада атома трития в состоянии непрерывного спектра электронов происходит опосредовано через изменение энергии 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 ${}^7\text{Be}$ ($\lambda_{\text{Be}e}$) уменьшается, соответственно уменьшается расход ${}^7\text{Be}$ и увеличивается равновесное количество ядер ${}^7\text{Be}$ в Солнце. Это практически не меняет поток бериллиевых нейтрино, так как канал e -захвата (сопровождающийся излучением нейтрино) является основным каналом расхода ${}^7\text{Be}$, а уменьшение вероятности распада компенсируется равным увеличением концентрации атомов ${}^7\text{Be}$. Канал протонного захвата ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B}$ имеет малую относительную вероятность (10^{-3}) и не влияет на равновесное количество ${}^7\text{Be}$. Увеличение равновесного количества ядер ${}^7\text{Be}$ приводит к пропорциональному

увеличению равновесного количества ядер ${}^8\text{B}$, и, следовательно, к увеличению потока борных нейтрино s_{B} (сопровождающих β^+ -распад ${}^8\text{B}$) на величину Δs_{B} :

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

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 $\sim 10\%$.

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:

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

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:

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

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 работе Ораевского В. Н., Рез А. И. и Семикоза В. Б. [ЖЭТФ **72**, 820 (1977)].

В разд. 3.3. проанализированы полученные решения. Показано, что суммарная плотность состояний непрерывного спектра электронов и, следовательно, 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:

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

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

где λ_{bk} – 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. Для малых граничных энергий 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 . Для больших энергий β -распада, таких что $eH \ll q \ll 1$, 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:

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

$$\Phi = \lambda^2 \Delta\psi - C_1\psi + C_0y .$$

Это уравнение встречается при описании различных нелинейных явлений плазмы и идеальной жидкости. Им описываются длинные нелинейные волны на поверхности (или в атмосфере) вращающейся планеты, дрейфовые волны в плазме, быстрые мелкомасштабные квазинейтральные возмущения электронного компонента, движения электронов в сильном магнитном поле; ионные вихри в сильном магнитном поле, когда оба компонента являются замагниченными.

Получено, что в однородной среде ($C_0 = 0$) все круглые монотонные вихри с монотонно спадающим по радиусу профилем $\Phi(r)$ устойчивы, так как реализуют максимум полной энергии

$$W = -\int \psi \Phi ds = -\int \psi (\lambda^2 \Delta \psi - \psi) ds = \int \lambda^2 (\nabla \psi)^2 + \psi^2 ds > 0,$$

при фиксированных интегралах движения. Причина существования функционального произвола профиля устойчивого вихря состоит в том, что уравнение «вмороженности» сохраняет бесконечнопараметрическое множество интегралов движения:

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

где F – произвольная функция.

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: 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.

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. Получено, что вероятность уникального запрещенного β^- -распада энергии Q в сверхсильном магнитном поле напряженности H в состоянии электрона с квантовым числом поперечного движения n и квантовым числом продольного движения k равна

$$\lambda_{nk} \propto \left(\frac{\alpha Z}{k} \right) eH (Q - E(n, k))^2 S_s^H(E(n, k), Q),$$

где $E(n, k)$ – энергия электрона в состоянии (n, k) , S_s^H – формфактор запрещенного распада в магнитном поле:

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

где $T \sim 1$ – численные коэффициенты. Для распадов в непрерывный спектр электронов с фиксированной энергией E получаем

$$\lambda_E \propto \sum_{n=1}^{N_{\max}^{(c)}} eH (Q - E)^2 S_s^H,$$

где $N_{\max}^{(c)}$ определяется условием

$$N_{\max}^{(c)} = (E^2 - 1)/2eH.$$

В квазиклассическом случае $n \gg 1$ получаем, что вероятность распада в непрерывный спектр электронов определенной энергии E равна

$$\lambda_E \propto \sum_{l=0}^s \frac{T_l^s}{(l+1)2^{l+1}} (Q - E)^{2(s-l)+2} (E^2 - 1)^{l+1},$$

и, следовательно, полная вероятность распада в непрерывный спектр не зависит от величины магнитного поля. Причина этого, как и в случае разрешенных распадов состоит в том, что хотя плотность состояния с определенной энергией растет с увеличением поля пропорционально напряженности H , но количество возможных состояний уменьшается обратно пропорционально H .

Сверхсильное магнитное поле качественно меняет структуру связанных состояний электронов. Для каждого уровня поперечного движения электрона (уровня Ландау) появляется спектр связанных состояний, 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. В этом случае получаем:

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

Вероятность распада в связанное состояние, как и для разрешенных распадов, увеличивается при увеличении магнитного поля по двум причинам: во-первых, увеличивается амплитуда пропорционально κ^{-1} и, во-вторых, эффективно увеличивается граничная энергия распада. По сравнению с разрешенными распадами вероятность запрещенных распадов дополнительно увеличивается из-за роста формфактора S_s . Для малых энергий распада $q = Q - 1 \ll 1$ для формфактора распада получаем

$$\lambda_{b\kappa} \propto \frac{\alpha Z}{\kappa} \sum_{l=0}^s T_l^s l! \frac{(2s - 2l + 2)!}{(2s - l + 3)!} \tilde{q}^{2s-l+3}.$$

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. Если энергия запрещенного β -распада меньше энергии связи основного уровня продольного движения $q \ll \varepsilon_0$ (в общем случае ε_0 может быть $\sim eH$), проявляется зависимость формфактора от заряда ядра и энергии распада. В этом

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

В качестве примера в разд. 4.3. сравниваются изменения вероятностей разрешенного β -распада $^{134}\text{Cs} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$ и запрещенного $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba}$ при наложении внешнего магнитного поля. 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 исследовать экспериментально, 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. Вследствие этого появляется возможность переходов конверсионных электронов с нижних уровней поперечного движения на более высокие уровни поперечного движения. Электрон при этом 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:

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

где N – целое число, κ_{if} – продольные квантовые числа начального и конечного состояний. Таким образом, 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, следовательно, 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.). 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 проис-

ходит практически мгновенно, а время «запаздывания» определяется временем жизни начального ядра. Доля запаздывающих нейтронов пропорциональна отношению вероятности распада с рождением нейтрона λ_n к полной вероятности распада $\lambda_n + \lambda_\beta$:

$$\eta \propto \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta},$$

где λ_β – вероятность распада на уровни, лежащие ниже E_n , то есть с характерными энергиями β^- -распада q_β ; а λ_n – вероятность распада на возбужденные уровни, имеющие энергию больше E_n .

В разд. 5.2. показано, что появление дополнительных каналов β^- -распада в связанные состояния электронов для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов при ионизации атома приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов. Для большинства промежуточных ядер энергия отделения нейтрона составляет $E_n \sim 4\text{--}7$ МэВ. Энергия β^- -распада на возбужденный уровень, с которого рождается нейтрон, равна $(q_\beta - E_n) < q_\beta$. 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:

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} > \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}.$$

Относительное изменение доли запаздывающих нейтронов составляет

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda + \Delta\lambda} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) > 0,$$

где $\lambda = \lambda_n + \lambda_\beta$, $\Delta\lambda = \Delta\lambda_n + \Delta\lambda_\beta$. Вычислены увеличения долей запаздывающих нейтронов для основных ядер-излучателей, являющихся продуктами деления урана и плутония из первых трех групп. Средние значения относительного уве-

личения 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 напряженности H на атом с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов также приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов из-за увеличения вероятности β -распада в связанное состояние электрона на величину:

$$\Delta\eta_H \sim \Delta\eta_I \frac{eH}{(\alpha Z)^2},$$

где $\Delta\eta_I$ – увеличение доли запаздывающих нейтронов при ионизации атома.

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: концентрация ядер излучателей запаздывающих нейтронов равна

$$C_i = v_n^{-1} \frac{\beta}{\lambda T} n \sim 500n,$$

где n – концентрация мгновенных нейтронов, $v_n \sim 0,1$ – доля распадов с рождением нейтронов от общего числа β^- -распадов ядра-излучателя запаздывающих нейтронов, $\beta \sim 5 \times 10^{-3}$ – средняя доля рожденных в реакторе запаздывающих нейтронов по отношению к мгновенным нейтронам, $\lambda \sim 0,1 \text{ с}^{-1}$ – постоянная распада ядер-излучателей, $T \sim 10^{-3} \text{ с}$ – время жизни нейтронов. Таким образом, 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 нейтронов 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. Построение полей проводится следующим образом. Рассматривается глобальная паулиевская симметрия безмассовых частиц:

$$\psi \rightarrow \exp(i\theta_5 \gamma^5 + i\varphi) (\cos \Theta \cdot \psi + \sin \Theta \cdot e^{i\Phi} \gamma^5 \psi^C)$$

где θ_5 – псевдофаза, φ , Θ , Φ – параметры преобразования,

$$\psi^C = -\eta \gamma^2 \psi^* = \eta \gamma^0 \gamma^2 \bar{\psi}^T$$

– зарядовое сопряжение, $|\eta| = 1$ – фазовый множитель, зависящий от типа частиц.

Если ввести восьмикомпонентные изотопические функции

$$\Psi \equiv \begin{pmatrix} \psi \\ \gamma^5 \psi^C \end{pmatrix}, \quad \Gamma^\mu \partial_\mu \Psi = 0, \quad \Gamma^\mu = \begin{pmatrix} \gamma^\mu & 0 \\ 0 & \gamma^\mu \end{pmatrix},$$

то глобальную паулиевскую симметрию можно записать в виде

$$\Psi \rightarrow \exp(i\theta_k S^k) \Psi, \quad k = 1, 2, 3, 5,$$

где S^1, S^2, S^3 – матрицы в изотопическом пространстве, аналогичные матрицам Паули, $S^5 = \Gamma^5$. Предположение, что указанная калибровка удовлетворяется локально, приводит к необходимости ввести компенсирующее калибровочное поле $A_{(k)\mu}$ по стандартной схеме:

$$\begin{aligned} i\partial_\mu &\rightarrow i\partial_\mu - G^k A_{(k)\mu}, \\ \Gamma^\mu (\partial_\mu + iG^k A_{(k)\mu}) \Psi &= 0, \end{aligned}$$

которое при локальном калибровочном преобразовании меняется по закону:

$$A_{(k)\mu} \rightarrow A_{(k)\mu} - \partial_\mu \theta_k,$$

где $G^k = S^k g^k$ – изотопический «заряд». Структура заряда G^3 соответствует электрическому, G^5 – псевдоскалярному.

Рассмотрен простейший случай невзаимодействующих полей. Лагранжиан с учетом минимального лагранжиана калибровочного поля (простейшего, инвариантного по отношению к преобразованиям Лоренца и изотопическим преобразованиям) равен

$$L = -\frac{1}{16\pi} F_{(k)}^{\mu\nu} F_{(k)\mu\nu} + \frac{i}{4} (\bar{\Psi} U \Gamma^\mu \partial_\mu \Psi - (\partial_\mu \bar{\Psi}) U \Gamma^\mu \Psi) - \frac{1}{2} \bar{\Psi} U \Gamma^\mu G^k \Psi A_{(k)\mu},$$

где U – любая унитарная эрмитовая изотопическая матрица блочного вида:

$$U = \begin{pmatrix} \pm \sqrt{1-|u|^2} \cdot I^{4 \times 4} & u I^{4 \times 4} \\ u^* I^{4 \times 4} & \mp \sqrt{1-|u|^2} \cdot I^{4 \times 4} \end{pmatrix},$$

u – любое комплексное число. Матрица U коммутирует со всеми Γ^μ . Варьирование данного лагранжиана по $\bar{\Psi}$ приводит к уравнению Дирака, а варьирование по потенциалу поля $A_{(k)\mu}$ приводит к уравнениям для поля

$$\partial_\nu F_{(k)}^{\mu\nu} = -2\pi \cdot \bar{\Psi} U \Gamma^\mu G^k \Psi.$$

Если пространство вокруг исследуемого β^+ -активного ядра заполнено нейтринным фоном, то решение уравнений для потенциала $A(x)$ приводит к следующему

результату: изменение плотности незанятых состояний нейтрино на ядре в первом порядке составляет

$$\delta\rho(0) = u^* \delta u + u \delta u^* \sim \frac{8\pi}{3} \sin(\chi) g^2 L^3 f_0.$$

Усреднение этого выражения по всем направлениям вылета нейтрино (по углам χ) дает ноль. Во втором порядке получаем ненулевой результат:

$$\delta^2\rho(0) = \delta u^* \delta u \sim \frac{16\pi^2}{9} (g^2 L^3 f_0)^2 > 0,$$

который приводит к увеличению вероятности β^+ -распада. В рамках предложенного подхода константы гипотетических взаимодействия и величины изотопических зарядов теоретически не определяются.

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.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Развита методика расчета опосредованного влияния внешних электромагнитных полей атомного масштаба на вероятности ядерных распадов (β^\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 состоянии 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.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

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 световых выходов 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 низко-температурной 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 взрыва 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.