

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Ахrameев Евгений Викторович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЫСВОБОЖДЕНИЯ ЭНЕРГИИ
ИЗОМЕРНЫХ УРОВНЕЙ АТОМНЫХ ЯДЕР
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

01.04.14 Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, Е. В. Ткаля

Москва 2016

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. Сравнительный анализ сечений неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах	11
1.1 Постановка задачи	11
1.2 Общие выражения для сечения неупругого рассеяния электронов на ядрах....	12
1.3 Сечения возбуждения электрического типа через неупругое рассеяние электронов на ядрах	13
1.4 Сечения возбуждения магнитного типа через неупругое рассеяние электронов на ядрах	15
1.5 Примеры численных расчетов сечений для изомерных ядер	16
1.6 Обсуждение результатов и выводы	20
ГЛАВА 2. Резонансные механизмы возбуждения атомных ядер в плазме	22
2.1 Обзор резонансных механизмов возбуждения и постановка задачи	22
2.2 Фотопоглощение излучения ядром	24
2.3 Обратная внутренняя электронная конверсия (ОВЭК - ИЕС)	26
2.4 Сравнение эффективности возбуждения ядер при фотопоглощении и обратной внутренней электронной конверсии.....	27
2.5 Обратный электронный мост	30
2.5.1 Вводные замечания	30
2.5.2 Описание механизма обратного электронного моста	31
2.5.3 Эффективность процесса возбуждения	38
2.5.4 Девозбуждение ядра ^{84}Rb	41
2.6 Обсуждение результатов и выводы	45
ГЛАВА 3. Стимулированный распад долгоживущего ядерного изомера $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в лазерной термоядерной плазме.	47
3.1 Введение и постановка задачи	47
3.2 Распад $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в дейтерий-тритиевой плазме	48
3.2.1 Возбуждение α частицами	48
3.2.2 Возбуждение быстрыми электронами	50
3.2.3 Критерий эффективности стимулированного распада.....	51
3.2.4 Распад $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в d-d плазме	53
3.2.5 Взаимодействие $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ с нейтронами.....	54
3.2.6 Уширение уровня $14^{-}(2572.4 \text{ кэВ})$ в плазме.....	55
3.2.7 Влияние $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ на параметры плазмы	56
3.2.8 Получение изомера $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$	57
3.3 Обсуждение результатов и выводы	58
Глава 4. Теоретические модели процессов высвобождения энергии ядерных изомеров и генерации гамма-излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов	59
4.1 Введение и постановка задачи	59

4.2	Радиационный механизм волны высвечивания.....	59
4.3	Безызлучательный механизм волны высвечивания.....	63
4.4	Обсуждение результатов и выводы.....	64
ГЛАВА 5. Моделирование процессов возбуждения ядер фотонами и электронами плазмы в среде GEANT4.....		65
5.1	Постановка задачи.....	65
5.2	Расчеты скоростей процессов возбуждения ядер Ta-181 и Fe-57 фотонами.....	68
5.3	Регистрация конверсионных электронов.....	72
5.4	Обсуждение результатов и выводы.....	74
Заключение.....		76
Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации.		76
Благодарности		77
Литература		78

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЫСВОБОЖДЕНИЯ ЭНЕРГИИ ИЗОМЕРНЫХ УРОВНЕЙ АТОМНЫХ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Создание источников импульсного γ - излучения представляет собой чрезвычайно актуальную задачу, как для научных исследований, так и для практики. Перспективным способом достижения этой цели является использование ядерных изомеров (долгоживущих возбужденных состояний атомных ядер), которые переходят в основное состояние в результате электромагнитного процесса.

Существование ядерных изомеров связано с очень малой вероятностью перехода из возбуждённого состояния в основное, сопровождаемого испусканием γ -квантов, или электронной конверсией. Обычно это происходит, когда небольшая энергия перехода сочетается с большой разностью значений моментов количества движения начального и конечного состояний. Чем выше мультипольность и чем меньше энергия перехода $\hbar\omega$, тем меньше вероятность γ -перехода. В некоторых случаях ослабление вероятности испускания γ -квантов объясняется более сложными структурными особенностями состояний ядра, между которыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии).

Время жизни ядерных изомеров находится в очень широком диапазоне: от пикосекунд до десятков лет. Например, изомер гафния ^{178m}Hf имеет период полураспада около 31 года и энергию перехода в основное состояние около 2.4 МэВ, так что 1 г гафния аккумулирует около 10^9 Джоулей энергии. Очевидно, что управляемый распад системы изомерных ядер представляет немалый интерес и для научных, и для прикладных исследований.

Идея использования ядерных изомеров для создания источников когерентного γ -излучения - гамма-лазеров была рассмотрена в работах [1-3]. Дальнейшие исследования вскрыли целый ряд ограничений, из-за которых ядерный аналог лазера не был пока осуществлен. Одно из фундаментальных ограничений связано с относительно малым сечением возбуждения ядерных уровней и, соответственно, с необходимостью достигать высокого значения плотности потока фотонов для накачки ядерных

состояний. Это, с одной стороны, трудно осуществить технически, а с другой – ведет к сильному разогреву рабочего вещества и, следовательно, к подавлению резонансных процессов взаимодействия фотонов с ядрами из-за эффекта Доплера. В работе [4] было показано, что все существующие трудности можно обойти при использовании ядра ^{229}Th . На указанном ядре вполне реально создание ядерного лазера «оптического», точнее VUV (7.6 эВ) диапазона.

В случае «сброса» ядра с изомерного уровня в основное (невозбуждённое) состояние, накопленная энергия может выделиться в форме γ -излучения. Такой сброс, в принципе, может происходить как под действием собственного излучения тех же ядер, так и внешних воздействий от управляемых источников излучения. Это не лазер, но управляемый источник импульсного γ -излучения, который мог бы найти применение в большом количестве прикладных задач.

В работах [5, 6, 7, 8] был предложен механизм быстрого высвечивания ядерных изомеров. Он относится к ядрам, которые наряду с долгоживущим изомерным уровнем $E_1 \sim 10-100 \text{ keV}$ имеют вышерасположенный короткоживущий уровень E_2 ($\Delta E = E_2 - E_1 \sim 1-10 \text{ keV}$). Указанная структура уровней встречается, например, у ядер ^{73}Se , ^{171}Lu , ^{242}Am и некоторых других.

В работах [5-7] рассмотрена ситуация, когда энергия, выделяющаяся при переходе долгоживущего изомера через короткоживущий уровень в основное состояние, будет достаточна для компенсации потерь плазмы на излучение и теплопроводность. В этом случае возможен самоподдерживающийся процесс высвечивания изомеров, возбужденных на долгоживущий уровень, аналогичный процессу химического горения.

Возбуждение короткоживущего уровня E_2 при неупругом рассеянии фотонов и электронов плазмы на ядрах в высокотемпературной плотной плазме является одним из способов добиться стимулированного распада изомера. Наибольшей эффективности процесс стимулированного распада достигает в том случае, когда температура плазмы T становится сравнимой с «расстоянием» между ядерными уровнями ΔE .

В обзоре [9] детально рассмотрены все механизмы возбуждения ядер фотонами и электронами плазмы в первом-четвертом порядках теории возмущений для квантовой электродинамики.

В работах А.В. Андреева и др. [10-13] проанализированы экспериментальные и теоретические аспекты, касающиеся процессов ядерных переходов в высокотемпературной фемтосекундной плазме.

В результате поглощения энергии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью порядка 10^{18} Вт/см² электронная подсистема разогревается до температур в несколько сотен электрон-вольт. Это приводит к тепловому излучению, часть которого приходится на рентгеновский диапазон. В дополнение к нему возникает излучение, относящееся к жесткому рентгеновскому спектру, которое обусловлено быстрыми (надтепловыми) электронами, вызванными бесстолкновительным поглощением лазерного излучения. Поглощение ядерным изомером жесткого рентгеновского кванта подходящей энергии переводит его из долгоживущего метастабильного в короткоживущее состояние с последующим испусканием гамма-кванта. В этом состоит принцип создания источника гамма-излучения.

Подводя итог краткому обзору литературы, можно констатировать, что современное состояние вопроса о высвечивании изомерных ядер дает надежную основу для проведения исследований процессов, определяющих возможность создания источников гамма-излучения, основанных на высвобождении энергии ядерных изомеров при взаимодействии с плотной горячей плазмой, образующейся при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на мишени.

Вместе с тем, несмотря на значительный прогресс в изучении ядерной изомерии, до недавнего времени оставались вопросы, правильное понимание которых позволило бы существенно приблизиться к созданию источников гамма-излучения, основанных на высвобождении энергии ядерных изомеров. К ним, например, относятся процесс стимулированного распада долгоживущего ядерного изомера $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$, механизм обратного электронного моста и его роль в экспериментах по возбуждению изомеров, режимы высвобождения энергии ядерных изомеров и генерации гамма-излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Теоретическому исследованию этих и других вопросов посвящена настоящая работа.

Отметим, что исследованные в работе процессы высвобождения энергии ядерных изомеров и генерации гамма-излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов в плазме твердотельной плотности сопровождаются процессами переноса импульса и энергии при лучистом, конвективном и молекулярном теплообмене.

Сказанное позволяет считать тему диссертации актуальной как с научной, так и практической точки зрения.

Цель работы. Теоретическое исследование процессов, определяющих возможность создания источников гамма излучения, основанных на высвобождении энергии изомерных уровней атомных ядер под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Задачами работы являются:

1. Определение сечений неупругого рассеяния электронов на ядрах в нерелятивистском борновском приближении для E1-E3 и M1-M2 мультиполей.
2. Исследование возможностей стимулированного распада долгоживущего ядерного изомера $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в лазерной термоядерной плазме.
3. Исследование процесса возбуждения ядер по механизму обратного электронного моста (ОЭМ). Анализ возможностей по обеспечению высвобождения энергии ядерных изомеров в режиме волны гамма-свечения.
4. Разработка теоретических моделей процессов высвобождения энергии ядерных изомеров и генерации гамма-излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

Научная новизна. Автором впервые:

1. Получены простые аналитические формулы для расчета сечений неупругого рассеяния электронов на ядрах в нерелятивистском борновском приближении для M1-M2 мультиполей.
2. Проанализирована возможность стимулированного распада долгоживущего ядерного изомера $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в лазерной термоядерной плазме.
3. Исследован процесс возбуждения ядер по механизму обратного электронного моста (ОЭМ). Показано, что механизм ОЭМ способен обеспечить возможность высвобождения энергии ядерных изомеров в режиме волны гамма-свечения типа дефлаграции.
4. Разработаны теоретические модели процессов высвобождения энергии ядерных изомеров и генерации гамма-излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

Научная и практическая значимость:

Полученные результаты могут быть применены при планировании и анализе результатов экспериментов по возбуждению атомных ядер в высокотемпературной плотной нестационарной плазме, которые в свою очередь могут стать основой создания источников импульсного γ - излучения.

Полученные результаты могут быть применены как для тестирования, так и для создания, численных кодов предназначенных для моделирования процессов по возбуждению атомных ядер.

Основные результаты, выносимые на защиту:

1. Простые аналитические формулы для расчета сечений неупругого рассеяния электронов на ядрах в нерелятивистском борновском приближении для $E1$ - $E3$ и $M1$ - $M2$ мультиполей. Сечения возбуждения ядер Ta-181, Ag-110, Tm-169 и Hg-201B, рассчитанные в рамках метода PWBA¹ и релятивистской версии Хартри-Фока-Слэтера. Метод PWBA систематически завышает $E1$ сечение и недооценивает сечения $E2$ и $M1$.
2. В лазерной термоядерной плазме возможно эффективное возбуждение изомерных ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ на промежуточное состояние 14^{-} (2572.4 кэВ), которое затем распадается на уровни, лежащие в спектре возбуждения ^{178}Hf ниже состояния 16^{+} (2446.09 кэВ, 31 г). Принципиальная возможность наблюдения стимулированного распада одного из известных ядерных изомеров в лазерной термоядерной плазме.
3. Процесс возбуждения ядер по механизму обратного электронного моста (ОЭМ) в случае резонансного совпадения энергий ядерного и одного из атомных переходов может приводить к значительному усилению (вплоть до нескольких порядков величины) эффективности возбуждения ядер и способен обеспечить возможность высвобождения энергии ядерных изомеров в режиме волны гамма-свечения типа дефлаграции.
4. Для оптически толстых цилиндрических образцов вещества ядерного изомера возможна реализация волны высвечивания в режиме быстрой дефлаграции со скоростью $U \sim 10^8$ м/с. Для оптически тонких образцов вещества ядерного изомера при условии, что переходы между ядерными уровнями являются безызлучательными, реализация волны высвечивания может происходить в режиме детонации со скоростью $U \sim 10^5$ м/с.

Достоверность результатов и выводов диссертации базируется на применении современных методов теоретической физики, сравнении полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными (где это возможно) и данными расчетов других авторов, на согласии аналитических результатов с качественными оценками.

Апробация результатов. Основные результаты работы были представлены на

¹ Нерелятивистское борновское приближение с плоскими волнами.

XV Школе молодых ученых ИБРАЭ РАН (2014) и 57-й научной конференции МФТИ (Долгопрудный, 2014).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 4 печатных работы в изданиях из списка, рекомендованного ВАК Минобрнауки России.

Личный вклад. Автором лично получены следующие результаты, изложенные в диссертации:

1. Простые аналитические формулы для расчета сечений неупругого рассеяния электронов на ядрах в нерелятивистском борновском приближении для $E1$ - $E3$ и $M1$ - $M2$ мультиполей. В рамках метода PWBA (нерелятивистское борновское приближение с плоскими волнами) и релятивистской версии Хартри-Фока-Слэтера были рассчитаны сечения возбуждения ядер Ta-181, Ag-110, Tm-169 и Hg-201. Показано, что метод PWBA систематически завышает $E1$ сечение и недооценивает сечения $E2$ и $M1$.

2. В лазерной термоядерной плазме возможно эффективное возбуждение изомерных ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ на промежуточное состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$, которое затем распадается на уровни, лежащие в спектре возбуждения ^{178}Hf ниже состояния $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ г})$. Тем самым показана принципиальная возможность наблюдения стимулированного распада одного из известных ядерных изомеров в лазерной термоядерной плазме.

3. Процесс возбуждения ядер по механизму обратного электронного моста (ОЭМ) в случае резонансного совпадения энергий ядерного и одного из атомных переходов может приводить к значительному усилению (вплоть до нескольких порядков величины) эффективности возбуждения ядер и способен обеспечить возможность высвобождения энергии ядерных изомеров в режиме волны гамма-свечения типа дефлаграции.

4. Для оптически толстых цилиндрических образцов вещества ядерного изомера возможна реализация волны высвечивания в режиме быстрой дефлаграции со скоростью $U \sim 10^8 \text{ м/с}$. Для оптически тонких образцов вещества ядерного изомера при условии, что переходы между ядерными уровнями являются безызлучательными, реализация волны высвечивания может происходить в режиме детонации со скоростью $U \sim 10^5 \text{ м/с}$.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы, содержит 24 иллюстрации. Общий объем диссертации составляет 82 страницы.

План работы

В **Главе 1** подробно рассмотрен механизм возбуждения изомерных ядер через неупругое рассеяние электронов. Для различных моделей проведен сравнительный анализ сечений неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах.

Глава 2 посвящена рассмотрению резонансных механизмов возбуждения атомных ядер в плазме. В частности детально проанализируем возбуждение атомных ядер фотонами через атомную оболочку по механизму обратного электронного моста. Рассмотрен случай резонансного совпадения энергий атомного и ядерного переходов, в котором сечение возбуждения ядер по механизму обратного электронного моста может существенно превосходить сечения всех остальных механизмов возбуждения атомных ядер фотонами и электронами плазмы, что открывает определенные перспективы для экспериментального изучения процесса «горения» в системе ядерных изомеров с близкорасположенным короткоживущим промежуточным состоянием.

В **Глава 3** показано, что в дейтерий-третиевой лазерной термоядерной плазме возможен быстрый стимулированный распад долгоживущего изомера $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ через промежуточный уровень вследствие неупругого рассеяния альфа-частиц и быстрых (надтепловых) электронов плазмы на изомерных ядрах гафния-178. Также показано, что аналогичный эффект будет иметь место и в d-d плазме, где промежуточное состояние возбуждается протонами, тепловыми электронами и фотонами плазмы.

В **Главе 4** представлены теоретические модели процессов высвобождения энергии ядерных изомеров и генерации гамма-излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

Глава 5 посвящена разработке в среде GEANT4 концепции двухмишенного эксперимента по возбуждению изомерных ядер.

ГЛАВА 1. Сравнительный анализ сечений неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах

1.1 Постановка задачи

Исследования по возбуждению атомных ядер в плазме вступили в экспериментальную фазу [13-19]. В связи с этим на первый план вышли вопросы теоретической интерпретации получаемых результатов.

Целая серия теоретических работ посвящена изучению механизмов возбуждения ядер в плазме. Среди них – фотовозбуждение ядер фотонами плазмы [20, 21], рассеяние электронов плазмы на ядрах [22, 23], возбуждение ядра при переходе электронов в атомной оболочке (NEET) [25, 26], обратная внутренняя электронная конверсия (IEC) [27], которая в современной научной литературе более известна под названием возбуждение ядер при захвате электрона (NEEC) [28]; многофотонное возбуждение ядер [29], обратный электронный мост (Inverse Electron Bridge (IEB)) [30], и так далее. Систематизация этих механизмов в рамках теории возмущений для квантовой электродинамики была дана в работе [9]. В последние годы, некоторые из наиболее эффективных механизмов, таких как фотовозбуждение, неупругое рассеяние электронов, обратная электронная конверсия и NEET были использованы для теоретических исследований и численного моделирования процессов возбуждения и девозбуждения атомных ядер в плазме и в изолированных атомах или ионах (см., например, работы [18, 28, 31 - 34] и ссылки в них).

В частности в [18] авторы использовали для расчета количества образовавшихся изомеров Ta-181m два процесса: фотовозбуждение ядер Ta-181 собственным тепловым излучением плазмы и неупругое рассеяние электронов плазмы на Ta-181. На основе численного анализа был сделан вывод о доминирующем (в среднем, на два порядка величины) характере возбуждения ядер за счет неупругого рассеяния электронов во всем изученном диапазоне температур плазмы. При этом ключевой параметр, а именно, сечение процесса Ta-181(e',e)Ta-181m, бралось из работы [35], где для него приведена величина $\sigma \approx 10^{-31}$ см².

Тем не менее, будет показано, что сечение возбуждения изомеров Ta-181m электронами в [35] и, соответственно, в [18] оказалось сильно завышенным. Использование же реальной величины сечения процесса Ta-181(e',e)Ta-181m существенно меняет представление о роли различных механизмов возбуждения ядер в горячей плотной лазерной плазме.

Кроме того, будут получены удобные формулы для расчета сечений электронного рассеяния на ядрах с магнитными переходами. Кроме того, будут приведены результаты расчета сечений возбуждения ядер Ta-181, Ag-110, Tm-169, Hg-201 в релятивистской версии метода Хартри-Фока-Слэтера (RHFS) [23, 36] и сравним эти сечения с сечениями, полученными в работе [24] в рамках Борновского приближения с искаженными волнами (DWBA) и приближения Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (WKB).

В настоящей работе мы используем следующие системы единиц $\hbar = c = k = 1$ (\hbar - постоянная Планка, c - скорость света в вакууме, k - постоянная Больцмана).

1.2 Общие выражения для сечения неупругого рассеяния электронов на ядрах

Сечение процесса неупругого рассеяния неполяризованных электронов на неполяризованных ядрах рассчитывается исходя из общего выражения [37]

$$\sigma = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i, M_f} \int \frac{W_{fi}}{l_0} \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3}, \quad (1)$$

в котором $p_{i(f)}$ - начальный (конечный) импульс электрона, $I_{i(f)}$ и $M_{i(f)}$ - ядерный спин и его проекция в начальном (конечном) состоянии, l_0 - плотность потока рассеиваемых электронов, W_{fi} - вероятность перехода взаимодействующей системы “ядро + электрон” из начального состояния в конечное. Вероятность W_{fi} представляется обычно в виде [37]

$$W_{fi} = 2\pi e^4 \delta(\omega_N - (E_i - E_f)) |H_{\text{int}}|^2, \quad (2)$$

где ω_N - энергия перехода из начального (это может быть, например, основное состояние ядра) в конечное, например, изомерное состояние ядра, $E_{i(f)}$ - начальная (конечная) энергия электрона ($E_{i(f)}^2 = p_{i(f)}^2 + m^2$, m - масса электрона), H_{int} - гамильтониан взаимодействия электронного $j_\mu(\vec{r}) = -e \bar{\psi}_f(\vec{r}) \hat{\gamma}_\mu \psi_i(\vec{r})$ и ядерного $J_\nu(\vec{R}) = e \Psi_f^+(\vec{R}) \hat{J}_\nu \Psi_i(\vec{R})$ токов во втором порядке теории возмущения для квантовой электродинамики:

$$H_{\text{int}} = \int d^3 r d^3 R j_\mu(\vec{r}) D^{\mu\nu}(\omega_N, \vec{r} - \vec{R}) J_\nu(\vec{R}). \quad (3)$$

В уравнении (3) $D_{\mu\nu}$ - фотонный пропагатор в частотно-координатном представлении [37]:

$$D_{\mu\nu}(\omega_N, \vec{r} - \vec{R}) = g_{\mu\nu} \exp(i\omega_N |\vec{r} - \vec{R}|) / |\vec{r} - \vec{R}|$$

Подразумевается, что электрон взаимодействует с каждым из Z протонов ядра. При этом координата протона есть \vec{R}_p . Однако, чтобы не загромождать текст и формулы, мы везде опускаем знак суммирования по протонам ядра $\sum_{p=1}^Z$ и соответствующий индекс « p » у координаты \vec{R} .

Для получения простых формул для качественной оценки величины сечений возьмем волновые функции (ВФ) электрона в виде плоских волн [37] $\psi(\vec{r}) = (u/\sqrt{2E}) \exp(i\vec{p}\vec{r})$. Нас интересует возбуждение ядер с низколежащим (примерно, до 10 кэВ) изомерным уровнем электронами с энергиями до нескольких десятков килоэлектронвольт. Это позволяет ограничиться нерелятивистским приближением. При малых скоростях, когда для спиновой части выполняется условие $u^* u = 2m$, электронные ВФ принимают вид $\psi(\vec{r}) = \exp(i\vec{p}\vec{r})$. Такие ВФ дают в уравнении (1) следующую плотность потока: $i_0 = p_i / m$.

1.3 Сечения возбуждения электрического типа через неупругое рассеяние электронов на ядрах

Для описания кулоновского возбуждения ядер используем разложение для $D_{00}(\omega_N, \vec{r} - \vec{R})$ по мультиполям [38]:

$$\begin{aligned} D_{00}(\omega_N, \vec{r} - \vec{R}) &= \exp(i\omega_N |\vec{r} - \vec{R}|) / |\vec{r} - \vec{R}| = \\ &= 4\pi i \omega_N \sum_{L,M} h_L^{(1)}(\omega_N r) Y_{LM}(\Omega_r) j_L(\omega_N R) Y_{LM}^*(\Omega_R), \end{aligned} \quad (4)$$

в котором $h_L^{(1)}(x)$ и $j_L(x)$ - сферические функции Ханкеля первого рода и Бесселя [39] соответственно, $Y_{LM}(\Omega)$ - сферические функции.

Гамильтониан взаимодействия $\int d^3r d^3R j_0(\vec{r}) D^{00}(\omega_N, \vec{r} - \vec{R}) J_0(\vec{R})$ в нерелятивистском пределе и с учетом разложения $h_L^{(1)}(\omega_N r)$ и $j_L(\omega_N R)$ при малых значениях аргумента (см. в [39]) принимает вид

$$H_{\text{int}} = \sum_{LM} \frac{4\pi}{2L+1} \langle I_F M_F | R^L Y_{LM}^*(\Omega_R) | I_I M_I \rangle \int d^3 r e^{i\vec{q}\vec{r}} \frac{Y_{LM}(\Omega_r)}{r^{L+1}}, \quad (5)$$

где $\vec{q} = \vec{p}_i - \vec{p}_f$ - переданный импульс, а $\langle I_F M_F | R^L Y_{LM}^*(\Omega_R) | I_I M_I \rangle$ - ядерный матричный элемент, связанный с измеряемой в эксперименте приведенной вероятностью $B(EL, I_I \rightarrow I_f)$ ядерного перехода электрического типа мультипольности L соотношением [40]:

$$B(EL, I_I \rightarrow I_f) = \sum_{M_F, M} \left| \langle I_F M_F | R^L Y_{LM}^*(\Omega_R) | I_I M_I \rangle \right|^2 \quad (6)$$

Вычислив интеграл по электронной координате в уравнении (5) и подставив получившееся выражение в (2), с учетом (6) получаем следующие формулы для сечений возбуждения ядра электрического типа для трех основных мультиполей:

$$\sigma_{E1} = \frac{16\pi^2}{9} e^2 \frac{m}{\varepsilon_i} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_i} + \sqrt{\varepsilon_f}}{\sqrt{\varepsilon_i} - \sqrt{\varepsilon_f}} B(E1; I_I \rightarrow I_f), \quad (7)$$

$$\sigma_{E2} = \frac{64\pi^2}{225} e^2 m^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i}} B(E2; I_I \rightarrow I_f), \quad (8)$$

$$\sigma_{E3} = \frac{128\pi^2}{11025} e^2 m^3 (\varepsilon_i + \varepsilon_f) \sqrt{\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i}} B(E3; I_I \rightarrow I_f), \quad (9)$$

где $\varepsilon_i = p_i^2 / 2m$ - кинетическая энергия рассеивающегося электрона в нерелятивистском приближении, $\varepsilon_f = \varepsilon_i - \omega_N$.

Приведенную вероятность ядерного перехода обычно представляют в виде:

$$B(EL, I_I \rightarrow I_f) = B(W; EL) B_{W.u.}(EL, I_I \rightarrow I_f),$$

где $B(W; EL)$ - приведенная вероятность в модели Вайскопфа для EL перехода в ядре с атомным номером A и радиусом $R_0 = 1.2\sqrt[3]{A}$ фм [40]:

$$B(W, EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 R_0^{2L},$$

а $B_{W.u.}(EL, I_I \rightarrow I_f)$ есть, так называемая, приведенная вероятность в единицах Вайскопфа, параметр учитывающий особенности конкретного перехода в ядре. Именно

функции $B_{W.u.}(EL, I_i \rightarrow I_f)$ приводятся в издании Nuclear Data Sheets в качестве характеристик интенсивностей ядерных переходов.

Как правило таблицы содержат значения $B_{W.u.}(L, I_{is} \rightarrow I_{gr})$ для переходов с изомерного уровня (is) в основное состояние (gr). Для расчета сечений возбуждения необходимо иметь значения $B_{W.u.}(L, I_{gr} \rightarrow I_{is})$ для обратного перехода. Их легко получить используя соотношение

$$B_{W.u.}(L, I_{gr} \rightarrow I_{is}) = \frac{2I_{is} + 1}{2I_{gr} + 1} B_{W.u.}(L, I_{is} \rightarrow I_{gr}) .$$

1.4 Сечения возбуждения магнитного типа через неупругое рассеяние электронов на ядрах

Для расчета возбуждения ядер с магнитным переходом используем известное разложение подинтегрального выражения в гамильтониане взаимодействия (3) по магнитным мультиполям [38]:

$$j_\alpha(\vec{r}) D^{\alpha\beta}(\omega_N, \vec{r} - \vec{R}) J_\beta(\vec{R}) = 4\pi i \omega_N \sum_{L,M} \vec{j}(\vec{r}) \bullet B_{LM}^M(\omega_N, \vec{r}) A_{LM}^M(\omega_N, \vec{R}) \bullet \vec{J}(\vec{R}) ,$$

$\alpha, \beta = 1 - 3$. Магнитные мультиполи определены согласно формулам

$$A_{LM}^M(\omega_N, \vec{R}) = j_L(\omega_N R) \vec{Y}_{LL;M}(\Omega_R) , \quad B_{LM}^M(\omega_N, \vec{r}) = h_L^{(1)}(\omega_N r) \vec{Y}_{LL;M}(\Omega_r) ,$$

где $\vec{Y}_{LJ;M}(\Omega)$ - векторные сферические гармоники: $\vec{Y}_{LJ;M}(\Omega) = \sum_{m,k} C_{Lm1k}^{JM} Y_{LM}(\Omega) \xi_k$, C_{Lm1k}^{JM} - коэффициенты Клебша-Гордана, ξ_k - стандартный сферический базисный набор [38]: $\xi_{\pm 1} = \mp(\vec{e}_x \pm \vec{e}_y)/\sqrt{2}$, $\xi_0 = \vec{e}_z$.

Приведенная вероятность ядерного магнитного перехода определяется аналогично вероятности для переходов электрического типа с заменами $EL \rightarrow ML$ и $R^L Y_{LM}^*(\Omega_R) \rightarrow A_{LM}^M(\omega_N, \vec{R}) \bullet \vec{J}(\vec{R})$ в формуле (6). При этом приведенная вероятность в модели Вайскопфа $B(W; ML)$ вычисляется согласно соотношению

$$B(W, ML) = B(W, EL) \frac{10}{(M_N R_0)^2} ,$$

в котором M_N - масса нуклона.

Проведя несложные выкладки, аналогичные рассмотренным выше для переходов электрического типа, получаем выражения для сечений возбуждения в случае магнитных мультиполей $M1$ и $M2$

$$\sigma_{M1} = \frac{16\pi^2}{9} e^2 \frac{\varepsilon_i + \varepsilon_f}{\varepsilon_i} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_i} + \sqrt{\varepsilon_f}}{\sqrt{\varepsilon_i} - \sqrt{\varepsilon_f}} B(M1; I_i \rightarrow I_f) \quad (10)$$

$$\sigma_{M2} = \frac{8\pi^2}{25} e^2 m(\varepsilon_i + \varepsilon_f) \sqrt{\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i}} B(M2; I_i \rightarrow I_f) \times \left[1 - \frac{1}{6} \frac{(\varepsilon_i - \varepsilon_f)^2}{\sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_f} (\varepsilon_i + \varepsilon_f)} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_i} + \sqrt{\varepsilon_f}}{\sqrt{\varepsilon_i} - \sqrt{\varepsilon_f}} \right] \quad (11)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках в выражении для σ_{M2} мало по сравнению с единицей при $\omega_N \ll \varepsilon_i$. Однако вблизи порога реакции, когда $\omega_N \approx \varepsilon_i$ эта поправка достигает величины $-1/3$.

Хорошо видно, что в нерелятивистском приближении ($\varepsilon_i \ll m$) и при малых переданных энергиях ($\omega_N \ll \varepsilon_i$) выполняется требуемое соотношение между сечениями электрического и магнитного типа:

$$\frac{\sigma_{ML}}{\sigma_{EL}} \approx v_i^2 \frac{B(ML; I_i \rightarrow I_f)}{B(EL; I_i \rightarrow I_f)}$$

где $v_i = \sqrt{2\varepsilon_i/m}$ - скорость электрона.

1.5 Примеры численных расчетов сечений для изомерных ядер

Рассмотрим некоторые численные примеры и сравним сечения, рассчитанные в рамках Борновского приближения с плоскими волнами (7), (8) и (10) с сечениями возбуждения, полученными в рамках других моделей.

Ядро Та-181

Ядро Та-181 имеет значение приведенной вероятности $B_{W.u.}(E1, 9/2^- \rightarrow 7/2^+) = 2.01 \times 10^{-6}$ для перехода с энергией 6,237 кэВ из изомерного в основное состояние $9/2^-(6,237 \text{ кэВ}) \rightarrow 7/2^+(0,0)$ в Та-181 [41]. Величина приведенной вероятности свидетельствует о значительной заторможенности данного $E1$ перехода относительно оценки в одночастичной модели Вайскопфа.

График сечения возбуждения ядер Та-181 на изомерное состояние 9/2-(6,237 кэВ) показан на Рис. 1. Можно видеть, что максимальное значение сечения в Борновском приближении с плоскими волнами (PWBA) составляет $3.5 \times 10^{-33} \text{ см}^2$. Это примерно в 100 раз меньше, чем значение, приведенное в работе [35] и использованное в работе [18] для численного моделирования возбуждения ядер Та-181 в горячей плотной плазме (см. Рис. 2).

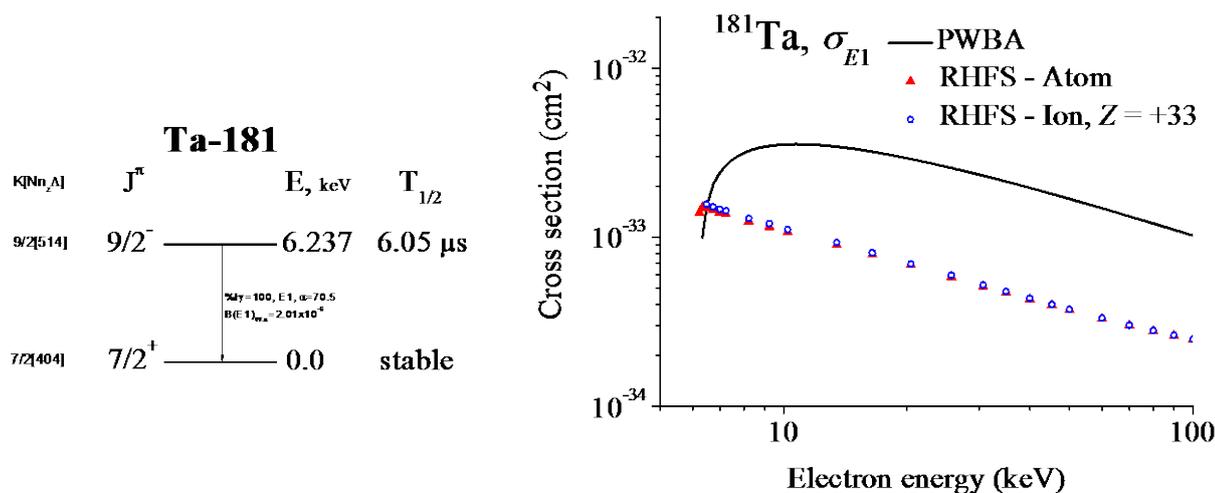


Рис. 1. Схема уровней Та-181 (слева) и сечение возбуждения изомера Та-181m (9/2-, 6.237 кэВ, 6.05 μс) при неупругом рассеянии электронов в рамках методов PWBA и RHFS (справа).

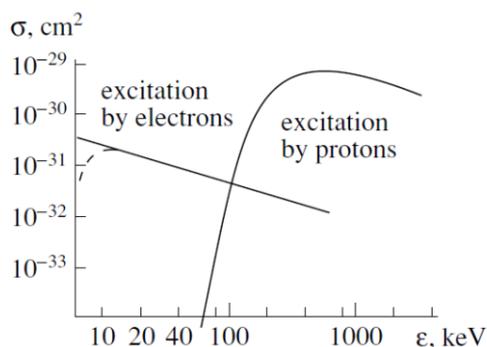


Рис. 2. График сечения возбуждения ядер Та-181 электронами из работы [35].

Кроме того, сечения, рассчитанные в рамках метода RHFS оказались еще меньше (примерно в 3-4 раза - см. Рис. 1) как для атома Та, так и для иона тантала со степенью ионизации $Z = +33$. В методе RHFS [23, 36], атомные оболочки рассчитывается в релятивистском варианте метода Хартри-Фока-Слейтера, а волновые функции рассеивающегося электрона в начальном и конечном состояниях берутся в

виде решений уравнения Дирака в самосогласованном потенциале ядра и электронной оболочки.

Таким образом, вывод, сделанный в работе [18], о тотальном доминировании процесса неупругого рассеяния электронов при возбуждении ядерного изомера Ta-181m в плазме представляется ошибочным. Расчет с правильной величиной сечения Ta-181(e,e')Ta-181m свидетельствует, что в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения, создающего плазму, процессы фотовозбуждения и кулоновского возбуждения электронами дадут, примерно, одинаковый вклад в наработку изомерных ядер Ta-181m.

Ядро Tm-169

На Рис. 3 приведены $E2$ и $M1$ сечения возбуждения ядра Tm-169 в рамках методов PWBA и RHFS. Значения для приведенных вероятностей ядерного перехода с изомерного уровня $3/2^+(8.41 \text{ кэВ}, 4.09 \text{ нс})$ в основное состояние $1/2^+(0.0)$ Tm-169 были взяты из [42]: $B_{W.u.}(E2, 3/2^+ \rightarrow 1/2^+) = 241$ и $B_{W.u.}(M1, 3/2^+ \rightarrow 1/2^+) = 0.0342$. Данный переход происходит внутри ротационной полосы $K^\pi [Nn_z \Lambda] = 1/2^+ [411]$ (см. в [42]). Этим объясняется большая интенсивность его $E2$ компоненты и сечения в целом.

Из Рис. 3 видно также, что наше $E2$ PWBA сечение совпадает с соответствующим PWBA сечением из работы [35]. С другой стороны, графики наглядно демонстрируют, что PWBA и RHFS сечения имеют мало общего.

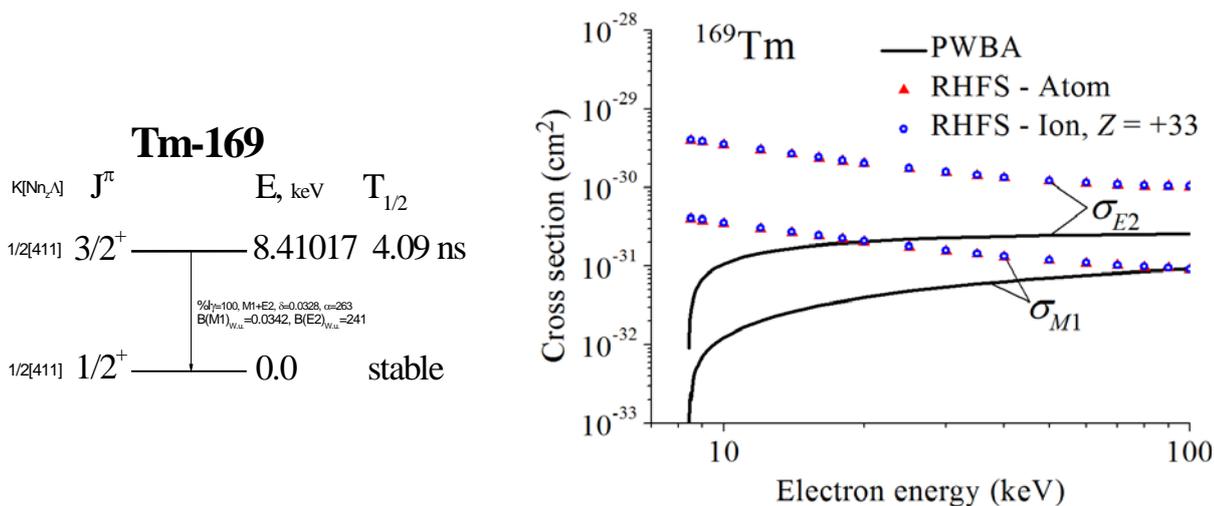


Рис. 3. Схема уровней Tm-169 (слева) и сечения возбуждения изомера Tm-169m ($3/2^+$, 8.410 кэВ, 4.09 нс) электронами (справа).

Ядро Hg-201.

Значения для приведенных вероятностей ядерного перехода с изомерного уровня $1/2^-(1.5648 \text{ кэВ}, 81 \text{ нс})$ в основное состояние $3/2^-(0.0) \text{ Hg-201}$ были взяты из [43]: $B_{W.u.}(M1, 1/2^- \rightarrow 3/2^-) = 0.00151$ и $B_{W.u.}(E2, 1/2^- \rightarrow 3/2^-) = 25$ [43].

RHFS сечения σ_{E2} , рассчитанные в соответствии с (1.8) находятся в хорошем соответствии с $E2$ сечениями в рамках DWBA и ВКБ приближений из работы [24] (см. графики на Рис. 4). Небольшая разница между результатами объясняется использованием в расчетах разных значений для приведенной вероятности ядерного перехода. На это ясно указывает аналогичная разница между графиками PWBA. В то же время $M1$ RHFS сечения (σ_{M1}), полученные из (10), для атома и иона Hg оказались на порядок больше, чем соответствующие DWBA и ВКБ сечения, показанные на Рис. 4 работы [24]. С учетом того, что авторы [24] не привели σ_{M1} в рамках PWBA, определить причины такого расхождения затруднительно.

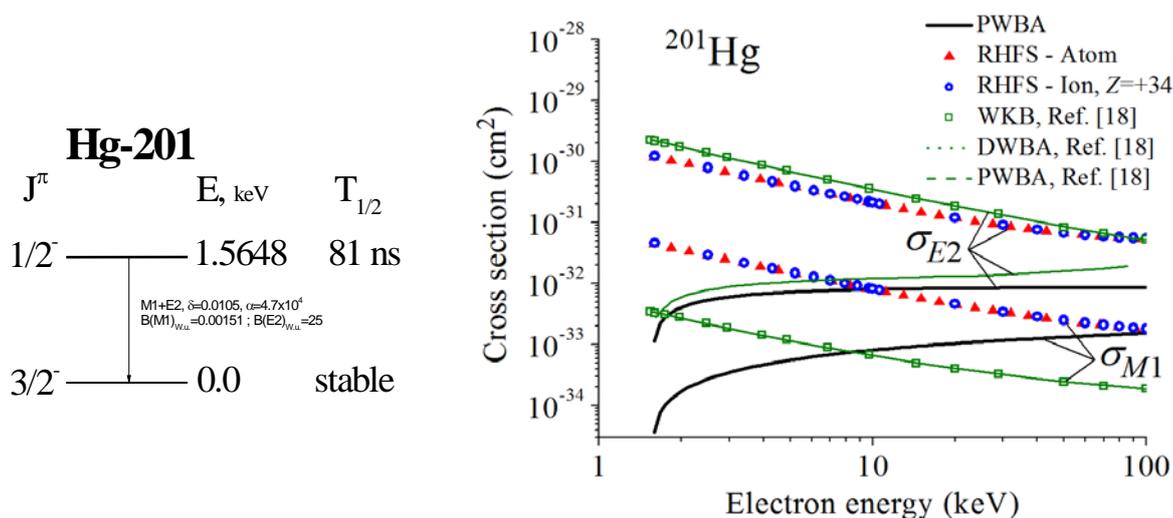


Рис. 4. Схема уровней Hg-201 (слева) и сечения возбуждения изомера Hg-201m ($1/2^-$, 1.5648 кэВ, 81 нс) электронами (справа).

Ядро Ag-110.

Для изомерного перехода из первого возбужденного состояния в ядре Ag-110 неизвестен коэффициент внутренней конверсии α , а также отсутствует уверенность в том, что известны все каналы распада этого уровня [44]. Для оценки сечений возбуждения уровня $2^-(1.113 \text{ кэВ}, 660 \text{ нс})$ в Ag-110 примем некоторые допущения. Согласно нашему расчету коэффициент внутренней конверсии для изомерного $E1$ перехода с энергией 1.113 кэВ в Ag-110 равен $\alpha = 1.1 \times 10^3$. Использование известного из

эксперимента периода полураспада изомерного уровня позволяет вычислить приведенную вероятность изомерного перехода²: $B_{W.u.}(E1, 2^- \rightarrow 1^+) = 2.9 \times 10^{-4}$.

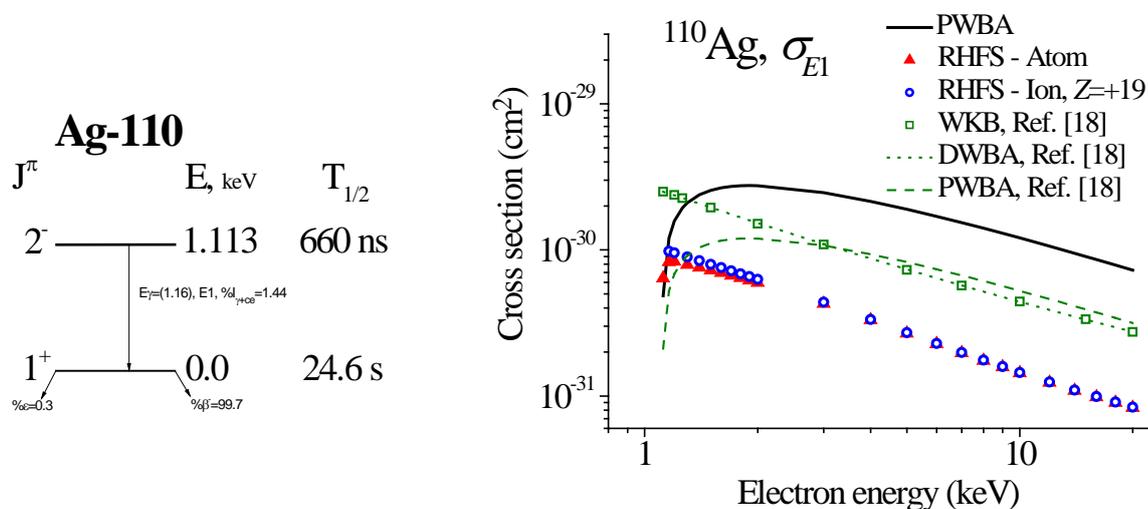


Рис. 5. Схема уровней Ag-110 (слева) и сечения возбуждения изомера Ag-110m ($2^-, 1.113$ кэВ, 660 нс) электронами (справа).

Сечения возбуждения ядер Ag-110 в процессе $\text{Ag-110}(e, e')\text{Ag-110m}$ как функции энергии электронов в диапазоне 1-12 кэВ показаны на Рис. 5. Хорошо видно, что PWBA сечения согласно формулы (7) примерно в два раза больше, чем соответствующие PWBA сечения, приведенные в работе [24]. Вероятно, в были использованы другие значения для коэффициента внутренней электронной конверсии α , и для приведенной вероятности изомерного ядерного перехода $B_{W.u.}(E1, 2^- \rightarrow 1^+)$. Что касается $E1$ сечения RHFS, то в отличие от сечений ВКБ и DWBA оно лежит систематически ниже сечения PWBA (см. Рис. 5, или работу [24], где PWBA, ВКБ, и DWBA сечения ведут себя примерно одинаково в широком диапазоне энергий, исключая только область вблизи порога реакции).

1.6 Обсуждение результатов и выводы

Основным результатом является вывод простых аналитических формул (в рамках нерелятивистского борновского приближения) для сечений $E1$ – $E3$ и $M1$ – $M2$ возбуждения атомных ядер на низколежащие изомерные состояния в процессе неупругого рассеяния нерелятивистских электронов (метод PWBA).

² В предположении, что изомерный переход в основное состояние является единственным (или доминирующим) каналом распада уровня $2^-(1.113$ кэВ).

Результаты сравнения полученных формул (PWBA) с методом RHFS для различных типов переходов получаются разными: метод PWBA в сравнении с RHFS систематически завышает $E1$ сечение (для Ta-181 завышение в 3-4 раза) и недооценивает сечения $E2$ и $M1$ (Tm-169 и Hg-201).

Результаты расчетов по полученным формулам PWBA также были сравнены с результатами [24], в которой ядер Hg201 ($M1$ и $E2$) и Ag110 ($E1$) были представлены сечения для приближений WKB и DWBA для. Для ядра Hg-201 сечение $E2$ перехода по RHFS достаточно хорошо совпало с результатами WKB и DWBA. В то же время наши $M1$ RHFS сечения для атома и иона Hg-201 оказались на порядок больше, чем соответствующие DWBA и WKB сечения из работы [24].

Для ядра Ag-110 (переход $E1$) наши PWBA сечения были примерно в два раза больше, чем соответствующие PWBA сечения, приведенные в работе [24].

Также отметим, что численные расчеты в рамках релятивистского борновского приближения с плоскими волнами (RPWBA) [формулы (II E.41)-(II E.46) работы [66]] дают те же значения для σ_{E1} и σ_{E2} вблизи порога реакции, что и PWBA метод. В области энергий около 100 кэВ RPWBA сечения σ_{E1} и σ_{E2} примерно в два раза больше, чем соответствующие сечения PWBA.

Таким образом, результаты наших расчетов показывают, что использование Борновского приближения для оценки сечения возбуждения атомных ядер электронами может привести к значительным ошибкам. Это особенно заметно на примере $E2$ и $M1$ сечений, поведение которых в модели PWBA не имеет ничего общего с сечениями, полученными в рамках методов RHFS, DWBA и WKB (см. [24]).

Тем не менее, $E1$ PWBA сечение (7) с определенной осторожностью может быть использовано для оценки числа возбужденных ядер в горячей плотной плазме. Скорость реакции, усредненная по спектру электронов плазмы, оказывается не очень чувствительной к поведению сечения вблизи порога реакции. В этом смысле, разница вблизи порога реакции в поведении $E1$ сечений, вычисленных в рамках PWBA и всех других методов, не являются критической для определения количества возбужденных ядер.

ГЛАВА 2. Резонансные механизмы возбуждения атомных ядер в плазме

2.1 Обзор резонансных механизмов возбуждения и постановка задачи

Существует всего лишь три основных процесса резонансного возбуждения атомных ядер в горячей плотной плазме. И при этом два из них связаны с воздействием на ядра теплового излучения плазмы – прямое фотовозбуждение ядер и возбуждение ядер в обратном электронном мостике. Третий процесс – возбуждение ядер при обратной внутренней электронной конверсии происходит за счет захвата электронов плазмы на оболочку атома (иона). Рассмотрим подробнее каждый из названных механизмов.

При фотовозбуждении ядер фотоны плазмы взаимодействуют с ядром напрямую, минуя стадию взаимодействия с электронной оболочкой атома. Процесс описывается диаграммой первого порядка по константе электромагнитного взаимодействия e (см. Рис. 6).

Обратный электронный мостик (ОЭМ) – это процесс третьего порядка по e . Прямая диаграмма соответствующая данному механизму возбуждения приведена на Рис. 6. Здесь фотон плазмы поглощается электронной оболочкой, возбуждение с которой передается на ядро. Электронная оболочка атома, или иона играет в данном случае роль передаточного звена (электронного мостика) между излучением плазмы и атомным ядром. По ряду причин, которые будут рассмотрены ниже, эффект электронного моста может приводить к значительному усилению процесса взаимодействия ядра и теплового излучения плазмы.

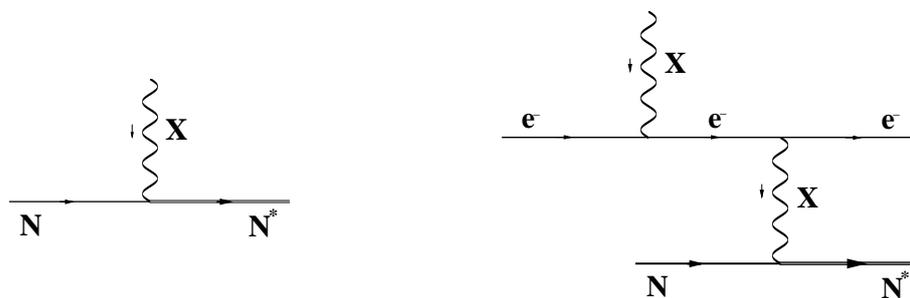


Рис. 6. Фотовозбуждение ядра (слева) и процесс ОЭМ (справа)

Обратная внутренняя электронная конверсия (ОВЭК) – процесс второго порядка по e (см. Рис. 7). В ОВЭК электроны из состояний непрерывного спектра заселяют

атомные уровни, то-есть переходят в состояния дискретного спектра. Излучаемый при этом виртуальный фотон возбуждает ядро в случае совпадения энергии и мультипольности обоих переходов.

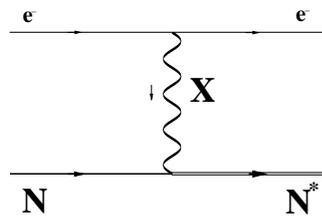


Рис. 7 Процесс ОБЭК

Для эффективного возбуждения ядра фотонами и электронами плазмы, последняя должна иметь температуру $T \sim \omega_N$, где ω_N - энергия ядерного перехода между уровнями с энергиями E_f и E_i . Представленные на Рис. 6 - 7 механизмы играют, как правило, существенную, или доминирующую роль в процессе возбуждения ядер в плазме.

Каждый из указанных механизмов возбуждения изомерных ядер будет подробно рассмотрен ниже, также будут даны выражения для эффективности механизмов и проведен сравнительный анализ.

Как будет показано в Главе 4, существование волны гамма-свечения в системе ядерных изомеров накладывает очень жесткие условия на величину сечения возбуждения ядер в переходе с изомерного на промежуточное состояние. Ни один из стандартных механизмов возбуждения ядер в плазме, таких как фотовозбуждение ядер собственным излучением плазмы, неупругое рассеяние электронов плазмы на ядрах, обратная внутренняя электронная конверсия, возбуждения ядер в атомных переходах, не удовлетворял сформулированным условиям.

В данной Главе будет показана принципиальная возможность обойти названные ограничения используя, вероятно, очень малый класс ядер, для которых выполняется ряд специфических условий на энергии переходов в ядре и атомной оболочке. В первую очередь это совпадение энергий и мультипольностей ядерного и атомного переходов в пределах радиационной ширины атомного перехода (предполагается, что именно она дает основной вклад в ширину верхнего «рабочего» электронного состояния). Во-вторых, существование интенсивного электродипольного перехода в электронной оболочке атома или иона (то есть перехода между атомными S и P состояниями), в котором будет происходить заселение верхнего «рабочего»

электронного уровня при поглощении атомом (ионом) рентгеновских фотонов плазмы или иного источника. В указанном случае сечение возбуждения ядра через атомную оболочку может превысить сечение фотовозбуждения ядер. А при благоприятных обстоятельствах на таких ядрах сечение перехода в промежуточное состояние оказывается достаточным даже для поддержания «волны горения» в системе возбужденных атомных ядер.

Поиск нуклидов для постановки подобного эксперимента – это отдельная непростая задача. Помимо собственно ядерного перехода, который должен укладываться в рамки определенных требований, нужно уметь измерять или рассчитывать энергии электронных состояний в атоме и ионе (в том числе, многозарядном) с очень высокой точностью. Соответственно, нужно располагать современной измерительной спектроскопической базой и не менее современными компьютерными кодами.

2.2 Фотопоглощение излучения ядром

Сечение процесса фотопоглощения ядром теплового излучения плазмы легко рассчитывается согласно стандартным правилам КЭД. Оно носит ярко выраженный резонансный характер

$$\sigma^{(1)}(\omega) = \frac{\lambda^2}{4} \Gamma_N^{rad}(\omega) \delta(\omega_N - \omega). \quad (12)$$

В формуле (12) λ - длина волны излучения, то-есть $\lambda = 2\pi / \omega$, где ω - энергия фотонов, $\Gamma_N^{rad}(\omega)$ - радиационная ширина перехода ядра из основного состояния в низколежащее изомерное состояние как функция энергии ω , ω_N - энергия ядерного перехода. (Здесь и далее для простоты будем говорить только о переходе между основным и первым возбужденным состояниями ядра. Обобщение на случай перехода с долгоживущего уровня на некое близкорасположенное к нему состояние тривиально.) «Размажем» дельта-функцию в (12) по полной ширине ядерного изомерного состояния Γ_N^{tot} , заменив ее одной из функций Коши дельта-образной последовательности $\delta(E) = \lim_{\Gamma \rightarrow +0} \Gamma / (\pi(E^2 + \Gamma^2))$, и получим для сечения фотовозбуждения окончательную формулу

$$\sigma^{(1)}(\omega) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{(\Gamma_N^{tot}(\omega)/2)(\Gamma_N^{rad}(\omega)/2)}{(\omega - \omega_N)^2 + (\Gamma_N^{tot}(\omega)/2)^2}. \quad (13)$$

График этой функции в максимуме при $\omega = \omega_N$ и при условии $\Gamma_N^{tot}(\omega_N) = \Gamma_N^{rad}(\omega_N)$ достигает величины $\lambda_N^2 / 2\pi$.

Для вычисления эффективности ζ в плазме с временем жизни τ необходимо знать спектр фотонов плазмы. Этот спектр зависит от экспериментальных условий. В равновесной плазме для получения оценок по порядку величины можно использовать планковский спектр фотонов

$$n_p(\omega) = \frac{1}{\pi^2} \frac{\omega^2}{\exp(\omega/T) - 1}. \quad (14)$$

Эффективность рассчитывается из приближенной формулы

$$\zeta = \int_0^{\infty} \sigma(\omega) \tau n(\omega) d\omega, \quad (15)$$

подставив в которую сечение из (12) получим

$$\zeta^{(1)} = \frac{\lambda_N^2}{4} \Gamma_N^{rad}(\omega_N) n(\omega_N) \tau. \quad (16)$$

Для планковского распределения (14) выражение (16) переписывается в простом и удобном для численных оценок виде

$$\zeta^{(1)} = \frac{\Gamma_N^{rad}(\omega_N) \tau}{\exp(\omega_N/T) - 1}. \quad (17)$$

При размерностях $[\tau] = \text{с}$, $[\omega_N, \Gamma_N, T] = \text{эВ}$ выражение в правой части (17) необходимо домножить на обезразмеривающий фактор $1.52 \times 10^{15} \text{ эВ}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

Фигурирующая в формуле (17) для сечения радиационная ширина ядерного перехода оценивается исходя из выражения

$$\Gamma_N^{rad}(\omega) = 8\pi \frac{\omega^{2L+1}}{[(2L+1)!!]^2} \frac{L+1}{L} B(EL(ML); I \rightarrow F). \quad (18)$$

в которой величина $B(EL(ML); I \rightarrow F)$ - приведенная вероятность ядерного перехода мультипольности $EL(ML)$ из состояния со спином J_I в состояние со спином J_F . Ее стандартное определение через волновые функции ядерных состояний $|JM\rangle$ и оператор электромагнитного перехода $M_{LM}^{EL(ML)}$ есть

$$B(EL(ML); I \rightarrow F) = \frac{1}{2J_I + 1} \sum_{M_I, M_F} |\langle J_F M_F | M_{LM}^{EL(ML)} | J_I M_I \rangle|^2. \quad (19)$$

В нерелятивистском пределе ядерные матричные элементы из (19) переходят в матричные элементы, использованные в формуле (6).

2.3 Обратная внутренняя электронная конверсия (ОВЭК - ИЕС)

В процессе обратной внутренней электронной конверсии [27] электроны плазмы из состояний непрерывного спектра с энергией E заселяют уровни иона, то-есть переходят в состояния дискретного спектра с энергией E_f . Ядро при этом возбуждается виртуальным фотоном (см. Рис. 7). Рассмотренный процесс является обратным к хорошо известному процессу распада изомерного ядерного состояния по каналу внутренней электронной конверсии гамма-лучей.

Сечение ОВЭК на полностью свободную оболочку иона рассчитывается стандартным бразом и имеет вид

$$\sigma_{IEC}(E \rightarrow f) \approx \delta(\omega_N - (E - E_f)) \frac{\lambda_e^2}{4} \Gamma_c(\omega_N; f) \frac{2J_F + 1}{2J_I + 1}, \quad (20)$$

где $\Gamma_c(\omega_N; f)$ – парциальная конверсионная ширина изомерного уровня при распаде через f - оболочку иона, λ_e – длина волны электрона с энергией E .

Сечение (20) имеет выраженный резонансный характер. К возбуждению ядер приводят только те электроны в спектре плазмы, энергия которых E_{res} совпадает в пределах конверсионной ширины ядерного состояния Γ_c с разностью энергии ядерного перехода ω_N и абсолютной величины энергии связи E_f на заселяемой атомной оболочке.

Эффективность механизма ИЕС при возбуждении ядер в плазме с плотностью электронов n_e и функцией их распределения по энергиям $f_e(E)$ можно записать как

$$\zeta_{IEC}^{(2)} = \int_0^{\infty} \sigma_{IEC}(E) n_e f_e(E) \tau \nu_e \frac{dE}{T}. \quad (21)$$

В результате интегрирования устраняется дельта-функция по энергии из (21). По порядку величины эффективность механизма оказывается равной:

$$\zeta_{IEC}^{(2)} \approx \frac{(\lambda_e^{res})^2}{4} \frac{\Gamma_c^{tot}}{T} f_e(E_{res}) n_e \tau v_e^{res}, \quad (22)$$

где Γ_c^{tot} - полная конверсионная ширина ядерного уровня, E_{res} - резонансная энергия электронов, определяемая из условия $E_{res} = \omega_N - |E_f|$, λ_e^{res} - резонансная длина волны электрона $\lambda_e^{res} = 2\pi / p_e^{res}$, p_e^{res} - импульс резонансных электронов $p_e^{res} = m_e v_e^{res}$ (m_e - масса электрона), а v_e^{res} - их скорость $v_e^{res} = \sqrt{2E_{res} / m_e}$.

Как и все другие механизмы, ОВЭК наиболее эффективен при температуре плазмы T сравнимой с энергией ядерного перехода ω_N . При таких T , во-первых, ионизируются атомные оболочки, с которых велика вероятность внутренней электронной конверсии, а во-вторых, относительно велико число электронов на рабочем участке спектра.

Для расчета эффективности возбуждения ядер при НЕЕТ необходимо знать распределение электронов плазмы по энергиям $f_e(E)$. Для предварительных оценок по порядку величины в случае равновесной, или близкой к ней по параметрам плазмы нам достаточно взять максвелловское распределение

$$f_e(E) = \sqrt{\frac{4E}{\pi T}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad (23)$$

при котором

$$dn_e(E) = n_e f_e(E) \frac{dE}{T} \quad (24)$$

2.4 Сравнение эффективности возбуждения ядер при фотопоглощении и обратной внутренней электронной конверсии

Сравним полученные выше выражения для эффективности возбуждения ядер в плазме в результате прямого фотопоглощения

$$\zeta_\gamma^{(1)} \approx \frac{(\lambda_N)^2}{4} \frac{\Gamma_N^{rad}}{T} \left[\frac{T^3}{\pi^2} 2\zeta(3) \right] \left\{ \frac{1}{2\zeta(3)} \frac{(\omega_N/T)^2}{\exp(\omega_N/T) - 1} \right\} \tau c \quad (25)$$

($\zeta(3) = 1.20206$ - Zeta-функция Римана) и обратной электронной конверсии

$$\zeta_e^{(2)} \approx \frac{(\lambda_e^{res})^2}{4} \frac{\Gamma_N^{conv}}{T} [n_e] \left\{ \sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{\sqrt{E_e^{res}/T}}{\exp(E_e^{res}/T)} \right\} \tau v_e^{res}. \quad (26)$$

В формулах (25) и (26) в квадратных скобках даны плотность, соответственно, фотонов в случае планковского распределения $[n_\gamma = 2\zeta(3)T^3/\pi^2]$ и электронов $[n_e]$, а выражения в фигурных скобках – нормированные функции планковского и максвелловского распределений:

$$g_\gamma(x) = \frac{1}{2\zeta(3)} \frac{x^2}{\exp(x)-1}, \quad (27)$$

$$f_e(y) = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{\sqrt{y}}{\exp(y)}, \quad (28)$$

где введены переменные $x \equiv \omega_\gamma/T$, и $y \equiv E_e/T$, и которые удовлетворяют нормировочным условиям $\int_0^\infty g_\gamma(x) dx = 1$, $\int_0^\infty f_e(y) dy = 1$. Графики функций $g_\gamma(x)$ и $f_e(y)$ показаны на Рис. 8.

Отметим некоторые особенности этих распределений. Максимум в спектре числа фотонов сдвинут в область $\omega_\gamma = 1.6T$, а в спектре числа электронов – в область $E_e = 0.5T$. Однако, из-за разной формы спектра доля фотонов и электронов при $\omega_\gamma = E_e = 1.6T$, примерно, одинакова (т.е. $g_\gamma(\omega_\gamma) \approx f_e(E_e)$), и заметного выигрыша за счет формы планковского распределения у плотности фотонов нет вплоть до $\omega_\gamma = E_e = 2T$.

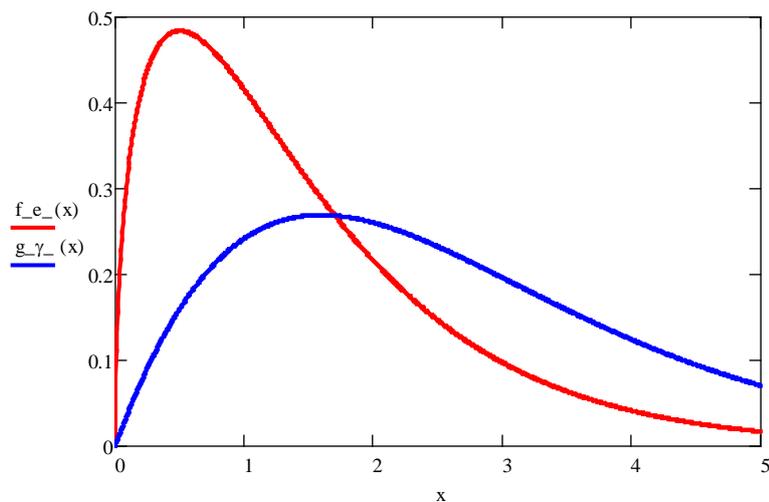


Рис. 8. Нормированные спектры распределения плотностей тепловых фотонов (синяя кривая) и электронов (красная кривая) в равновесной плазме.

Сравнение эффективностей возбуждения проведем для плазмы с температурой $T = \omega_N$. Приняв $E_e^{res} \approx \omega_N / 2$ и введя коэффициент конверсии $\alpha_{conv} = \Gamma_N^{conv} / \Gamma_N^{rad}$, получим

$$\frac{\zeta_e^{(2)}}{\zeta_\gamma^{(1)}} = \left(\frac{\lambda_e^{res}}{\lambda_N} \right)^2 \alpha_{conv} \frac{n_e}{n_\gamma} \frac{f_e(0.5)}{g_\gamma(1)} \nu_e^{res}. \quad (29)$$

Подставив соответствующие выражения для λ_e^{res} и ν_e^{res} , найдем интересное нас отношение эффективностей

$$\frac{\zeta_e^{(2)}}{\zeta_\gamma^{(1)}} = \alpha_{conv} \frac{n_e}{n_\gamma} 2 \left(\frac{T}{m_e} \right)^{3/2}. \quad (30)$$

Для плазмы с $T = 1$ кэВ плотность фотонов $n_\gamma = 2\zeta(3)T^3 / \pi^2 = 3.2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, а $(T/m_e)^{3/2} = 0.87 \times 10^{-4}$. Степень ионизации в плазме с такой температурой превышает $z = 30$. Поэтому, для плотности электронов положим $n_e \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$. При характерном значении $\alpha_{conv}^{E1} \approx 500 - 600$ в ядрах с атомным номером $A \approx 180 - 200$ для $\omega_N = 1$ кэВ получаем соотношение $\zeta_e^{(2)} / \zeta_\gamma^{(1)} \approx 1$. Механизмы имеют, примерно, одинаковую эффективность возбуждения ядер в случае $E1$ перехода с энергией 1 кэВ.

Рассмотрим другую ситуацию. Вычислим плотность электронов n_e предположив, что энергия между электронами и фотонами плазмы делится поровну. Плотность энергии фотонов есть

$$n_\gamma \int_0^\infty T x g_\gamma(x) dx = \frac{1}{2\zeta(3)} \frac{\pi^4}{15} T n_\gamma = \frac{\pi^2}{15} T^4 \quad (31)$$

Плотность энергии электронов рассчитывается аналогично

$$n_e \int_0^\infty T x f_e(x) dx = \frac{3}{2} T n_e \quad (32)$$

Приравняв найденные плотности энергий друг к другу получаем для плотности электронов $n_e = \frac{2\pi^2}{45} T^3$. При температуре плазмы 1 кэВ это дает $n_e = 5.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, и отношение эффективностей возбуждения выглядит так: $\zeta_e^{(2)} / \zeta_\gamma^{(1)} \approx 0.1$.

Таким образом, процесс обратной внутренней электронной конверсии для ядерного $E1$ перехода имеет, примерно, ту же эффективность возбуждения ядер, что и процесс фотопоглощения. Как результат, ОВЭК в этом случае не может компенсировать недостающие несколько порядков величины для обеспечения волны гамма-свечения в системе изомерных ядер.

Коэффициент конверсии для $M1$ перехода с энергией 1 кэВ в ядрах с $A=180-200$ составляет, примерно, $\alpha_{M1} \approx 10^4 - 10^5$. А коэффициент конверсии для аналогичного $E2$ перехода $\alpha_{E2} \approx 10^9$. Ясно, что в этих случаях ОВЭК доминирует над фотопоглощением. Однако, фактор $(\omega_N R)^2 \approx 10^{-9}$ не позволяет надеяться на то, что ядро с $E2$ переходом можно будет рассматривать в качестве кандидата для получения и исследования волны гамма свечения вместо ядра с $E1$ переходом. Достигаемая в процессе ОВЭК эффективность для этого недостаточна.

2.5 Обратный электронный мост

2.5.1 Вводные замечания

Возбуждение ядер в высокотемпературной плотной плазме интересно, главным образом, с точки зрения возможных приложений. Среди них наиболее значимыми на наш взгляд являются создание инверсной заселенности в матрице, содержащей изомерные ядра и наблюдение (а) триггеринга изомерных ядер, сопровождающееся γ -излучением ядер [45], и (б) волны γ -свечения (“горения”) в системе изомерных ядер с близкорасположенным к изомерному короткоживущим промежуточным состоянием [46] (самоподдерживающийся триггеринг изомерных ядер). Для того, чтобы оба эти процесса могли быть реализованы в эксперименте, переход с изомерного состояния (где ядра можно предварительно накопить в значительном количестве) на близкорасположенный короткоживущий уровень (с которого затем идет рабочий переход в основное состояние ядра) должен быть электродипольным [46]. Более того, желательно, чтобы ослабление этого $E1$ перехода было минимальным, т.е его приведенная вероятность в единицах Вайскопфа была близка к единице.

К сожалению, последнее требование вступает в противоречие с имеющимися экспериментальными данными по интенсивностям электродипольных переходов. В низкоэнергетической части спектра возбуждения ядер $E1$ переходы обычно подавлены за счет структурных факторов. И хотя число известных в настоящее время нуклидов достаточно велико, найти среди них ядро, удовлетворяющее всем нужным критериям,

не представляется возможным. Поэтому, без механизма усиления, который мог бы существенно увеличить сечение возбуждения ядер, в частности, в электродипольных переходах, реализовать процессы, типа волны γ -свечения, будет крайне сложно.

В настоящем разделе 2.5 мы детально проанализируем возбуждение атомных ядер фотонами через атомную оболочку по механизму обратного электронного моста. Данный процесс, впервые рассмотренный в [30], интересен тем, что в случае резонансного совпадения энергий атомного и ядерного переходов его сечение может существенно превосходить сечения всех остальных механизмов возбуждения атомных ядер фотонами и электронами плазмы. Это, в принципе, решает обозначенную здесь проблему малых сечений возбуждения и открывает определенные перспективы для экспериментального изучения предложенного в [46-47] процесса «горения» в системе ядерных изомеров с близкорасположенным короткоживущим промежуточным состоянием.

В расчетах принята система единиц $\hbar = c = k = 1$.

2.5.2 Описание механизма обратного электронного моста

Электронный мостик – это процесс распада возбужденного ядерного состояния через атомную оболочку, описываемый диаграммой третьего порядка по константе электромагнитного взаимодействия e [48]. Соответственно, обратный процесс, а именно, возбуждение ядра через оболочку атома (см. рис. 9(a)-(b)) получил название обратного электронного моста. Здесь мы рассмотрим, как электронный мост работает в одном частном, но важном случае – когда расстройка по энергиям Δ , показанная на рис. 9 (с) стремится к нулю, и возбуждение ядра сводится к последовательности двух процессов – фотовозбуждению оболочки иона и процессу NEET.

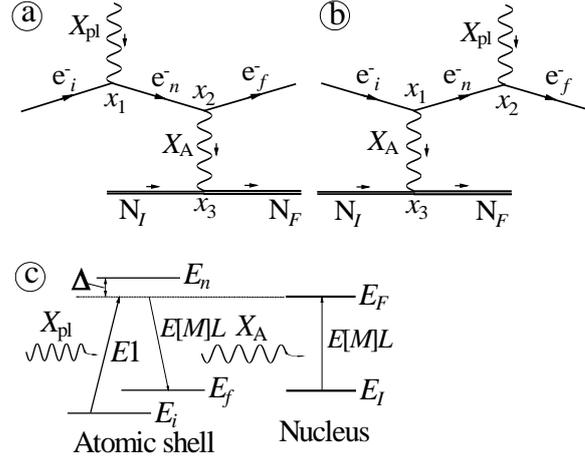


Рис. 9 - Схема возбуждения ядра фотонами через атомную оболочку по механизму обратного электронного моста: (а) – прямая диаграмма, (б) – обменная диаграмма, (с) – схема процесса, соответствующая прямой диаграмме.

В теории возмущений для квантовой электродинамики (КЭД) с увеличением порядка диаграммы, описывающей процесс, его сечение, как правило, уменьшается. Это положение может не выполняться, если в процессе участвуют связанные электронные состояния, чьи волновые функции локализованы на атоме или ионе. В этом случае область набора интегралов в электронных матричных элементах r_0 ограничена размерами атома или электронной оболочки иона. В разложении фотонного пропагатора, взятого в частотно-координатном представлении, $D_{\mu\nu}(\omega_N; \vec{r} - \vec{R}) = g_{\mu\nu} \exp(i\omega_N |\vec{r} - \vec{R}|) / |\vec{r} - \vec{R}|$, по мультиполям [49] содержатся сферические функции Ханкеля первого рода $h_L^{(1)}(x)$:

$$D_{\mu\nu}(\omega_N; \vec{r} - \vec{R}) \propto \sum_{L,M} h_L^{(1)}(\omega_N r) Y_{LM}(\Omega_r) j_L(\omega_N R) Y_{LM}^*(\Omega_R) \quad (33)$$

где $j_L(x)$ - сферические функции Бесселя [39], $Y_{LM}(\Omega)$ - сферические гармоники. Если энергия перехода ω_N не превышает нескольких килоэлектронвольт, аргумент у функции $h_L^{(1)}$ удовлетворяет условию $\omega_N r \ll 1$ при $r < r_0$, и в области эффективного набора интеграла функция Ханкеля велика, так как имеет полюс $h_L^{(1)}(\omega_N r) \approx -i(2L-1)!! / (\omega_N r)^{L+1}$. Указанное поведение функции Ханкеля компенсирует малость вносимую дополнительными электрон-фотонными вершинами в амплитуду и в сечение процесса.

В случае ядерных переходов с энергиями $\omega_N \leq 1$ кэВ условие $\omega_N r_0 \ll 1$ всегда выполняется даже в атомах, поскольку $r_0 < a_B$, где a_B - боровский радиус. Для многозарядных (с $Z_{pl} \approx 30$) ионов, в которые превращаются атомы в плазме с температурой $1 < T \leq 10$ кэВ, условие $\omega_N r_0 \ll 1$ будет выполняться для переходов с энергиями $\omega_N \leq T$. Связано это с тем, что в ионах атомов с $A \approx 150 - 200$ переходы указанных энергий идут между L и M подоболочками, на которых в горячей плазме образуются вакансии. В электронном матричном элементе эффективная область набора интеграла будет определяться, главным образом, радиусом подболочки «нижнего» состояния (в данном случае L состояния), характерные размеры которого много меньше боровского радиуса a_B . Кроме того, у многозарядных ионов средних и тяжелых атомов возрастают энергии связи даже на внутренних L и M оболочках. Это приводит к уменьшению их размеров и также способствует выполнению условия $\omega_N r_0 \ll 1$.

Отметим, что механизм усиления, рассмотренный выше, вместе с большим временем жизни плазмы (и, как следствие, продолжительным временем, в течение которого электроны плазмы могут участвовать в возбуждении ядер) объясняет, в частности, результаты полученные в [50]. В этой работе было показано, что число ядер ^{93}Mo возбуждаемых электронами в процессе ИЕС-NEET в $E2(4.85$ кэВ) переходе $21/2^+(2424.95$ кэВ) \rightarrow $(17/2)^+(2429.80$ кэВ) в плазме, создаваемой рентгеновским излучением лазера на свободных электронах при взаимодействии с твердотельной мишенью, превышает число ядер, возбуждаемых непосредственно рентгеновскими фотонами в процессе первого порядка (то есть в процессе фотовозбуждения ядер).

В нашей задаче сечение возбуждения ядра в процессе обратного электронного моста можно оценить в одноуровневом приближении [9]. На второй стадии процесса - собственно возбуждении ядра в электронном переходе - требуется не только близость энергий электронного и ядерного переходов, но и совпадение их мультипольностей. Это существенно уменьшает число промежуточных состояний. На практике мы вообще можем оставить только один уровень с доминирующим вкладом в амплитуду процесса (одноуровневое приближение). При этом основную роль в процессе возбуждения играет прямая диаграмма (см. рис. 9(a)), а формула для сечения факторизуется [51] и записывается в виде произведения двух сомножителей. Один из них соответствует возбуждению атома на промежуточное состояние фотоном плазмы, а другой - последующему процессу возбуждения ядра при переходе атома из промежуточного в конечное состояние (см. на рис. 9(c)).

Рассмотрим указанную факторизацию подробнее. Согласно правилам КЭД [52] амплитуда процесса ИЕВ может быть записана в следующем виде:

$$S_{fi}^{(3)} = i \int d^4x_1 d^4x_2 d^4x_3 J_{FI}^\rho(x_3) \bar{\psi}_f(x_2) e\gamma^\nu G(x_2 - x_1) e\gamma^\mu \psi_i(x_1) \times [A_\mu(x_1) D_{\nu\rho}(x_3 - x_2) + A_\nu(x_2) D_{\mu\rho}(x_3 - x_1)] \quad (34)$$

где $x_{1,2} = (t_{1,2}, \vec{r}_{1,2})$ и $x_3 = (t_3, \vec{R})$. Первое слагаемое в квадратных скобках соответствует прямой диаграмме (рис. 9 (a)), а второе слагаемое – обменной диаграмме (рис. 9 (b)).

В выражении (34) e – заряд протона, γ^μ – матрицы Дирака, $A_\mu(x) = e^{i\omega_{pl}t} A_\mu(\vec{r}, \omega_{pl})$, где $A_\mu(\vec{r}, \omega_{pl}) = \sqrt{2\pi/\omega_{pl}} \xi_\mu \exp(i\vec{q}_{pl}\vec{r})$ описывает фотон плазмы с энергией ω_{pl} , импульсом \vec{q}_{pl} и поляризацией ξ_μ , $\psi_{i,f}(x) = e^{i(E_{i,f} - i\Gamma_{i,f})t} \psi_{i,f}(\vec{r}, E_{i,f})$ – волновые функции электрона, $E_{i,f}$ и $\Gamma_{i,f}$ – энергии связи и ширины начального (i) и конечного (f) электронных состояний, $D_{\nu\rho}(x_3 - x_{1,2})$ и $G(x_2 - x_1)$ – фотонный и электронный пропагаторы, $J_{FI}^\rho(\vec{R}, t_3) = e\Psi_F^+(\vec{R}, t_3) \hat{J}^\rho \Psi_I(\vec{R}, t_3)$ – ядерный ток между долгоживущим изомерным состоянием I и конечным состоянием F с энергиями соответственно $E_{I,F}$ и ширинами $\Gamma_{I,F}$.

$\Psi_{I,F}(\vec{R}, t_3) = e^{i(E_{I,F} - i\Gamma_{I,F})t_3} \Psi_{I,F}(\vec{R})$, и \hat{J}^ρ – оператор ядерного электромагнитного перехода. Мы полагаем, что $\Gamma_I \ll \Gamma_F$ и поэтому кладем $\Gamma_I = 0$ в настоящей работе.

Фотонный и электронный пропагаторы вычисляются согласно выражениям (35), (36) (см. [52]):

$$D_{\mu\nu}(x_3 - x_{1,2}) = \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{i\omega(t_3 - t_{1,2})} D_{\mu\nu}(\omega, \vec{R} - \vec{r}_{1,2}) \quad (35)$$

и

$$G(x_2 - x_1) = -\psi_n(\vec{r}_1) \bar{\psi}_n(\vec{r}_2) e^{-\Gamma_n t_1} \int \frac{dE}{2\pi} \frac{e^{iE(t_2 - t_1)}}{E + E_n - i\Gamma_n/2} \quad (36)$$

Здесь E_n и Γ_n энергия связи электрона и полная ширина промежуточного состояния n , которое удовлетворяет условию резонанса $\Delta \rightarrow 0$ на Рис. 9 (c). То есть мы используем одноуровневое приближение в электронном пропагаторе и пренебрегаем остальными электронными состояниями, для которых условие резонанса не выполняется.

Для интегрирования по времени в вершинах диаграмм используем соотношение (37) (см. [52]):

$$e^{i(E-i\varepsilon)t} = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{e^{i\Omega t}}{\Omega + E - i\varepsilon} \quad (37)$$

Интегрирование в уравнении (34) по временам t_1, t_2, t_3 и по энергиям промежуточных состояний E и ω (эти интегралы берутся как $\int dE \rightarrow 2\pi i \operatorname{Re} s(E = -(E_n - i\Gamma_n/2))$ и $\int d\omega \rightarrow 2\pi i \operatorname{Re} s(\omega = E_n - E_f - i(\Gamma_n + \Gamma_f)/2)$ для прямой диаграммы и $\int d\omega \rightarrow 2\pi i \operatorname{Re} s(\omega = -(E_n - E_i + i(\Gamma_n + \Gamma_i)/2))$ для обменной диаграммы) дает формулу (38):

$$S_{fi}^{(3)} = i \int d^3 r_1 d^3 r_2 d^3 R J_{FI}^\rho(\vec{R}) \bar{\psi}_f(\vec{r}_2) e\gamma^\nu \psi_n(\vec{r}_2) \bar{\psi}_n(\vec{r}_1) e\gamma^\mu \psi_i(\vec{r}_1) \times \left[\frac{A_\mu(\omega_{pl}, \vec{r}_1) D_{\nu\rho}(\omega_{nf}, \vec{R} - \vec{r}_2)}{\left(\omega_{pl} - \omega_{ni} - i\frac{\Gamma_i + \Gamma_n}{2}\right) \left(\omega_N - \omega_{nf} + i\frac{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_N}{2}\right)} + \frac{A_\nu(\omega_{pl}, \vec{r}_2) D_{\mu\rho}(\omega_{nf}, \vec{R} - \vec{r}_1)}{\left(\omega_{pl} + \omega_{nf} - i\frac{\Gamma_f + \Gamma_n}{2}\right) \left(\omega_N + \omega_{ni} + i\frac{\Gamma_i + \Gamma_n + \Gamma_N}{2}\right)} \right] \quad (38)$$

В уравнении (38) мы использовали соотношения $\omega_{ni} = E_n - E_i$ и $\omega_{nf} = E_n - E_f$ для энергий атомных переходов, а также $\omega_N = E_F - E_I$ для энергии ядерного перехода.

Первое слагаемое в квадратных скобках в уравнении (38), которое соответствует прямой диаграмме, содержит два резонансных условия для фотонов с энергиями $\omega_{pl} = \omega_{ni}$ и $\omega_N = \omega_{nf}$. Второе слагаемое и, соответственно, обменная диаграмма не имеют таких резонансных условий и поэтому вблизи резонанса дают значительно меньший вклад в процесс. Пользуясь этим, мы можем пренебречь обменной диаграммой и работать далее только с прямой диаграммой.

Введем две новые амплитуды: H_{ex} и H_{int} . Амплитуда H_{ex} , определяемая формулой (39), соответствует взаимодействию между электронным током

$j_{ni}^\mu(\vec{r}_1) = -e\bar{\psi}_n(\vec{r}_1)\gamma^\mu\psi_i(\vec{r}_1)$ и фотоном плазмы $A_\mu(\omega_{pl}, \vec{r}_1)$ в процессе возбуждения атомной оболочки:

$$H_{ex} = \int d^3r_1 j_{ni}^\mu(\vec{r}_1)A_\mu(\omega_{pl}, \vec{r}_1) \quad . \quad (39)$$

Амплитуда H_{int} , определенная формулой (40), описывает взаимодействие между электронным током $j_{fn}^\mu(\vec{r}_2) = -e\bar{\psi}_f(\vec{r}_2)\gamma^\mu\psi_n(\vec{r}_2)$ и ядерным током $J_{FI}^\rho(\vec{R})$ в процессе NEET (см. рис. 9 (а) и (с)):

$$H_{int} = \int d^3r_2 d^3R j_{fn}^\nu(\vec{r}_2)D_{\nu\rho}(\omega_{nf}; \vec{R} - \vec{r}_2)J_{FI}^\rho(\vec{R}) \quad (40)$$

Теперь квадрат модуля амплитуды (38) можно записать в виде формулы (41):

$$|S_{fi}^{(3)}|^2 = \frac{|H_{ex}|^2}{(\omega_{pl} - \omega_{ni})^2 + (\Gamma_i + \Gamma_n)^2/4} \frac{|H_{int}|^2}{(\omega_N - \omega_{nf})^2 + (\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_N)^2/4} \quad (41)$$

Сечение процесса ИЕВ, которое получается усреднением амплитуды (40) по начальным состояниям и суммированием по конечным может быть представлено как произведение сечения возбуждения атома и вероятности процесса NEET.

Действительно, сечение возбуждения атомного уровня n определяется формулой (42) (см. [52]) :

$$\sigma_{ex}(\omega_{pl}) = \delta(\omega_{pl} - \omega_{ni}) \frac{\lambda_{pl}^2}{4} \Gamma_A^{rad}(\omega_{pl}; i \rightarrow n) \quad (42)$$

где $\lambda_{pl} = 2\pi / \omega_{pl}$ и $\Gamma_A^{rad}(\omega_{pl}; i \rightarrow n)$ - радиационная ширина или вероятность атомного перехода $i \rightarrow n$, определяемая формулой (43):

$$\Gamma_A^{rad}(\omega_{pl}; i \rightarrow n) = \frac{2}{\pi} \omega_{pl}^2 \frac{1}{2} \frac{1}{2j_i + 1} \sum_{m_i, m_n} |H_{ex}|^2 \quad (43)$$

($j_{i,n,f}$, $m_{i,n,f}$ - полный угловой момент и его проекция электронного состояния). Мы можем обобщить выражение (41) на случай, когда атомные уровни i и n имеют конечную ширину. Используя формулу (44) (см. [53]):

$$\delta(\omega) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi} \frac{\varepsilon}{\omega^2 + \varepsilon^2} \quad (44)$$

сечение (42) вблизи резонанса может быть записано в виде формулы (45):

$$\sigma_{ex}(\omega_{pl}) = \frac{\lambda_{pl}^2}{4} \Gamma_A^{rad}(\omega_{pl}; i \rightarrow n) \frac{1}{2\pi} \frac{(\Gamma_i + \Gamma_n)/2}{(\omega_{pl} - \omega_{ni})^2 + (\Gamma_i + \Gamma_n)^2/4} \quad (45)$$

Если теперь подставить в эту формулу ширину радиационного перехода $\Gamma_A^{rad}(\omega_{pl}; i \rightarrow n)$ из уравнения (43) мы получим фактически первый сомножитель в формуле (40).

Что касается второго сомножителя в (41), то он аналогичен относительной вероятности NEET P_{NEET} , которая может быть рассчитана из соотношения формулы (46) (см. [47]):

$$P_{NEET} \approx \frac{E_{int}^2(L; \omega_N; n \rightarrow f, I \rightarrow F)}{(\omega_{nf} - \omega_N)^2 + (\Gamma_n + \Gamma_f + \Gamma_N)^2/4} \quad (46)$$

где E_{int} энергия взаимодействия ядерного и атомного токов в электронном переходе $n \rightarrow f$ мультипольности L , совпадающим по мультипольности с ядерным переходом $I \rightarrow F$, формула (47):

$$E_{int}^2 = \frac{1}{2j_n + 1} \frac{1}{2J_I + 1} \sum_{m_n, m_f} \sum_{m_I, m_F} |H_{int}|^2 \quad (47)$$

Здесь $J_{I,F}$ и $m_{I,F}$ полные угловые моменты и их проекции для ядерных состояний.

Сравнивая выражения (38) - (47) легко получить формулу (48) для сечения процесса ИЕВ

$$\begin{aligned}\sigma_{IEB}^{(3)}(\omega_{pl}) &= \frac{1}{2} \frac{1}{2j_i + 1} \frac{1}{2J_I + 1} \sum_{\xi_\mu} \sum_{m_n, m_f} \sum_{m_I, m_F} \frac{|S_{fi}^{(3)}|^2}{T} = \\ &= \frac{\lambda_{pl}^2}{4} \Gamma_A^{rad}(\omega_{pl}; i \rightarrow n) P_{NEET} \delta(\omega_{pl} - \omega_{ni})\end{aligned}\quad (48)$$

где характерное время протекания процесса $T \approx 1 / \sum \Gamma_{i,n,f,N}$.

2.5.3 Эффективность процесса возбуждения

Сравним эффективности возбуждения ядер излучением плазмы в процессах обратного электронного моста и прямого фотовозбуждения. Если в энергетическом интервале $d\omega$ плотность фотонов плазмы как функция их энергии есть $n(\omega)d\omega$, время горения плазмы τ , то доля возбужденных за это время ядер или эффективность процесса возбуждения по механизму ИЕВ можно оценить по следующей формуле (49):

$$\zeta_{IEB}^{(3)} = \int d\omega \sigma_{IEB}^{(3)}(\omega) \tau n(\omega) \approx \frac{\lambda_{in}^2}{2} \Gamma_A^{rad}(\omega_{in}; i \rightarrow n) P_{NEET} n(\omega_{in}) \tau \quad (49)$$

Сечение фотовозбуждения ядер легко рассчитывается согласно стандартным правилам КЭД. Оно носит ярко выраженный резонансный характер, определяемый формулой (50) (см. [9]):

$$\sigma^{(1)}(\omega) = \frac{\lambda^2}{4} \Gamma_N^{rad}(\omega; I \rightarrow F) \delta(\omega_N - \omega) \quad (50)$$

Здесь $\Gamma_N^{rad}(\omega; I \rightarrow F)$ - радиационная ширина ядерного перехода, $\omega_N = E_F - E_I$. Эффективность процесса фотовозбуждения, по аналогии с (48), можно рассчитать исходя из формулы (51):

$$\zeta^{(1)} = \frac{\lambda_N^2}{4} \Gamma_N^{rad}(\omega_N; I \rightarrow F) n(\omega_N) \tau \quad (51)$$

Для дальнейших выкладок мы воспользуемся выражением формулы (52), вытекающим из формулы (46) для энергии взаимодействия (см. [26]):

$$E_{\text{int}}^2 = \frac{1}{4} \Gamma_A^{\text{rad}}(EL[ML]; \omega_N; n \rightarrow f) \Gamma_N^{\text{rad}}(EL[ML]; \omega_N; I \rightarrow F) \left(1 + \frac{1}{\delta^2}\right) \quad (52)$$

которое связывает E_{int}^2 с радиационными ширинами атомного Γ_A^{rad} и ядерного Γ_N^{rad} переходов через хорошо известный в теории внутренней электронной конверсии фактор $\delta \equiv \text{Re}[\mu_L^{E[M]}(\omega_N)] / \text{Im}[\mu_L^{E[M]}(\omega_N)]$. Он представляет собой отношение реальной и мнимой частей атомного матричного элемента $\mu_L^{E[M]}(\omega_N)$. Для переходов электрического и магнитного типа электронные матричные элементы рассчитываются по известным формулам (53) (см. [26]):

$$\begin{aligned} \mu_L^E(\omega) &= \int_0^\infty dr r^2 \left(h_L^{(1)}(r\omega) [g_n(r)g_f(r) + f_n(r)f_f(r)] - \frac{h_{L-1}^{(1)}(r\omega)}{L} [(\kappa_n - \kappa_f - L)g_n(r)f_f(r) + (\kappa_n - \kappa_f + L)g_f(r)f_n(r)] \right) \\ \mu_L^M(\omega) &= \frac{\kappa_n + \kappa_f}{L} \int_0^\infty dr r^2 (h_L^{(1)}(r\omega) [g_n(r)f_f(r) + g_f(r)f_n(r)]) \end{aligned} \quad (53)$$

в которых $g(r)$ и $f(r)$ есть, соответственно, большие и малые компоненты дираковских волновых функций электрона на атомной оболочке, $\kappa = (l - j)(2j + 1)$, где l и j есть орбитальный и полный угловые моменты электронных состояний.

Из соотношения (48) видно, что при возбуждении ядер по механизму обратного электронного моста ширина участка спектра, вызывающего резонансный переход в атомной оболочке в промежуточное состояние вблизи $\omega = \omega_{in}$ равна $\Gamma_A^{\text{rad}}(\omega_{in}; i \rightarrow n)$. Поэтому плотность резонансных фотонов есть $n(\omega_{in})\Gamma_A^{\text{rad}}(\omega_{in}; i \rightarrow n)$. Это, особенно для атомного $E1$ перехода, существенно больше, чем аналогичная величина $n(\omega_N)\Gamma_N^{\text{rad}}(\omega_N; I \rightarrow F)$ в формуле (50), характеризующая плотность резонансных фотонов плазмы приводящих к возбуждению ядра в процессе первого порядка – прямом фотопоглощении. Обозначив через Δ величину расстройки между энергией атомного $n \rightarrow f$ перехода и ω_N в процессе NEET ($\Delta = \omega_{nf} - \omega_N$, см. рис. 9 (с)) получим для отношения эффективностей возбуждения следующее выражение формулы (54):

$$\begin{aligned} \frac{\zeta_{IEB}^{(3)}}{\zeta^{(1)}} &\approx \frac{1}{4\delta^2} \frac{\Gamma_A^{\text{rad}}(E1; \omega_{in}; i \rightarrow n)}{\Gamma_N^{\text{rad}}(E[M]L; \omega_N; I \rightarrow F)} \times \\ &\times \frac{\Gamma_A^{\text{rad}}(E[M]L; \omega_N; n \rightarrow f) \Gamma_N^{\text{rad}}(E[M]L; \omega_N; I \rightarrow F)}{\Delta^2 + \Gamma_n^2 / 4} \end{aligned} \quad (54)$$

Предположим, что нам удалось подобрать для экспериментальных исследований идеальный объект, у которого величина расстройки столь мала, что удовлетворяет условию $\Delta \leq \Gamma_n$. (Такие случаи редки, но известны. Близкий к резонансному процесс NEET имеет место например в ^{197}Au и ^{193}Ir [51]). Основной вклад в ширину промежуточного состояния Γ_n дает радиационная ширина $\Gamma_A^{rad}(E1; \omega_n; n \rightarrow i)$ (процесс Оже на верхних оболочках в сильно ионизованном атоме маловероятен). Выражение (54) для отношения эффективностей упрощается и при условии $\omega_n \approx \omega_{nf} \approx \omega_N$ принимает вид формулы (55):

$$\frac{\zeta_{IEB}^{(3)}}{\zeta^{(1)}} \approx \left(\frac{\text{Im}[\mu_L^{E[M1]}(\omega_N; n \rightarrow f)]}{\text{Re}[\mu_1^E(\omega_N; n \rightarrow i)]} \right)^2 \quad (55)$$

Разложение атомных матричных элементов в (54) по малому параметру $\omega_N r_0 \ll 1$ дает $|\text{Im}[\mu_L^{E[M1]}(\omega_N)]| \approx 1/(\omega_N r_0)^{L+1}$ для EL перехода и $|\text{Im}[\mu_L^{E[M1]}(\omega_N)]| \approx e^2/(\omega_N r_0)^{L+1}$ для ML перехода (здесь мы учли, что по порядку величины малая компонента дираковского биспинора может быть оценена из соотношения $g(r) \approx e^2 f(r)$ [52]), и $\text{Re}[\mu_1^E(\omega_N)] \approx (\omega_N r_0)^1$. В результате отношение эффективностей можно записать в виде формул (56):

$$\begin{aligned} \frac{\zeta_{IEB}^{(3)}}{\zeta^{(1)}} &\geq \frac{1}{(\omega_N r_0)^{2(L+2)}} \quad \text{для ядерных } EL\text{-переходов,} \\ \frac{\zeta_{IEB}^{(3)}}{\zeta^{(1)}} &\geq \frac{e^4}{(\omega_N r_0)^{2(L+2)}} \quad \text{для ядерных } ML\text{-переходов} \end{aligned} \quad (56)$$

Из формул (56) в частности следует, что в случае, например, ядерного $E1$ перехода относительно малой (в несколько килоэлектронвольт) энергии ω_N в высокотемпературной плазме, т.е. когда $\omega_N r_0 \approx 1/10$, эффективность процесса возбуждения через электронный мостик может на несколько порядков превосходить эффективность прямого фотовозбуждения ядер тепловым излучением плазмы.

Подчеркнем, что формулы (56) предполагают мультипольный обмен в процессе возбуждения по электронному мосту. Первая стадия - возбуждение атома (иона) - у нас всегда происходит в результате $E1$ перехода из начального в промежуточное состояние.

Таким образом, соотношения (56) справедливы для возбуждения ядра через неупругий электронный мостик. А менее вероятный процесс - упругий электронный мост - мы здесь не рассматриваем. Исключение составляет случай ядерного $E1$ перехода. Для него формула (56) верна для обоих типов электронного моста.

Следует понимать, что к численным оценкам по формулам (56) следует относиться с осторожностью. Указанные соотношения помогают понять лишь самые общие качественные закономерности, существующие между различными процессами возбуждения ядер. Гораздо точнее описывает ситуацию формула (55). Но она требует расчета электронных матричных элементов, для чего, в свою очередь, нужны соответствующие компьютерные коды.

2.5.4 Девозбуждение ядра ^{84}Rb

В качестве примера рассмотрим стимулированный фотонами плазмы распад изомерного состояния 6^- (463.59 кэВ, 20.26 мин) в ядре ^{84}Rb (см. Рис. 10) через состояние 5^- (466.64 кэВ, 9 нс). В горячей плазме с температурой $T \approx \omega_N = 3.4$ кэВ (см. Таблицу 1) возбуждение короткоживущего состояния 5^- (466.64 кэВ) будет происходить как в результате поглощения фотонов изомерными ядрами $^{84}\text{Rb}^m$ (фотовозбуждение), так и в процессе обратного электронного моста через оболочку иона Rb.

Параметры показанных на рис. 10 ядерных переходов из работы [54] даны в Таблице 1. Отметим, что приведенная в [54] энергия перехода 6^- (463.59 кэВ) \rightarrow 5^- (466.64 кэВ) требует уточнения. Табличное значение 3.4 keV значительно превосходит разность энергий уровней $E_{6^-} - E_{5^-} = 3.05$ кэВ.

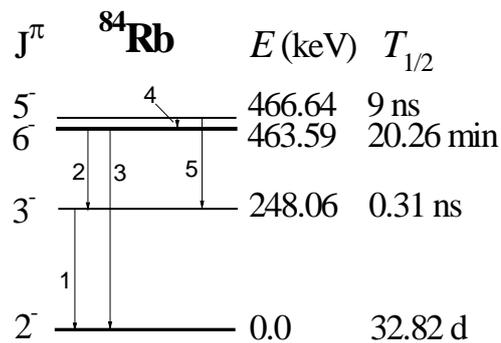


Рис. 10. Фрагмент схемы уровней ядра ^{84}Rb

Таблица 1 - Свойства переходов в ядре ^{84}Rb , N - номер перехода на рис. 10.

N	Энергия, кэВ	Мультипольность	Коэффициент	Приведенная
-----	--------------	-----------------	-------------	-------------

			конверсии	вероятность
1	248.02	$E2+M1$	≈ 0.0343	$B_{W.u.}(M1) \approx 0.00020$ $B_{W.u.}(E2) \approx 82$
2	215.61	$M3+E4$	1.08	$B_{W.u.}(M3) = 0.00091$ $B_{W.u.}(E4) = 72$
3	463.62	$E4$	0.0391	$B_{W.u.}(E4) = 0.132$
4	(3.4)	($M1$)	361	$B_{W.u.}(M1) \approx 0.08$
5	218.3	$E2$	0.0556	$B_{W.u.}(E2) = 3.1$

Существующие в настоящее время численные коды не позволяют выполнить расчеты энергий атомных состояний с точностью, которая позволила бы сделать вывод о совпадении или несовпадении энергий электронных и ядерного переходов в пределах ширины атомной линии. Мы выполнили расчет оболочек атома и многозарядных ионов Rb с помощью комплекса программ RAINE [55]. Полученные оценки: (а) позволяют проследить тенденцию, как меняются энергии электронных переходов при ионизации оболочки атома; и (б) указывают на принципиальную возможность наблюдения процесса ИЕВ на ядре ^{84}Rb .

В качестве иллюстрации рассмотрим энергии $M1$ переходов $5S_{1/2} \rightarrow 2S_{1/2}$ и $5P_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ в электронной оболочке иона Rb. В атоме Rb величина этих энергий составляет соответственно 2 кэВ и 1.8 кэВ. При увеличении степени ионизации оболочки атома энергия указанных переходов растет. Как она меняется в ионах Rb^{25+} - Rb^{33+} показано на Рис. 11. Видно, что предполагаемая область ядерного перехода 3.05-3.4 кэВ перекрывается в ионах Rb^{28+} - Rb^{32+} .

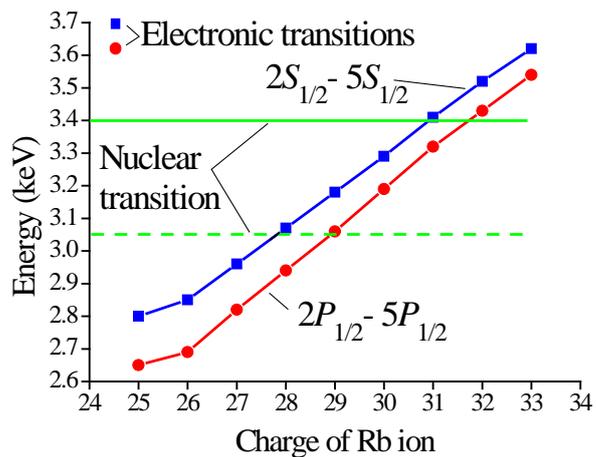


Рис. 11 - Энергии $M1$ переходов $5S_{1/2} \rightarrow 2S_{1/2}$ и $5P_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ в оболочке иона Rb как функция заряда иона

Вероятность NEET и сечение возбуждения ядра в процессе ИЕВ в ионе Rb^{32+} оценим для типичного и не самого оптимального случая электронного перехода $2S_{1/2} \xrightarrow{E1} 5P_{1/2} \xrightarrow{M1} 2P_{1/2}$, изображенного на рис. 12 (Отметим в скобках, что например в электронном переходе $2P_{1/2} \xrightarrow{E1} 5S_{1/2} \xrightarrow{M1} 2S_{1/2}$ сечение возбуждения ядра оказывается существенно больше.) В расчете используем рекомендованную в [54] величину энергии ядерного перехода $E_{6^-} - E_{5^-} = 3.4$ кэВ.

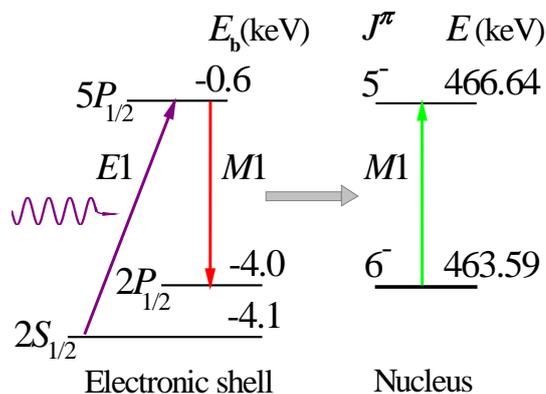


Рис. 12. Одна из возможных схем процесса ИЕВ в ионе $^{84}Rb^{32+}$

Энергия взаимодействия E_{int} электронного и ядерного токов в процессе обмена энергией между электронной оболочкой и ядром вычислим по формуле (57) из работы [26]:

$$E_{\text{int}}^2(L; \omega_N; n \rightarrow f; I \rightarrow F) = 4\pi e^2 \frac{\omega_N^{2(L+1)}}{[(2L+1)!!]^2} \left(C_{j_n \frac{1}{2} L 0}^{j_f \frac{1}{2}} \right)^2 B(E[M]L; I \rightarrow F) |\mu_L^{E[M]}(\omega_N)|^2 \quad (57)$$

Для показанной на Рис. 11 схемы, расчет с электронными волновыми функциями $2P_{1/2}$ и $5P_{1/2}$ дает величину $E_{\text{int}} \approx 2 \times 10^{-4}$ эВ. Полученное значение сравнимо по величине с радиационными ширинами электронных $E1$ переходов с энергиями 3-4 кэВ в многозарядных ионах Rb. Например, радиационная ширина $E1$ перехода $5S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ равна приблизительно 2×10^{-4} эВ, а перехода $5P_{1/2} \rightarrow 2S_{1/2}$ – 6×10^{-3} эВ. Поэтому, в резонансе, когда расстройка между энергиями атомного и ядерного переходов Δ не превышает $10^{-3} - 10^{-2}$ эВ, вероятность P_{NEET} из формулы (46) может достигать в $^{84}\text{Rb}^{32+}$ значений порядка 10^{-2} .

Эффективность возбуждения ядер ζ в формулах (49) - (51) содержит примерно одинаковую для обоих механизмов «плазменную» часть $\tau n(\omega_{m,N})$. На рис. 13 приведена составляющая функции ζ , которая определяется атомно-ядерной частью процесса возбуждения, а именно, произведение сечения на ширину рабочего участка спектра фотонов, то есть, фактически, на радиационную ширину процесса. Видно, что при малых расстройках Δ процесс ИЕВ будет доминировать над прямым фотовозбуждением.

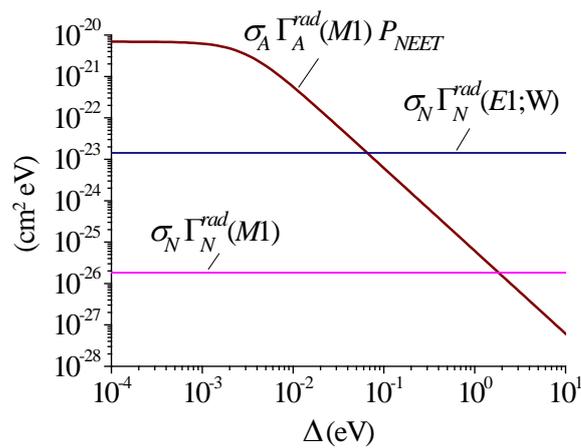


Рис. 13. Функция $(\lambda_A^2/4)\Gamma_A^{\text{rad}}(2S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2})P_{NEET}$ для процесса ИЕВ и функции $(\lambda_N^2/4)\Gamma_N^{\text{rad}}(\omega_N, M1, 6^- \rightarrow 5^-)$ и $(\lambda_N^2/4)\Gamma_N^{\text{rad}}(\omega_N, E1, W)$ для процесса прямого фотовозбуждения

ядра ^{84}Rb в исследуемом в настоящей работе $M1$ переходе и $E1$ переходе той же энергии с приведенной вероятностью в модели Вайскопфа равной 1.

2.6 Обсуждение результатов и выводы

Наложенное условие $\Delta \leq \Gamma_n$ является жестким, но, как уже отмечалось выше, ничему не противоречит. В горячей плотной нестационарной плазме непрерывно происходит обмен электронами между плазмой и ионами. При этом изменяется заряд иона и, как следствие, кулоновское поле, в котором находятся связанные электроны. Соответственно, меняются энергии связи электронов в оболочке иона E_i , E_n , E_f , и энергия перехода $\omega_{nf} = E_n - E_f$. Последняя то приближается к резонансному значению ω_N , то удаляется от него. Согласно формулам (45) - (47) сечение возбуждения ядра по механизму обратного электронного моста зависит квадратично от величины расстройки Δ . В резонансе сечение $\sigma_{IEB}^{(3)}$ принимает свое максимальное значение, которое много больше, чем сечение фотовозбуждения $\sigma_\gamma^{(1)}$. Поэтому, уменьшение Δ до значений сравнимых с Γ_n (даже на короткое время) приводит к эффективному возбуждению ядра на изомерное состояние. Возможно, включение рассмотренного механизма возбуждения ядер в теоретический анализ, аналогичный сделанному в [18], позволит более точно предсказывать выход изомеров в экспериментах с горячей плазмой. Необходимый для этого прецизионный расчет энергий электронных переходов в ионах является сложной, но вполне преодолимой проблемой для современных компьютерных кодов.

В заключение отметим еще два важных обстоятельства.

Первое. Величина P_{NEET} - относительная вероятность возбуждения ядра в атомном переходе не может быть больше 1 по определению. Удостоверимся, что для ядерного $E1$ перехода это условие выполняется и в случае, когда $\zeta_{IEB}^{(3)} / \zeta_\gamma^{(1)} \approx (1/\omega_N r_0)^6 \gg 1$. Для этого вспомним, что $\Gamma_N^{rad}(E1, \omega) \approx \omega^3 R_N^2 B_{W.u.}(E1)$ а $\Gamma_A^{rad}(E1, \omega) \approx \omega^3 r_0^2$. Подставив эти соотношения в формулы (49)-(51) получим для отношения эффективностей возбуждения, выражаемое формулой (58):

$$\frac{\zeta_{IEB}^{(3)}}{\zeta_\gamma^{(1)}} \approx \left(\frac{r_0}{R_N} \right)^2 \frac{P_{NEET}}{B_{W.u.}(E1)} \quad (58)$$

Здесь $B_{W.u.}$ есть, так называемая, приведенная вероятность в единицах Вайскопфа, параметр учитывающий особенности конкретного перехода в ядре. Она, по

определению, равна отношению экспериментально измеренной приведенной вероятности ядерного перехода $B(E[M]L, I \rightarrow F)$ к приведенной вероятности в модели Вайскопфа $B(W; E[M]L)$. Последняя для $E[M]L$ перехода в ядре с атомным номером A и радиусом $R_0 = 1.2A^{1/3}$ фм рассчитывается по формулам (59) (см.[56]):

$$B(W; EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 R_0^{2L}$$

$$B(W; ML) = B(W; EL) \frac{10}{(M_p R_0)^2} \quad (59)$$

где M_p - масса протона.

Оценим теперь величину P_{NEET} в случае, когда для $\zeta_{IEB}^{(3)}/\zeta_{\gamma}^{(1)}$ справедлива формула (55). Из соотношения $P_{NEET} \approx (R_N/r_0)^2 B_{W.u.}(E1)/(\omega_N r_0)^6$ получаем, что $P_{NEET} \leq 10^{-6}$ при характерном значении $B_{W.u.}(E1) \approx 10^{-6}$. Таким образом, выведенное выше соотношение (55) действительно не противоречит условию $P_{NEET} \leq 1$.

Второе. В резонансном режиме, который мы рассмотрели в настоящей работе, время протекания процесса возбуждения ядра определяется временем жизни вакансии t_v на оболочке иона. В случае упругого электронного моста, когда начальное $|i\rangle$ и конечное $|f\rangle$ состояния электрона совпадают, это - время жизни дырки в состоянии с энергией E_i (см. Рис. 9 (с)). Если процесс пошел через неупругий электронный мост, как показано на Рис. 9 (с), то его длительность определяется временем жизни дырки в состоянии с энергией E_f . Когда распад вакансии в оболочке иона происходит медленнее, чем остывает плазма, то в формулу для эффективности процесса ИЕВ (49) нужно включить дополнительный множитель τ/t_v . Для переходов в оптической части спектра (с энергиями в единицы электронвольт) характерное время $t_v \approx 10^{-8}$ с и фактор τ/t_v мог бы существенно уменьшить эффективность возбуждения по механизму ИЕВ. Однако, в рассматриваемой нами области энергий $\omega \approx 1-10$ кэВ характерное время жизни переходов в оболочке атома или иона много меньше, чем в оптической области, поскольку вероятность электродипольных переходов пропорциональна ω^3 . Соответственно, даже для высокотемпературной лазерной плазмы, время существования которой относительно мало (порядка длительности лазерного импульса), всегда будет выполняться условие $t_v < \tau$. Об этом, в частности, свидетельствуют приведенные нами выше оценки ширины $E1$ переходов в ионе Rb.

Таким образом, формула (48) вполне адекватно учитывает физические условия процесса возбуждения ядер в плазме и может быть использована для качественной оценки эффективности механизма ИЕВ.

Основные результаты раздела 2.5 опубликованы в статье [57].

ГЛАВА 3. Стимулированный распад долгоживущего ядерного изомера $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в лазерной термоядерной плазме.

3.1 Введение и постановка задачи

Ядро ^{178}Hf обладает изомерным состоянием $J^\pi(E) = 16^+(2446.09 \text{ кэВ})$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 31$ год [58]. Неординарная энергия возбуждения и большое время жизни изомерного состояния вызывают к нему пристальный интерес не только как к объекту научных исследований, но и с точки зрения возможных приложений, включая военные [59].

Ядро ^{178}Hf очень привлекательно для изучения процессов стимулированного распада долгоживущих изомеров. Здесь есть два принципиально важных обстоятельства: а) вблизи состояния $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ год})$ имеется относительно короткоживущий уровень $14^-(2572.4 \text{ кэВ}, 68 \text{ мкс})$; б) известно, что этот уровень распадается, примерно, в равной пропорции на долгоживущее изомерное состояние и на два состояния, лежащие ниже него (см. Рис. 14).

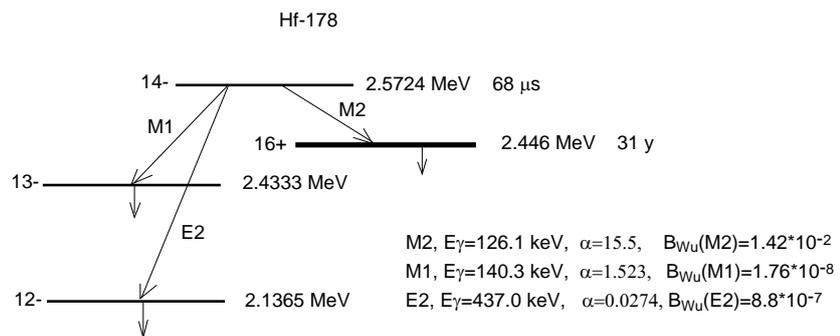


Рис.14. Схема уровней Hf-178

Такая особенность в строении схемы уровней позволяет осуществить стимулированный распад изомера через промежуточное состояние [47]. При этом, энергия частиц взаимодействующих с исследуемым ядром и обеспечивающих переход с изомерного на промежуточный уровень может быть относительно невелика (в рассматриваемом случае — больше, либо равна 126.3 кэВ). Но, особенно важно, что мы

можем точно рассчитать сечение процесса. А это позволяет правильно спланировать эксперимент. Уже первые оценки интегрального сечения стимулированного распада изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ через уровень $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ под действием фотонов, выполненные в [59], показали, сколь нетривиальной оказывается данная задача.

Попытки ускорить распад $^{178}\text{Hf}^{m2}$ хорошо известны и неоднократно обсуждались в научной литературе (см., например, обзоры [61, 64] и приведенные в них ссылки). Отрицательные результаты таких экспериментов закономерны и вполне ожидаемы [62-64]. Современный уровень техники не позволяет получать необходимые потоки фотонов, или заряженных частиц, воздействие которых на ядерный изомер могло бы привести к радикальному ускорению распада $^{178}\text{Hf}^{m2}$ [59]. В данной Главе будет предложен путь решения этой проблемы, способный привести к наблюдаемым результатам уже в ближайшее время. Речь идет о стимулированном распаде $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в лазерной термоядерной плазме.

3.2 Распад $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в дейтерий-тритиевой плазме

3.2.1 Возбуждение α частицами

Скорость реакции синтеза в дейтерий-тритиевой плазме достигает заметного значения уже при температуре 10 кэВ [65]. В d-t реакции выделяется 17.6 МэВ энергии, которая распределяется между α -частицей и нейтроном: $d + t \rightarrow \alpha(3.5 \text{ MeV}) + n(14.1 \text{ MeV})$. α -Частица рассеиваясь на изомерных ядрах $^{178}\text{Hf}^{m2}$ может приводить к возбуждению состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ}, 68 \text{ мс})$. Сечение подобных процессов (ядерный переход магнитного типа M мультипольности L) рассчитывается по формуле из работы [66] (система единиц $\hbar=c=k=1$)

$$\sigma_{ML} = (Ze)^2 \frac{v_f}{v_i} a^{-2L+2} B(ML) f_{ML}(\xi) \quad (60)$$

Здесь $a = Z Z_N e^2 / (m v_i v_f)$ — семмитризованный по скоростям аналог половины расстояния наименьшего сближения сталкивающихся ядер, $v_{i,f}$ — начальная (конечная) скорость рассеиваемой частицы с зарядом Z , m — приведенная масса частицы и ядра мишени с зарядом Z_N , e^2 — постоянная тонкой структуры, $B(ML)$ — приведенная вероятность ядерного перехода, $f_{ML}(\xi)$ — квадрат модуля, так называемых,

орбитальных интегралов, табулированный в [66] как функция параметра $\xi = \eta_i - \eta_f$, где $\eta_{i(f)} = ZZ_N e^2 / v_{i(f)}$.

Скорость α -частицы с энергией $E_\alpha = 3.5$ МэВ $v_i = 0.043$. Безразмерный параметр $\eta_i = ZZ_N e^2 / v_i$, характеризующий эффективную величину кулоновского взаимодействия, равен $\eta_i \approx 24$. При таких значениях η можно считать, что α -частица при взаимодействии с ядром Hf движется по классической траектории.

Согласно данным [58], приведенная вероятность $M2$ перехода $14^-(2572.4 \text{ кэВ}) \rightarrow 16^+(2446.09 \text{ кэВ})$ в единицах Вайскопфа есть $B_{W.u.}(M2) = 0.0142$. Соответственно, сечение возбуждения уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ с долгоживущего изомерного состояния $16^+(2446.09 \text{ кэВ})$ рассчитанное по формуле (60) имеет величину $\sigma_{M2} = 0.8 \times 10^{-36} \text{ см}^2$.

Для определения доли ядер, которые можно перебросить с долгоживущего изомерного состояния на промежуточный уровень в плазме с плотностью α -частиц n_α и временем жизни τ , воспользуемся соотношением из [47]

$$\zeta \approx n_\alpha \tau \sigma_{M2} v_i \quad (61)$$

Плотность альфа-частиц в плазме сравнима с плотностью самой d-t смеси n . Поэтому, в качестве $n_\alpha \tau$ в формуле (61) можно взять величину $n\tau$ из критерия Лоусона ($n\tau > 10^{14} \text{ см}^{-3}\text{с}$), или критерия эффективности инерциального термоядерного синтеза для d-t реакции [65], который приводит к более жесткому условию $n\tau > 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}\text{с}$ [65]. На последнее значение мы и будем ориентироваться. Расчет по формуле (61) дает величину $\zeta \approx 10^{-12}$. Это означает, что в d-t мишени массой $m_{dt} = 10^{-2} \text{ г}$ (2×10^{21} ядер d и t в топливной капле диаметром 2 мм), содержащей в виде примеси, скажем, около 0.1%, т.е. 10^{18} изомерных ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$, на уровень $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ возбуждается $N^* \approx 10^6$ ядер.

Относительная вероятность того, что состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ распадется на показанные на Рис.14 уровни 13^- и 12^- , минуя долгоживущее состояние $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ г})$, учитывается с помощью коэффициента ветвления β . Поскольку известны все необходимые парциальные ширины переходов с уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ}, 68 \text{ мс})$ [58], коэффициент ветвления легко рассчитывается: $\beta = 0.481$. В результате, дополнительная

активность Q_{ind} , возникающая за счет взаимодействия с плазмой, на временах порядка времени жизни состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ $T_{1/2}^{14^-} = 68 \text{ мс}$ есть

$$Q_{ind} = \beta N^* \frac{\ln 2}{T_{1/2}^{14^-}}. \quad (62)$$

В рассматриваемом примере $Q_{ind} \approx 5 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$. Причем, в спектре излучения будут наблюдаться нехарактерные для спонтанного распада состояния $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ г})$ линии 140.3 кэВ и 437 кэВ. И хотя близкие по энергии линии встречаются в спектре излучения ^{178}Hf , при спонтанном распаде долгоживущего изомера $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ г})$ их нет. Это позволит относительно просто зарегистрировать процесс стимулированного распада.

3.2.2 Возбуждение быстрыми электронами

Помимо альфа частиц, быстрые электроны, чья энергия превышает порог реакции, могут сыграть определенную роль в возбуждении уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ в плазме. Быстрые (или надтепловые) электроны формируются в плазменной короне в результате: (а) нелинейного взаимодействия излучения плазмы с тепловыми электронами, (б) взаимодействия тепловых электронов с рентгеновским излучением в плазменной короне [65].

Сечение возбуждения уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ из долгоживущего изомерного состояния $16^+(2446.09 \text{ кэВ})$ электронами с энергиями 130–200 кэВ есть $\sigma_e \approx (4-7) \times 10^{-35} \text{ см}^2$, соответственно. Это сечение превышает сечение возбуждения α частицами на два порядка величины. Таким образом, основным вопросом является плотность быстрых электронов n_e^{fast} в лазерной термоядерной плазме.

Следует отметить, что в установках термоядерного синтеза применяются специальные меры для уменьшения доли энергии содержащейся в электронной компоненте плазмы. Например, в проекте NIF LLNL [67] нагрев мишени осуществляется УФ лазерным излучением с длиной волны 351 нм, а не излучением ИК диапазона. Поэтому, даже при ожидаемой пиковой мощности излучения 500 ТВт [67] температура обычной электронной компоненты не превысит 10 кэВ [65]. Соответственно, при максвелловском распределении электронным возбуждением можно пренебречь, поскольку количество тепловых электронов с энергиями превышающими порог реакции возбуждения в 126.3 кэВ будет на пять с лишним

порядков меньше, чем электронов с энергией 10 кэВ. (Плотность последних n_e примерно равна плотности d-t смеси.)

Однако, в лазерной плазме по мере роста параметра $I\lambda^2$ (I - интенсивность, а λ - длина волны лазерного излучения) могут генерироваться и, так называемые, быстрые, или надтепловые электроны. При $I\lambda^2 > 10^{13}$ Вт см⁻² μм² число таких электронов может достигать 10^{-2} от числа тепловых электронов, а эффективная температура быстрых электронов в 10-20 раз превосходит температуру тепловых электронов плазмы [65]. В результате, возникают условия для реакции (e,e') с передачей энергии в 100-200 кэВ.

Расчет по формуле (61) показывает, что при отношении плотностей быстрых и тепловых электронов в диапазоне 10^{-3} – 10^{-2} эффективность возбуждения $\zeta \approx 10^{-12} - 10^{-11}$, соответственно. Таким образом, при $n_e^{fast} / n_e \approx 10^{-3}$ быстрые электроны могут дать значительный вклад в процесс возбуждения состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$, сравнимый по величине с вкладом α частиц, а при $n_e^{fast} / n_e \approx 10^{-2}$ быстрые электроны дадут основной вклад, который будет на порядок превосходить вклад α частиц. В последнем случае будем иметь $Q_{ind} \sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Все зависит от конкретной экспериментальной установки и эффективности тех мер, что принимаются для уменьшения числа надтепловых электронов. Но, в любом случае надтепловые электроны являются дополнительным источником ядер на состоянии $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$, и в этом смысле могут лишь привести к увеличению ζ , N^* , и Q_{ind} .

Анализ схемы возбужденных состояний ядра ^{178}Hf [58] показал, что возможный вклад других уровней в описанный выше процесс либо пренебрежимо мал, либо отсутствует вовсе. Если по мере дальнейшего изучения ядра ^{178}Hf будет обнаружено новое состояние, играющее для изомера $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ год})$ ту же роль, что и уровень $14^-(2572.4 \text{ кэВ}, 68 \text{ мс})$, то это только увеличит эффективность стимулированного распада $^{178}\text{Hf}^{em2}$ в рамках предлагаемой здесь схемы.

3.2.3 Критерий эффективности стимулированного распада

Выполненные выше оценки позволяют осмысленно подойти к формулировке наглядного критерия, показывающего, насколько эффективным и наблюдаемым оказался процесс стимулированного распада.

Пусть исходное долгоживущее изомерное состояние имеет период полураспада $T_{1/2}^{is}$, а промежуточный уровень — $T_{1/2}^c$. Пусть также время жизни промежуточного уровня превышает время горения плазмы, то-есть выполняется условие $T_{1/2}^c > \tau$. Тогда, «фоновая» активность от спонтанного распада изомера $Q_{is} = N \ln 2 / T_{1/2}^{is}$ соотносится с активностью стимулированного распада через промежуточное состояние $Q_{ind} = \beta N^* \ln 2 / T_{1/2}^c$ следующим образом

$$\delta \equiv \frac{Q_{ind}}{Q_{is}} = \zeta \beta \frac{T_{1/2}^{is}}{T_{1/2}^c} \quad (63)$$

Поэтому, $\delta \geq 1$ и активность стимулированного распада сравняется, или превысит активность спонтанного распада, если эффективность ζ переброски ядер в плазме на промежуточный уровень из формулы (61) будет удовлетворять условию

$$\zeta \geq \frac{1}{\beta} \frac{T_{1/2}^c}{T_{1/2}^{is}} \quad (64)$$

В исследуемом нами случае распада долгоживущего изомера гафния-178 имеем $\beta T_{1/2}^{is} / T_{1/2}^c \approx 0.7 \times 10^{13}$. Это приводит к следующему ограничению снизу на величину эффективности возбуждения: $\zeta \geq 1.5 \times 10^{-13}$. Найденное выше для d-t плазмы значение $\zeta \cong 10^{-12}$ соответствует необходимому условию.

Чтобы пронаблюдать стимулированный распад нужно иметь достаточное для регистрации количество γ -квантов, или конверсионных электронов, характеризующих данный процесс. Поэтому, критерий «наблюдаемости» налагает еще одно ограничение снизу — теперь уже на число изомерных ядер N , включенных в d-t мишень на стадии ее изготовления. В процессе измерения, а это времена порядка $T_{1/2}^c$, должно распасться достаточное для регистрации (с учетом геометрии установки, чувствительности детекторов и т.п.) число ядер N^* , переведенных плазмой в промежуточное состояние. В среднем, разумной величиной является $N^* = 10^6$. В пересчете на мишень это дает $N \geq 10^{18}$ ядер гафния-178 в состоянии $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ г})$. С другой стороны, такая примесь ядер гафния не должна «портить» саму d-t мишень, то-есть быть приемлемой с точки зрения изменения свойств d-t плазмы. Как будет показано ниже, добавление 0.1% изомеров $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в мишень от общего числа ядер дейтерия и трития (или 10%-я добавка по массе) не отразится существенно на процессе горения d-t плазмы. В этом смысле,

мишень содержащая $m_{dt} = 10^{-2}$ г d-t смеси, рассмотренная в предыдущем разделе, отвечает всем необходимым критериям.

3.2.4 Распад $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в d-d плазме

Процесс стимулированного распада $^{178}\text{Hf}^{m2}$ возможен и при горении d-d плазмы. Мы рассмотрим взаимодействие изомерных ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ с ядрами ^3He , протонами, электронами и фотонами.

Ядра ^3He с энергией 0.82 МэВ, трития (1.01 МэВ) и протоны (3.02 МэВ), образующиеся в такой плазме, способны переводить изомеры гафния при неупругом рассеянии в промежуточное состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$. Однако, энергии ^3He и трития относительно малы, и поэтому малы соответствующие сечения. А вот что касается протонов, то для них $\sigma_{M2} \approx 2 \times 10^{-36} \text{ см}^2$. Принимая во внимание, что критерий Лоусона для d-d реакции, рассчитанный для температуры 100 кэВ, имеет вид $n\tau > 10^{16} \text{ см}^{-3}\text{с}$ [65], получаем, что эффективность возбуждения состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ ядра ^{178}Hf составит $\zeta \approx 10^{-10} - 10^{-11}$. Это, практически, на два порядка больше, чем при возбуждении в дейтерий-тритиевой плазме. Еще большая эффективность процесса стимулированного распада будет достигнута, когда продукты d-d реакции, а именно, ядра ^3He начнут реагировать с дейтерием. В реакции $^3\text{He} + d$ образуются протоны с энергией 14.7 МэВ. Сечение возбуждения уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ указанными протонами составляет $\sigma_{M2} \cong 6 \times 10^{-35} \text{ см}^2$. Соответственно, эффективность процесса переброски изомерных ядер на промежуточное состояние может вырасти до величины $\zeta \approx 10^{-9}$.

Но, главную роль в индуцированном распаде $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в лазерной плазме с температурой $T=100 \text{ кэВ}$ будут играть тепловые электроны и собственное тепловое излучение плазмы.

При $T=100 \text{ кэВ}$ большая часть электронов (то-есть, порядка n_e) обладает энергией достаточной для переброски изомерных ядер на состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$. В результате эффективность процесса может оказаться довольно высокой: $\zeta \approx 10^{-8}$ и превзойти эффективность всех других процессов.

Надтепловые электроны с энергиями $\sim 1 \text{ МэВ}$ тоже вносят свой вклад. Сечение возбуждения уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ из долгоживущего изомерного состояния 16^+

(2446.09 кэВ) электронами с энергией 1 МэВ есть $\sigma_e \approx 10^{-33}$ см². Принимая их максимальную плотность на уровне $n_e^{fast}/n_e = 10^{-2}$ для эффективности возбуждения получаем оценку $\zeta \approx 10^{-9}$.

Эффективность возбуждения уровня 14⁻(2572.4 кэВ) тепловым излучением плазмы можно оценить из соотношения

$$\zeta_\gamma \approx \frac{\lambda_2}{2\pi} n(\omega) \Gamma_{rad} \tau \quad (65)$$

Здесь $\lambda = 2\pi/\omega$, $\Gamma_{rad} = 1.8 \times 10^{-13}$ eV — радиационная ширина $M2$ перехода 16⁺ (2446.09 кэВ) → 14⁻(2572.4 кэВ). Величину $n(\omega)$ можно рассчитать в предположении о планковском спектре фотонов $n(\omega)(1/\pi^2)\omega^2/(\exp(\omega/T) - 1)$. Для рассматриваемой плазмы ζ_γ достигает значения 10^{-8} . То-есть сравнима с эффективностью возбуждения тепловыми электронами.

Таким образом, d-d плазма (или иная горячая лазерная плазма с температурой $T=100$ кэВ) является более эффективным инструментом для экспериментального наблюдения стимулированного распада долгоживущего изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$. В рамках численного примера, рассмотренного выше для d-t плазмы, дополнительная активность из (62) за счет тепловых электронов и фотонов есть $Q_{ind} \approx 10^{13} - 10^{14}$ s⁻¹. Дополнительная активность благодаря горению d-d плазмы составит $Q_{ind} \approx 10^{11}$ с⁻¹ без учета реакции $^3\text{He} + d \rightarrow ^4\text{He} + p$, и может достичь величины $Q_{ind} \approx 10^{13}$ с⁻¹ при появлении в плазме достаточного количества протонов с энергией 14.7 МэВ. И примерно такая же дополнительная активность может быть получена за счет надтепловых электронов.

3.2.5 Взаимодействие $^{178}\text{Hf}^{m2}$ с нейтронами

Образующиеся в d-t реакции нейтроны с энергией 14.1 МэВ также будут взаимодействовать с ядрами $^{178}\text{Hf}^{m2}$. К сожалению, какие-либо экспериментальные данные о реакции $^{178}\text{Hf}^{m2} + n(14.1 \text{ МэВ})$ в Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR/CSISRS) [68] в настоящее время отсутствуют. С другой стороны, известны сечения некоторых реакций при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами ^{178}Hf в основном состоянии [68]: $^{178}\text{Hf}(n, \alpha)^{175}\text{Yb}$ и $^{178}\text{Hf}(n, p)^{178}\text{Lu}$, обе с сечениями около 2 миллибарн; $^{178}\text{Hf}(n, \gamma)^{179}\text{Hf}$ с сечением в десятки миллибарн, и так далее. Можно предположить поэтому, что взаимодействие термоядерных нейтронов с

изомерными ядрами $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в d-t плазме тоже будет довольно значительным: при суммарном сечении всех реакций (исключая упругое рассеяние) на уровне 10 миллибарн, с нейтронами могут прореагировать порядка 10^{-3} от общего числа изомеров, имеющих в мишени. Это само по себе необычайно интересно и важно для различных ядерно-физических исследований, но может усложнить регистрацию полезного сигнала от процесса стимулированного распада.

3.2.6 Уширение уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ в плазме

В горячей плотной плазме возможно некоторое уширение состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$. В d-t плазме такое уширение (если оно будет иметь место) на возбуждение состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ с уровня $16^+(2446.09 \text{ кэВ})$, практически, не повлияет, поскольку все рассмотренные выше основные механизмы возбуждения в d-t плазме являются нерезонансными. По этой причине наиболее важный параметр — число возбужденных за время существования d-t плазмы ядер N^* — малочувствителен к ширине состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$. То же самое относится и к d-d плазме. В ней один из высокоэффективных механизмов (возбуждение фотонами) является резонансным. Но, уширение уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ и в этом случае не приведет к уменьшению числа возбужденных ядер N^* , поскольку компенсируется более широким рабочим участком спектра тепловых фотонов плазмы. В конечное выражение для эффективности возбуждения фотонами (6) входит только радиационная ширина перехода.

Ядро ^{178}Hf в состоянии $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ живет относительно долго и поэтому само будет взаимодействовать с плазмой. Результатом такого взаимодействия может стать более быстрое опустошение уровня $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ (его уширение) за счет появления новых каналов распада. Согласно данным [58] в пределах $\Delta E \approx T=10 \text{ кэВ}$ и 100 кэВ вокруг состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ нет уровней со сколь-нибудь значимыми ширинами переходов на состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$. Поэтому, роль таких каналов распада будет незначительной. Кроме того, они не препятствуют обнаружения эффекта. Единственным нежелательным процессом в нашем случае является стимулированный распад состояния $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ обратно на уровень $16^+(2446.09 \text{ кэВ})$. Но эффективность стимулирования обратного процесса $14^-(2572.4 \text{ кэВ}) \rightarrow 16^+(2446.09 \text{ кэВ})$ по порядку величины близка к ζ . Поэтому, количество ядер распавшихся по всем каналам, исключая обратный переход $14^-(2572.4 \text{ кэВ}) \rightarrow 16^+(2446.09 \text{ кэВ})$, по-прежнему останется, практически, равным βN^* . Таким образом, возможное уширение состояния

14⁻(2572.4 кэВ) в плазме не приведет к заметному уменьшению эффективности процесса стимулированного распада изомерного уровня 16⁺(2446.09 кэВ).

3.2.7 Влияние $^{178}\text{Hf}^{m2}$ на параметры плазмы

Важным является вопрос, как сильно изменятся параметры плазмы при добавлении в нее атомов Hf. В плазме энергия излучения есть $E_{rad} \approx 4\sigma VT^4$, где σ — постоянная Стефана-Больцмана, V — объем плазмы, T — ее температура. Энергию плазмы, заключенную в частицах, можно оценить в газовом приближении как $E_{pl} \approx 3VnT/2$ [69]. Для лазерной плазмы, полученной из d-t мишени с исходным радиусом 0.1 см, имеющей температуру $T=10$ кэВ и степень сжатия ε в диапазоне $\varepsilon \approx 10^2 - 10^3$ (что соответствует плотностям $n \approx 6 \times 10^{25} - 6 \times 10^{26}$ см⁻³), получаем $E_{rad} / E_{pl} \approx 1 - 0.1$.

При $\varepsilon \approx 10^2$ половина энергии уже содержится в излучении. А вот для степени сжатия $\varepsilon \approx 10^3$ излучение в чистой d-t плазме, очевидно, особой роли не играет. Но, в обоих случаях примесь тяжелых элементов может стимулировать дополнительный переток энергии от частиц к излучению. Проверим, влияет ли на длину свободного пробега фотонов l_x добавление в плазму изомеров $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в соотношении 0.1% от числа ядер дейтерия и трития.

Роль примеси можно качественно оценить исходя из того, что

$$l_x \cong \frac{1}{(n + n_{Hf} Z_N + n_{Hf} Z_N^4 m^2 / M_N^2) \sigma_C} \quad (66)$$

В формуле (66) n_{Hf} — плотность изомеров гафния в плазме, Z_N и M_N — заряд и масса ядра Hf, соответственно, m — масса электрона, σ_C — сечение комптоновского рассеяния на электроне. Первый член в круглых скобках в правой части в (66) описывает вклад электронов плазмы, второй — вклад электронов, получившихся в результате ионизации атомов Hf, а третий — соответствует комптоновскому рассеянию на голем ядре гафния. Видно, что при $n_{Hf} / n \approx 10^{-3}$ дополнительный вклад в рассеяние за счет присутствия гафния в топливной капле является пренебрежимо малым. В самом деле, поскольку $Z_N = 72$, для второго слагаемого имеем $Z_N n_{Hf} / n \approx 10^{-1}$. Что же касается третьего члена, то стоящий перед ним множитель $Z_N^4 m^2 / M_N^2$ и сам очень мал:

$\sim 10^{-4}$. Таким образом, принятая нами величина примеси, практически, не повлияет на параметры лазерной термоядерной d-t плазмы.

Подчеркнем, что пока речь шла о добавках в d-t топливо до 0.1% «чистого» изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ без примеси ядер ^{178}Hf в основном состоянии. Однако, выполненный выше расчет показывает, что параметры плазмы качественно не изменятся, а ее свойства не ухудшатся и при добавлении в топливную смесь в 10 раз большего количества ядер ^{178}Hf (то-есть на уровне 1% от общего числа ядер в топливе) при 10%-м обогащении гафния изомером $^{178}\text{Hf}^{m2}$.

3.2.8 Получение изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$

В настоящей работе мы оценивали величину активности стимулированного распада Q_{ind} исходя из величины примеси долгоживущего изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в d-d and d-t каплях на уровне 10^{18} ядер. Этого количества, с одной стороны, вполне хватает для регистрации эффекта в d-t плазме за счет взаимодействия $^{178}\text{Hf}^{m2}$ с α частицами, а с другой, оно “не отравляет” плазму. Вместе с тем, величина $N=10^{18}$ достаточно условна. Минимально необходимое число ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в мишени зависит от возможностей детектирующей системы и от эффективности процесса возбуждения промежуточного состояния. Так, в той же d-t плазме при наличии быстрых электронов активность стимулированного распада изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ может возрасти на порядок. Следовательно, можно использовать и на порядок меньшее количество ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в d-t капле.

Что касается d-d плазмы, то здесь ситуация гораздо более благоприятна для обнаружения эффекта. Эффективность процесса существенно выше и требует гораздо меньшего количества ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в мишени — на уровне $N \approx 10^{16}$. Нарботка такого количества изомера в настоящее время особой проблемы не представляет. Подобная мишень была, например, изготовлена в Los Alamos National Laboratory на ускорительном комплексе LAMPF/LANSCE, и использовалась еще в работе [62]. Изомер нарабатывался в реакции расщепления мишени из Ta протонами с энергией 800 МэВ. При этом ядра $^{178}\text{Hf}^{m2}$ и ^{178}Hf в основном состоянии образуются, примерно, в соотношении 1/50 [70].

Требуемое нам для эксперимента с d-t плазмой высокое обогащение в 10% получается при наработке изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ в реакции расщепления протонами с энергией 650 МэВ мишеней из высоко обогащенного (97%) ^{186}W и природного Re (^{185}Re – 37.4%, ^{187}Re – 62.6%). Согласно данным [70] сечение образования изомера 178

Hf^{m2} σ_m по отношению к сечению образованию ядер изомера ^{178}Hf в основном состоянии σ_g составляет $\sigma_m/\sigma_g = 0.092$ при облучении мишени из ^{186}W и $\sigma_m/\sigma_g = 0.14$ для мишени из натурального Re. Небольшая примесь других изотопов гафния может быть удалена стандартным методом разделения изотопов.

Наконец, еще одним способом получения $^{178}\text{Hf}^{m2}$ является длительное облучение ^{178}Hf в ядерном реакторе. (Различные методы наработки изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ подробно обсуждаются в [59]). Элементарные оценки показывают, что $N=10^{18}$ изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ можно получить из 240 кг изотопа ^{178}Hf в обычном энергетическом реакторе на тепловых нейтронах с плотностью потока нейтронов $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ облучая мишень ^{178}Hf в течение года. Но, при этом получается очень низкая концентрация изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ относительно ^{178}Hf в основном состоянии.

3.3 Обсуждение результатов и выводы

Подведем итог. Пронаблюдать стимулированный распад долгоживущих ядерных изомеров вообще, и $^{178}\text{Hf}^{m2}$ — в частности, чрезвычайно сложно. Для этого есть множество причин, в том числе и технического характера. Выполненные в настоящей работе оценки свидетельствуют, что в лазерной термоядерной плазме возможно эффективное возбуждение изомерных ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ на промежуточное состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$, которое затем распадается на уровни, лежащие в спектре возбуждения ^{178}Hf ниже состояния $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ г})$. Тем самым показана принципиальная возможность наблюдения стимулированного распада одного из известных ядерных изомеров в лазерной термоядерной плазме.

Подчеркнем, что речь идет о надежной регистрации эффекта. Она гарантируется тем, что при температуре 10 кэВ в d-t термоядерной плазме начинаются реакции с образованием высокоэнергетических α частиц. Этих α частиц достаточно для возбуждения нужного числа ядер и наблюдения эффекта. В обычной горячей лазерной плазме нагретой до температуры 10 кэВ распад изомера $^{178}\text{Hf}^{m2}$ через промежуточное состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$ тоже возможен за счет неупругого рассеяния электронов плазмы. Но, тепловых электронов с энергиями более 126 кэВ в такой плазме слишком мало, а количество быстрых (надтепловых) электронов зависит от целого ряда факторов и может быть как достаточным, так и недостаточным для наблюдения

эффекта. В этом состоит важнейшее для описанного в настоящей работе эксперимента отличие лазерной термоядерной плазмы от обычной горячей лазерной плазмы.

Глава 4. Теоретические модели процессов высвобождения энергии ядерных изомеров и генерации гамма-излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов

4.1 Введение и постановка задачи

Впервые задача о высвечивании ядер, возбужденных на долгоживущий уровень E_1 , имеющих близкорасположенный более высокий короткоживущий уровень E_2 , - такой, что $\Delta E \equiv E_2 - E_1 \ll E_1$, рассматривалась в работе [8]. Считалось, что ядра помещены в плазму, созданную, например, лазерным излучением. При температурах плазмы T , приближающихся к значениям $\sim \Delta E$, происходит переход $E_1 \rightarrow E_2$, после чего ядро переходит в основное состояние, высвобождая большую энергию E_2 . Формально, таким образом, получается задача о горении. Для характерного размера области стимулирования волны высвечивания получена оценка $L \sim 0,1 \div 1,0$ см.

Цель настоящей Главы состоит в том, чтобы на качественном уровне проанализировать режимы распространения волны девозбуждения (высвечивания) ядерных изомеров в плазме твердотельной плотности. Будем считать, что область, занимаемая веществом ядерного изомера, соответствует цилиндру, с торца которого инициируется волна высвечивания. Мы рассмотрим два различных механизма формирования волны высвечивания: за счет лучистой теплопроводности и на основе гидродинамических степеней свободы плазмы. Им посвящены, соответственно, Разделы 4.2 и 4.3. Краткие выводы содержатся в разделе 4.4.

4.2 Радиационный механизм волны высвечивания

Как известно [75], энергия излучения черного тела растет с температурой пропорционально T^4 . Поэтому в условиях теплового равновесия при достаточно высоких температурах радиационная часть энергии доминирует над энергией частиц плазмы. Для плазмы твердотельной плотности это положение, согласно оценкам, наступает при температурах выше нескольких кэВ. Но уже при температурах гораздо

ниже 1 кэВ становится существенной лучистая теплопроводность. При температуре $T \approx 1$ кэВ она превосходит электронную теплопроводность на 5–7 порядков. Столь высокое значение теплопроводности создает предпосылку для того, чтобы скорость волны высвечивания U была значительно выше скорости звука в плазме, согласно формуле (67)

$$U \gg \sqrt{T/M}, \quad (67)$$

здесь M - масса ядра изомера, температура T - в энергетических единицах. Если это так, то процесс высвечивания будет идти в режиме тепловой волны, давление вблизи ее фронта не будет успевать разгружаться, и в его окрестности плотность будет оставаться невозмущенной³. Проанализируем данную возможность на основе качественных оценок. В системе координат, движущейся вместе с волной высвечивания, одномерная тепловая задача может быть сформулирована в виде системы уравнений, представленной формулой (68) (см. [6, 7]):

$$\begin{aligned} UC \frac{dT}{dx} &= \frac{d}{dx} \lambda_R \frac{dT}{dx} + N \frac{E_1}{\tau_2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right) \\ U \frac{\partial N}{\partial x} &= -N \frac{1}{\tau_2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right) \end{aligned}, \quad (68)$$

где C - удельная теплоемкость плазмы с учетом излучения, λ_R - лучистая теплопроводность, $N = N(x)$ - отнесенное к единице объема число ядер, находящихся в возбужденном состоянии, τ_2 - характерное время, отвечающее радиационной ширине перехода $E_1 \rightarrow E_2$. Координата x направлена вдоль оси цилиндра навстречу движению волны. Поступая, как в задаче о медленном горении [76], для ширины фронта волны высвечивания δ и скорости распространения волны U из уравнений (68) имеем оценку формулы (69):

$$\begin{aligned} \delta &\sim \sqrt{\chi\tau}, \quad U \sim \delta/\tau \sim \sqrt{\chi/\tau}; \\ \tau &\sim \tau_2 \exp(\Delta E/T). \end{aligned} \quad (69)$$

Здесь $\chi = \lambda_R / C$ - коэффициент температуропроводности. Оценка для температуры получается из условия энергетического баланса формулы (70):

$$T \sim E_1 / Z, \quad (70)$$

где Z - степень ионизации за фронтом волны высвечивания. Формулу (70) можно рассматривать и как ограничительное соотношение на выбор ядра.

³ По-видимому, впервые на такую возможность в задаче о горении было указано в [77].

Предполагая, что характерная температура за фронтом волны имеет порядок 1 кэВ или больше, для коэффициента χ можем воспользоваться оценкой формулы (71):

$$\chi \sim cl_R, \quad (71)$$

где c - скорость света l_R - росселандов пробег фотона. Для величины l_R примем оценочное выражение формулы (72)

$$l_R \sim (N_0 Z \sigma_C)^{-1} \quad (72)$$

В нем N_0 - плотность числа изомеров впереди фронта и σ_C - сечение комптоновского рассеяния на электроне. Полагая $N_0 \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $Z \sim 10^2$ и $\sigma_C \sim 10^{-24} \text{ см}^2$, находим $l_R \sim 1 \text{ см}$. Подставляя это значение в (9) а затем в (7) и полагая $\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$, приходим к оценкам формулы (73):

$$\delta \sim 1 \text{ см}, \quad U \sim 10^{10} \text{ см/с}. \quad (73)$$

Таким образом, лучистая теплопроводность обеспечивает быстрый режим волны высвечивания. Формально же она отвечает волне медленного горения – дефлаграции [76].

В условиях, когда справедливы оценки (73), неравенство (67) заведомо выполнено, поскольку скорость звука ($\sim \sqrt{T/M}$) в плазме с температурой $T \approx 1 \text{ кэВ}$ имеет порядок 10^7 см/с .

Реализация волны высвечивания в рассматриваемом здесь режиме лучистой дефлаграции требует выполнения еще двух условий. Первое возникает из требования, чтобы радиационная подсистема находилась в состоянии теплового равновесия с плазмой как таковой. Оно накладывает ограничение снизу на радиус цилиндрического образца ядерного изомера, выражаемому формулой (74):

$$R > l_R. \quad (74)$$

Это же неравенство обеспечивает малость энергетических потерь на фронте волны за счет излучения с боковой поверхности цилиндра. Второе условие состоит в требовании, чтобы за время прохождения фронта волны не мог успеть произойти гидродинамический разлет. Оно сводится к неравенству формулы (75):

$$R > \sqrt{T/M} \tau. \quad (75)$$

В рассмотренном выше примере, когда $\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$, оба условия будут удовлетворены при $R > 1 \text{ см}$. Отметим, что мы работаем с системой ядерных изомеров в оптимальной для процесса горения области температур плазмы $T \approx \Delta E$. Это условие

обеспечивает максимально быстрое девозбуждение ансамбля изомерных ядер. Характерное время релаксации изомерного уровня зависит от температуры плазмы через плотность резонансных фотонов n_{res} , которые, собственно, и обеспечивают переброску ядер с изомерного уровня E_1 в промежуточное состояние E_2 . Например, для плазмы со спектром излучения близким к планковскому имеем $n_{res} \approx \Delta E^2 \Gamma_{rad} (1 \rightarrow 2) / [\pi^2 (\exp(\Delta E/T) - 1)]$. Из этого соотношения видно, что при температурах много меньших ΔE плотность резонансных фотонов, а вместе с ней и скорость девозбуждения изомеров экспоненциально убывают. Именно поэтому выбор температуры $T \approx \Delta E$ является важным условием осуществления рассматриваемого процесса.

Сделаем здесь еще одно важное замечание. Если считать, что радиационный переход $E_1 \rightarrow E_2$ является электро-дипольным незаторможенным (то есть с приведенной вероятностью в модели Вайскопфа $B_{w.u.}(E1) = 1$), то для времени перехода при температуре плазмы $T \approx 1$ кэВ получается оценка $\tau_2 \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$ с, что на несколько порядков превосходит значение, необходимое для того, чтобы сделанное выше предположение $\tau \sim \tau_2 \exp(\Delta E/T) \sim 10^{-10}$ с было правильным. При этом следует заметить, что электродипольные переходы с $B_{w.u.}(E1) = 1$ в низкоэнергетической части спектров атомных ядер, в том числе, и между близко расположенными ядерными уровнями не встречаются. Вместе с тем, если основным каналом перехода $E_1 \rightarrow E_2$ является обратный электронный мостик (ОЭМ или ИЭВ - Inverse Electron Bridge) [9], то при выполнении условия резонансного совпадения (в пределах ширины атомного перехода) между энергиями ядерного и атомного переходов (в том, где происходит возбуждение ядра) вероятность возбуждения ядра значительно (до шести порядков) увеличивается [9]. Это делает предположение $\tau \sim 10^{-10}$ с вполне разумным. В горячей сильно ионизованной плазме между нею и ионами постоянно происходит обмен энергией, заселение и отрыв электронов с оболочки и, соответственно, флуктуации кулоновского поля, в котором находятся связанные электроны. В результате, значительно возрастает вероятность выполнения «резонансных» условий на расстояния между электронными уровнями, которые необходимы для реализации механизма ОЭМ.

4.3 Безызлучательный механизм волны высвечивания

В том случае, когда цилиндрический образец является оптически тонким в соответствии с неравенством формулы (76)

$$R < l_R, \quad (76)$$

лучистая теплопроводность становится неэффективной, и механизм волны высвечивания может быть обеспечен свойствами плазмы как таковой (без участия радиационной подсистемы). При этом в отношении перевода ядра с долгоживущего уровня E_1 на короткоживущий уровень E_2 мы можем рассчитывать только на электронный механизм – обратную электронную конверсию (см. [12]). При этом ядра должны быть такими, чтобы и переход с уровня E_2 в основное состояние был безызлучательным, то есть происходил в результате внутренней электронной конверсии гамма-лучей. Это позволяет сохранить выделяющуюся при ядерном переходе энергию в системе, поскольку пробег указанных конверсионных электронов в плазме очень мал.

Ввиду того, что возникающий за фронтом волны разогрев происходит до температур (порядка нескольких $kэВ$), существенно превосходящих исходную температуру среды, режим распространения такой волны высвечивания будет соответствовать детонации.

Стандартный вывод, основанный на условиях баланса массы, импульса и энергии (см. [77]), приводит к уравнению для детонационной адиабаты, представленной формулой (77):

$$w_1 + N_0 E_1 - w_2 + \frac{V_1 + V_2}{2} (p_2 - p_1) = 0 \quad (77)$$

Здесь V_1, p_1, w_1 и V_2, p_2, w_2 - удельный объем, давление и энтальпия, соответственно, перед фронтом и за фронтом детонационной волны. Энтальпия предполагается выраженной через удельный объем и давление. С учетом того обстоятельства, что энергия E_1 существенно превосходит энергию, приходящуюся на один атом перед фронтом волны высвечивания, в уравнении (77) можно пренебречь величинами p_1, w_1 , и тогда оно приобретает более простой вид, формула (78):

$$N_0 E_1 - w_2 + \frac{V_1 + V_2}{2} p_2 = 0 \quad (78)$$

Естественно, что скорость детонационной волны высвечивания оказывается порядка скорости звука в плазме за фронтом волны, формула (79):

$$U \sim \sqrt{T/M} \quad (79)$$

Для того чтобы процесс высвечивания смог завершиться до того, как произошел разлет плазмы, радиус цилиндра должен удовлетворять условию (75). В результате с учетом (79) для радиуса имеет место двойное ограничение, определяемое формулой (80):

$$\sqrt{T/M} \tau < R < l_R \quad (80)$$

4.4 Обсуждение результатов и выводы

Основные выводы настоящей Главы состоят в следующем:

1. Для оптически толстых цилиндрических образцов вещества ядерного изомера возможна реализация волны высвечивания в режиме быстрой дефлаграции, которая обусловлена лучистой теплопроводностью. Формально этот режим является аналогом медленного горения в классической теории. Если переходы между уровнями ядра являются радиационными, то роль плазмы сводится к двум функциям: за счет столкновения фотонов с частицами обеспечивать равновесное (тепловое) распределение излучения и быть источником энергии благодаря высвечиванию изомеров.

2. Для оптически тонких образцов вещества ядерного изомера при условии, что переходы между ядерными уровнями являются безызлучательными, реализация волны высвечивания может происходить в режиме детонации. По сравнению с классическим аналогом, детонационная адиабата упрощается вследствие большой величины энергии, высвобождаемой при переходе ядра в основное состояние.

ГЛАВА 5. Моделирование процессов возбуждения ядер фотонами и электронами плазмы в среде GEANT4

5.1 Постановка задачи

GEANT4 — это система библиотек для компьютерного моделирования процессов прохождения элементарных частиц через вещество, на основе совокупности подходов, обобщенно называемых «метод Монте-Карло». GEANT4 разработан в CERN на объектно-ориентированном языке программирования C++.

Основными достоинствами GEANT4 являются:

- широкие возможности по заданию геометрии мишеней, детекторов и материалов из которых они состоят;
- большое количество встроенных физических моделей и частиц, которые могут быть рассмотрены при моделировании. Также есть возможность задать собственную частицу или процесс;
- возможность моделировать, показания детекторов, при прохождении через них каких-либо частиц (через потери энергии).

В данной Главе будет представлена принципиальная концепция⁴ программы моделирования процессов возбуждения изомерных ядер и регистрации конверсионных электронов, рожденных в результате девозбуждения ядер.

Суть эксперимента заключается в следующем: в результате воздействия лазерным импульсом на первичную мишень (вольфрам), образуется лазерная плазма, которая служит источником фотонов, электронов, протонов и ионов. Фотоны, электроны, протоны и ионы достигнув вторичной мишени (Ta181/Fe57) могут возбудить изомерные ядра, распад которых через конверсионный канал и регистрируется детекторами. Конфигурация из двух мишеней позволяет существенно уменьшить «засветку» регистрирующей аппаратуры прямым потоком электронов плазмы, кроме того данная конфигурация позволяет проводить измерения с малым количеством дорогостоящего изотопа [74].

Концепция геометрии экспериментальной установки с двумя мишенями представлена на рис.15 (установка находится под вакуумом):

⁴ Значения параметров геометрии установки (в том числе телесные углы, покрываемые регистрирующими детекторами), материалы, спектры и концентрация фотонов, электронов и других частиц могут изменяться.

- основная мишень из вольфрама (5см*5см*1см, показана серым);
- вторичная мишень Ta181/Fe57 (3см*3см*1мм, показана желтым, повернута на 45 градусов по отношению к нормали первичной мишени);
- детекторы 1 и 2, регистрирующие проходящие частицы (синие диски). Детектор 1 покрывает телесный угол $0,23\pi$ стерадиан, т.е. $\sim 5,8\%$ от общего телесного угла (вершина телесного угла в центре вторичной мишени).

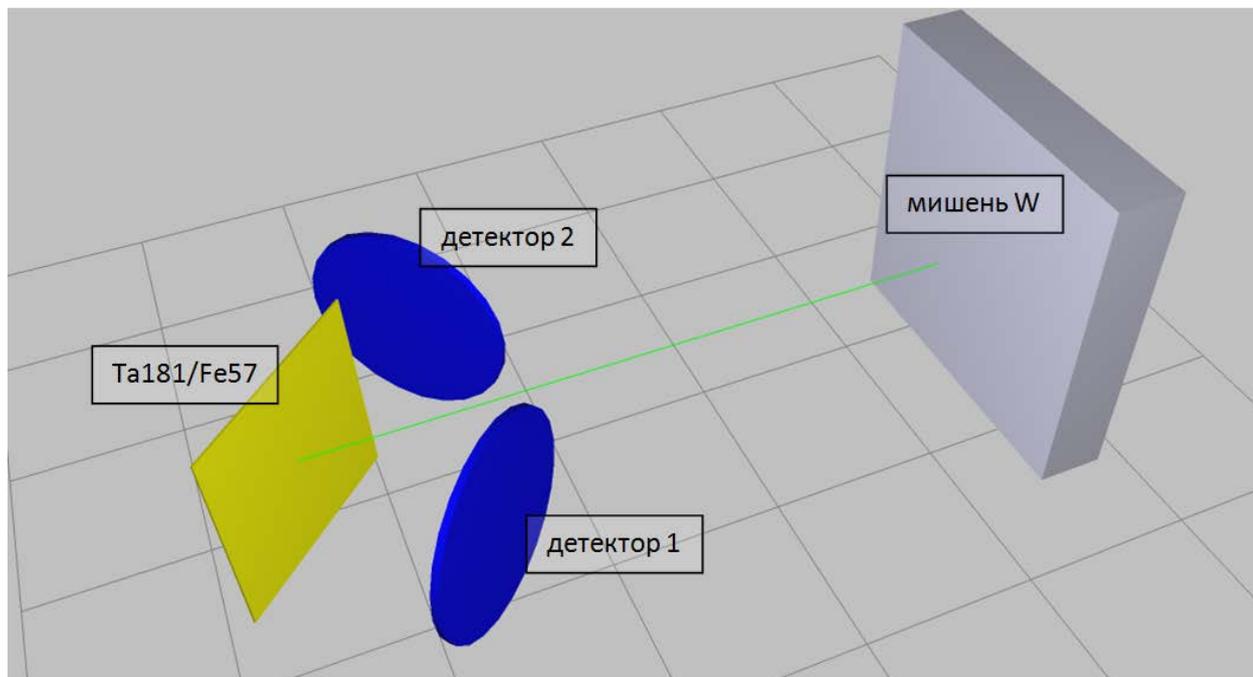


Рис. 15. Концепция геометрии установки (GEANT4)

В моделировании эксперимента будем рассматривать стандартный набор физических процессов, используемый в большинстве программ в GEANT4:

- для фотонов: фотоэффект, комптоновское рассеяние, рождение пар;
- для электронов, позитронов и мюонов: тормозное излучение, множественное рассеяние, ионизация среды, аннигиляция с античастицами;
- для всех типов частиц подключается процесс Transportation, отвечающий за перемещение частиц в пространстве.

Процессы возбуждения изомерных уровней фотонами, а также процессы распада изомеров были описаны в ходе работы над программой.

Концепция программы моделирования предусматривает вывод информации о результатах моделирования в файл. Например при моделировании пучка из 1000 электронов, общая информация по частицам (не только первичным, но и рожденным в результате взаимодействий) представляется в файле spectrums.txt (представлен на рис. 16), содержащий информацию о номере события, номере трека в рамках события,

типе частицы, энергии частицы, времени с момента начала события (Global time) и времени с момента начала трека частицы (Local time) для всех смоделированных частицах.

EventID=	TrackID=	e-	Ekin (keV)=	Gtime, s	Ltime, s
0	1	e-	6.52544	0	0
1	1	e-	20.622	0	0
2	1	e-	18.8098	0	0
3	1	e-	14.673	0	0
4	1	e-	4.73284	0	0
5	1	e-	20.9748	0	0
6	1	e-	20.8861	0	0
7	1	e-	5.23245	0	0
8	1	e-	4.53773	0	0

Рис. 16. Пример файла spectrums.txt

Информация о частицах, прошедших через детектор 1 (фронтальный по отношению ко вторичной мишени) сохраняется в файл detector1 particles.txt. Структура информации в файле detector1 particles.txt аналогична структуре информации в файле spectrums.txt.

На рис. 17 и 18 представлена визуализация результатов моделирования.

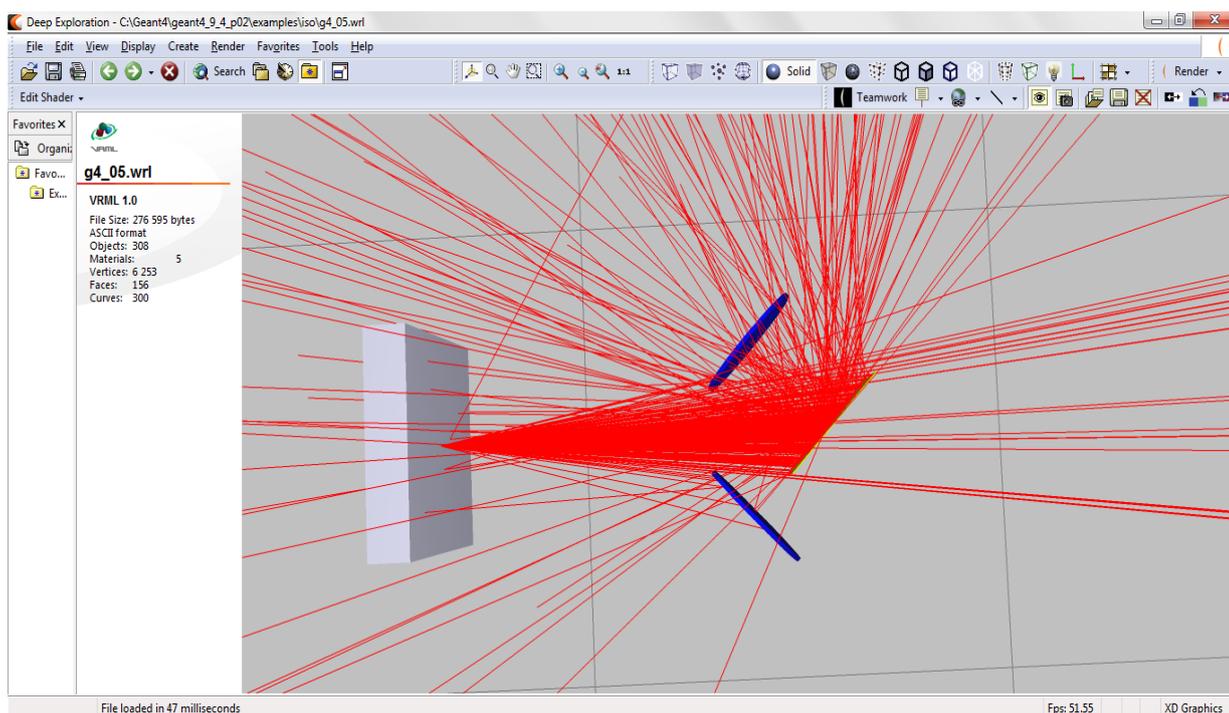


Рис. 17. Моделирование пучка из 1000 электронов (вид сверху)

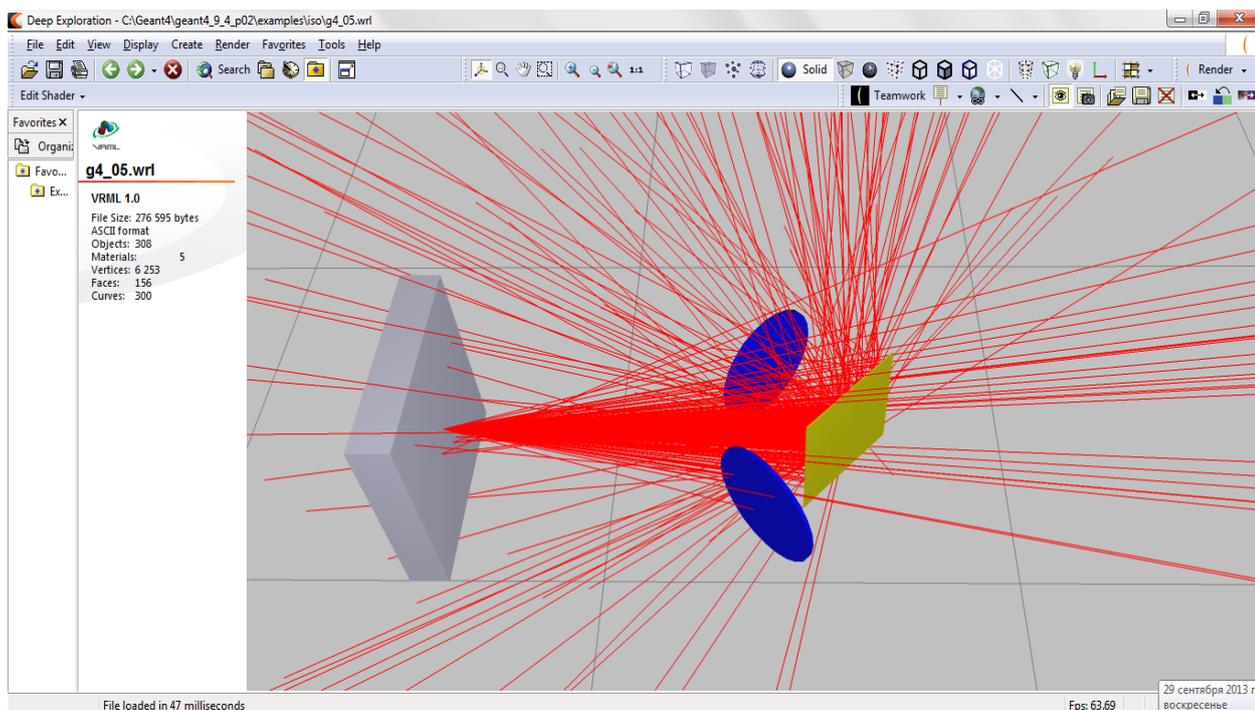


Рис. 18. Моделирование пучка из 1000 электронов

5.2 Расчеты скоростей процессов возбуждения ядер Та-181 и Fe-57 фотонами

Выражение для расчета сечения фотовозбуждения можно представить в виде формулы (13):

$$\sigma^{(1)}(\omega) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{(\Gamma_N^{tot}(\omega)/2)(\Gamma_N^{rad}(\omega)/2)}{(\omega - \omega_N)^2 + (\Gamma_N^{tot}(\omega)/2)^2}$$

где λ — длина волны излучения; $\Gamma_N^{rad}(\omega)$ — радиационная ширина перехода ядра из основного состояния в низколежащее изомерное состояние как функция энергии ω ; Γ_N^{tot} — полная ширина ядерного изомерного состояния; ω_N — энергия ядерного перехода.

Для проведения дальнейших расчетов рассмотрим следующие модели:

1. Модель «замороженных ядер» на вторичной мишени (далее Модель 1) предполагает, что колебания кристаллической решетки отсутствуют, то есть все ядра в мишени «заморожены» и поглощают фотоны только на резонансной частоте в пределах радиационной ширины изомерного состояния Γ_{rad} .
2. Модель, учитывающая колебание ядер в решетке (далее Модель 2) предполагает, что ядра мишени колеблются в кристаллической решетке так, что характерное доплеровское уширение линии излучения ядра Δ_D , превышает Γ_{rad} в 10 раз, то

есть $\Delta_D \approx 10 \times \Gamma_{rad}$ (см. Рис. 19). При этом толщина слоя $^{57}\text{Fe}/^{181}\text{Ta}$ на вторичной мишени больше чем длина свободного пробега резонансных фотонов.

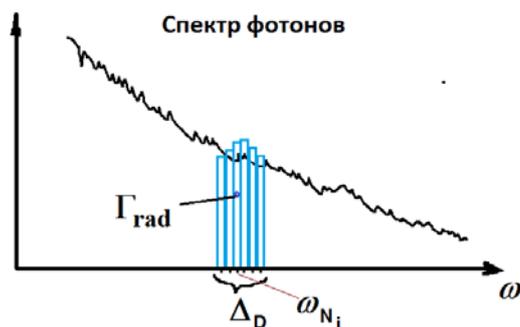


Рис. 19.- Доплеровское уширение линии излучения ядра

3. Рассмотрим также Модель 3, аналогичную Модели 2, но с характерным доплеровским уширением линии излучения ядра Δ_D , превышающим Γ_{rad} в 100 раз.

Рассмотрим применение указанных моделей для ядер Ta-181 и Fe-57.

Ядро Ta-181 (эксперимент с 2 мишенями)

Сечение процесса фотовозбуждения изомерных ядер Ta-181 имеет резонансный характер: на рис. 20 представлены графики сечения возбуждения ядер Ta-181 фотонами для модели замороженных ядер (Модель 1) и моделей, учитывающих колебание ядер в решетке (Модель 2 и Модель 3).

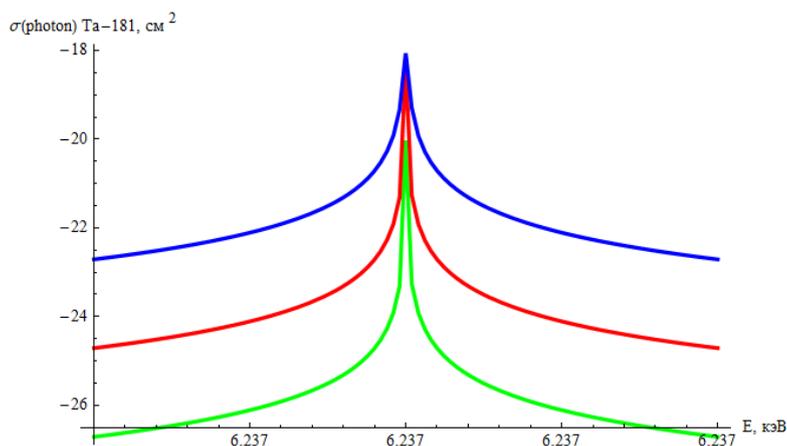


Рис. 20 - Сечение процесса возбуждения Ta181 фотонами: модель замороженных ядер (зеленым), модели, учитывающая колебание ядер в решетке – Модель 2 (красным), Модель 3 (синим).

Динамика изменения значений сечения возбуждения ядер в зависимости от разности энергии фотона и энергии ядерного перехода представлена в Таблице 2.

Таблица 2 - Сечение возбуждения ядра в зависимости от разности энергий фотона и ядерного перехода в Та 181.

$\omega = \omega_N$, кэВ	$\sigma(\omega)$, Та181, см ² (Модель 1)	$\sigma(\omega)$, Та181, см ² (Модель 2)	$\sigma(\omega)$, Та181, см ² (Модель 3)
0	8.767e-19	8.767e-19	8.767e-19
1e-14	8.407e-19	8.764e-19	8.767e-19
1e-13	1.589e-19	8.407e-19	8.764e-19
1e-12	1.954e-21	1.589e-19	8.407e-19
1e-11	1.954e-23	1.954e-21	1.589e-19
1e-10	1.954e-25	1.954e-23	1.954e-21
1e-9	1.954e-27	1.954e-25	1.954e-23
1e-8	1.954e-29	1.954e-27	1.954e-25
1e-7	1.954e-31	1.954e-29	1.954e-27
1e-6	1.954e-33	1.954e-31	1.954e-29
1e-5	1.954e-35	1.954e-33	1.954e-31

Результаты проведенного численного моделирования взаимодействия 10^8 фотонов с энергиями из диапазона 6.2369 - 6.2371 кэВ⁵ с мишенью Та181 представлены в Таблице 3

Таблица 3 - Результаты численного моделирования взаимодействия с мишенью Та181 10^8 фотонов с энергиями из диапазона 6.2369 - 6.2371 кэВ

10^8 фотонов	Количество возбужденных ядер Та 181		
	Модель 1	Модель 2	Модель 3
	0	1	18

Для достижения в эксперименте скорости возбуждения ~ 1 ядро в сек, плотность фотонов от первичной мишени в окрестности энергии 6.237 кэВ должна составлять $5 \cdot 10^{14}$ фотонов / (кэВ*ср*с)⁶.

Ядро Fe-57 (эксперимент с 2 мишенями)

⁵ внутри диапазона распределение по энергиям равномерное.

⁶ Учитывая ширину энергетического диапазона фотонов, участвовавших в моделировании (0.0002 кэВ), а также в предположении, что телесный угол, под которым видна вторичная мишень равен 10^{-3} ср, получаем что на установке можно ожидать 10^8 фотонов в сек с энергиями из диапазона 6.2369 - 6.2371 кэВ, которые в рамках моделирования для Модели 2 возбуждают ~ 1 ядра в сек.

Как уже отмечалось ранее ядро Fe-57 имеет низколежащий ядерный уровень с энергией 14.41 кэВ и временем жизни 98 нс. Сечение фотовозбуждения данного уровня определяется формулой (13) и имеет резонансный характер, представленный на рис. 21.

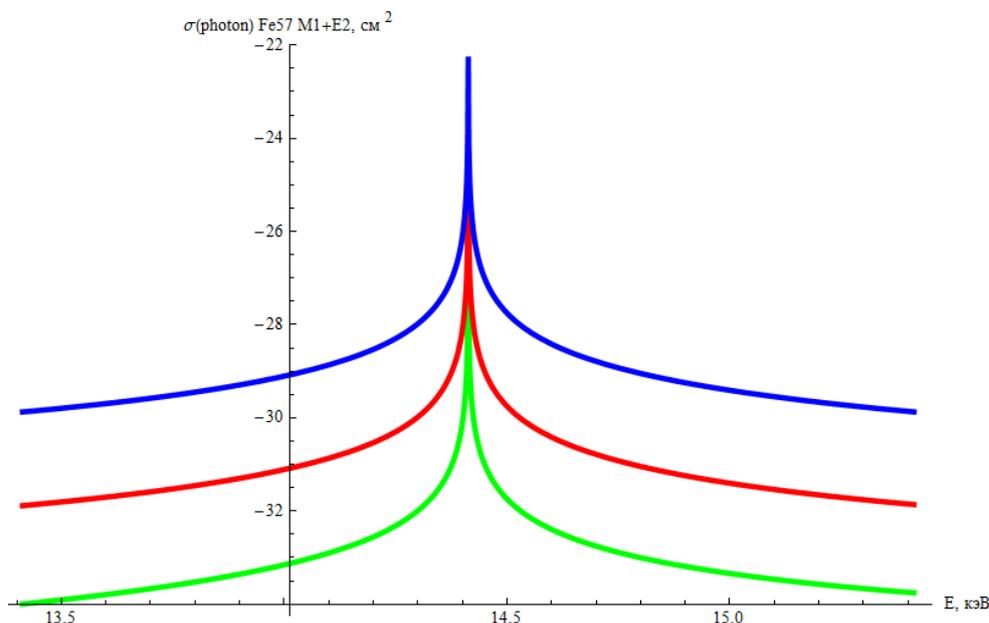


Рис. 21 – Сечение процесса возбуждения Fe57 фотонами: модель замороженных ядер (зеленым), модели, учитывающая колебание ядер в решетке – Модель 2 (красным), Модель 3 (синим).

Динамика изменения значений сечения возбуждения ядер в зависимости от разности энергии фотона и энергии ядерного перехода представлена в Таблице 4.

Таблица 4 - Сечение возбуждения ядер в зависимости от разности энергий фотона и ядерного перехода в Fe57.

$\omega = \omega_N$, кэВ	$\sigma(\omega)$, Fe57, cm^2 (Модель 1)	$\sigma(\omega)$, Fe57, cm^2 (Модель 2)	$\sigma(\omega)$, Fe57, cm^2 (Модель 3)
0	1.27e-18	1.27e-18	1.27e-18
1e-14	1.27e-18	1.27e-18	1.27e-18
1e-13	1.27e-18	1.27e-18	1.27e-18
1e-12	1.21e-18	1.27e-18	1.27e-18
1e-11	2.12e-19	1.21e-18	1.27e-18
1e-10	2.54e-21	2.12e-19	1.21e-18
1e-9	2.54e-23	2.54e-21	2.12e-19
1e-8	2.54e-25	2.54e-23	2.54e-21
1e-7	2.54e-27	2.54e-25	2.54e-23
1e-6	2.54e-29	2.54e-27	2.54e-25
1e-5	2.54e-31	2.54e-29	2.54e-27

Результаты проведенного численного моделирования взаимодействия 10^8 фотонов с энергиями из диапазона 14.400 - 14.425 кэВ⁷ с мишенью Fe57 представлены в Таблице 5.

Таблица 5 - Результаты моделирования взаимодействия с мишенью Fe57 10^8 фотонов с энергиями из диапазона 14.400 - 14.425 кэВ⁸.

10 ⁸ фотонов	Количество возбужденных ядер Fe57 * 10 ⁻³		
	Модель 1	Модель 2	Модель 3
	1 258	12 601	127 782

В данном случае, для достижения в эксперименте скорости возбуждения ~ 1 ядро в сек, плотность фотонов от первичной мишени в окрестности энергии 14.413 кэВ должна составлять $3 \cdot 10^{11}$ фотонов / (кэВ*ср*с)⁹.

5.3 Регистрация конверсионных электронов

Одним из способов регистрации событий возбуждения изомерных ядер является регистрация конверсионных электронов, рожденных в результате перехода ядра из возбужденного состояния в основное. Рассмотрим возможности по регистрации конверсионных электронов, как и в предыдущем разделе на примере ядер Ta-181 и Fe-57.

В GEANT4 был рассчитан спектр конверсионных электронов при переходе ядра Ta-181 из возбужденного состояния в основное. Для этого был смоделирован переход в основное состояние 300 000 возбужденных ядер, в результате чего было рождено 291 249 конверсионных электронов.

Спектр конверсионных электронов при переходе ядра Ta-181 из возбужденного состояния в основное представлен на рис. 22.

⁷ внутри диапазона распределение по энергиям равномерное.

⁸ внутри диапазона распределение по энергиям равномерное.

⁹ Учитывая ширину энергетического диапазона фотонов, участвовавших в моделировании (0.025 кэВ), а также в предположении, что телесный угол, под которым видна вторичная мишень равен 10^{-3} ср, получаем что на установке можно ожидать $7.5 \cdot 10^6$ фотонов в сек с энергиями из диапазона 14.400 - 14.425 кэВ, Таким образом, 10^8 фотонов (за 13.3 сек) возбуждают оценочно 12.6 ядер Fe57 (Модель2), т.е. ожидаемая скорость возбуждения ~ 1 ядер/сек.

Энергия, кэВ	%
3,53	18,435
3,77	30,443
4,04	59,555
4,44	46,444
4,50	63,607
5,67	72,765

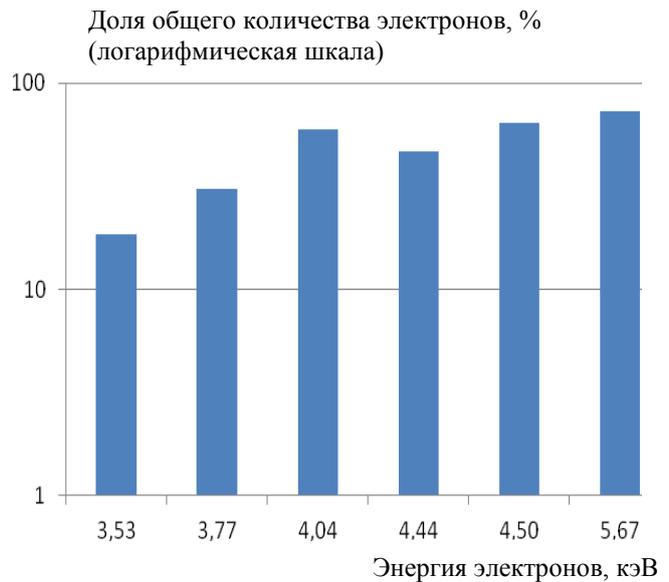


Рис. 22.- Спектр конверсионных электронов при девозбуждении ядра Та-181

Аналогично был рассчитан спектр конверсионных электронов при переходе ядра Fe57 из возбужденного состояния в основное (был смоделирован переход в основное состояние 300 000 возбужденных ядер, в результате чего было рождено 269 033 конверсионных электронов). Спектр конверсионных электронов при переходе ядра Fe57 из возбужденного состояния в основное представлено на рис. 23:

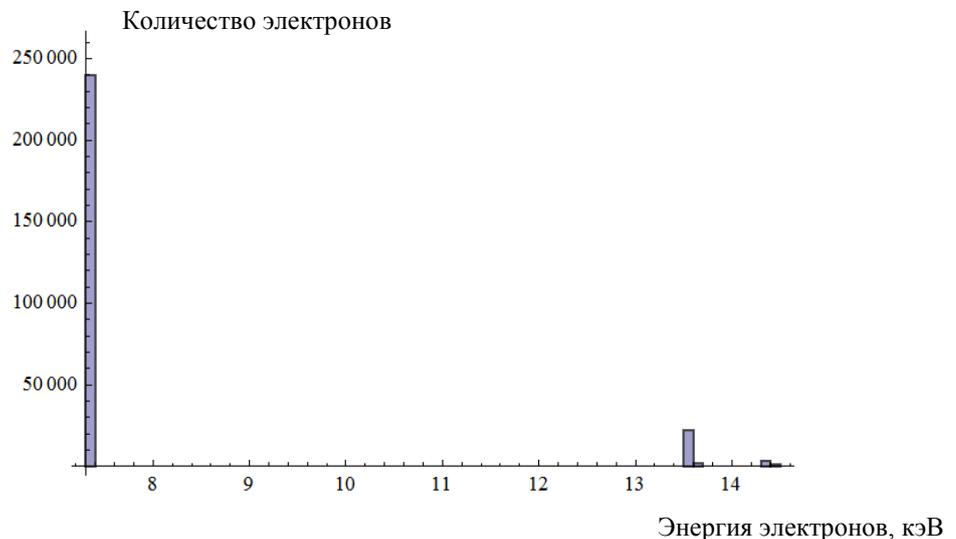


Рис. 23 — Спектр конверсионных электронов при девозбуждении ядра Fe57 [14.4]

В ходе эксперимента детекторами (см. рис. 15) регистрируются как конверсионные электроны, рожденные в результате девозбуждения ядер Та181[6.2]/Fe57[14.4], так и фоновые электроны. Моделирование в GEANT4 показало, что все электроны, за исключением рожденных в результате девозбуждения ядер Та181[6.2]/Fe57[14.4], регистрируются детектором 1 при временах менее 20 нс, данное обстоятельство дает возможность отделить по времени конверсионные электроны,

рожденные в результате девозбуждения ядер Ta181[6.2]/Fe57[14.4], от прочих электронов, образовавшихся в результате взаимодействия фотонов и вторичной мишени. Примеры временных спектров представлены на рис. 24.

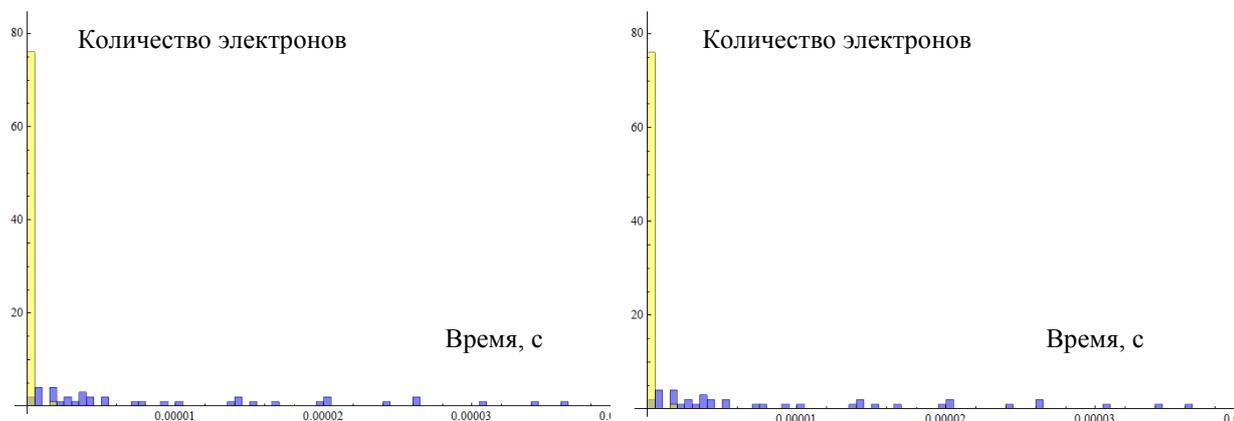


Рис. 24 - Временной спектр (Ta181 – слева, Fe57 - справа): желтым — электроны, зарегистрированные фронтальным детектором, синим - конверсионные электроны, рожденные в результате девозбуждения.

5.4 Обсуждение результатов и выводы

В ходе работы в среде GEANT4 была разработана принципиальная концепция программы моделирования процессов возбуждения изомерных ядер и регистрации конверсионных электронов, рожденных в результате девозбуждения ядер в эксперименте с двумя мишенями. Значения параметров геометрии установки (в том числе телесные углы, покрываемые регистрирующими детекторами), материалы, спектры и концентрация фотонов, электронов и других частиц могут быть впоследствии изменены. Выбор среды моделирования был сделан в пользу GEANT4 из-за наличия большого количества моделей, процессов и частиц, а также из-за возможности создать описание нового процесса (в частности процесса возбуждения изомерных ядер) с заданными сечениями.

В качестве примера возможности применения GEANT4 для моделирования процессов возбуждения изомеров были проведены расчеты по возбуждению ядер Ta-181 и Fe-57 фотонами лазерной плазмы, образовавшейся в результате воздействия лазерным импульсом на первичную мишень (вольфрам). Расчеты показали, что для эффективного возбуждения ядерных изомеров на вторичной мишени (скорость возбуждения ~ 1 ядро в сек) требуется очень высокая плотность фотонов¹⁰ в

¹⁰ для Ta-181 - $5 \cdot 10^{14}$ фотонов/(кэВ*ср*с), для Fe-57 - $3 \cdot 10^{11}$ фотонов/(кэВ*ср*с).

окрестности резонансной энергии. Тем не менее, моделирование показало, что конверсионные электроны, рожденные в результате девозбуждения ядер Ta181[6.2]/Fe57[14.4], могут быть эффективно отделены по времени от прочих электронов, образовавшихся в результате взаимодействия фотонов и вторичной мишени: вторичные электроны, за исключением рожденных в результате девозбуждения ядер Ta181[6.2]/Fe57[14.4], регистрируются фронтальным детектором при временах менее 20 нс.

В результате моделирования взаимодействия фотонов с мишенями из Ta181/Fe57 было установлено, что все вторичные электроны, за исключением рожденных в результате девозбуждения ядер Ta181[6.2]/Fe57[14.4], регистрируются фронтальным детектором при временах менее 20 нс. Данное обстоятельство дает возможность отделить по времени конверсионные электроны, рожденные в результате девозбуждения ядер Ta181[6.2]/Fe57[14.4], от прочих электронов, образовавшихся в результате взаимодействия фотонов и вторичной мишени.

Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации.

1. Были получены простые аналитические формулы (в рамках нерелятивистского борновского приближения с плоскими волнами - метод PWBA) для сечений E1–E3 и M1–M2 возбуждения атомных ядер на низколежащие изомерные состояния в процессе неупругого рассеяния нерелятивистских электронов. Несмотря на то, что использование борновского приближения для оценки сечения возбуждения атомных ядер электронами может привести к значительным ошибкам (особенно для E2 и M1), E1 PWBA сечение с определенными оговорками может быть использовано для оценки числа возбужденных ядер в горячей плотной плазме.
2. Показано, что в лазерной термоядерной плазме возможно эффективное возбуждение изомерных ядер $^{178}\text{Hf}^{m2}$ на промежуточное состояние $14^-(2572.4 \text{ кэВ})$, которое затем распадается на уровни, лежащие в спектре возбуждения ^{178}Hf ниже состояния $16^+(2446.09 \text{ кэВ}, 31 \text{ г})$. Тем самым показана принципиальная возможность наблюдения стимулированного распада одного из известных ядерных изомеров в лазерной термоядерной плазме.
3. Проведен детальный анализ процесс возбуждения ядер по механизму обратного электронного моста (ОЭМ). Показано, что в случае резонансного совпадения энергий ядерного и одного из атомных переходов, механизм ОЭМ может приводить к значительному усилению (вплоть до нескольких порядков) эффективности возбуждения ядер и способен обеспечить возможность высвобождения энергии ядерных изомеров в режиме волны гамма-свечения типа дефлаграции.
4. Установлено, что для оптически толстых цилиндрических образцов вещества ядерного изомера возможна реализация волны высвечивания в режиме быстрой дефлаграции со скоростью $U \sim 10^8 \text{ м/с}$. Для оптически тонких образцов вещества ядерного изомера при условии, что переходы между ядерными уровнями являются безызлучательными, реализация волны высвечивания может происходить в режиме детонации со скоростью $U \sim 10^5 \text{ м/с}$.
5. В среде GEANT4 разработана принципиальная концепция программы моделирования процессов возбуждения изомерных ядер и регистрации

конверсионных электронов, рожденных в результате девозбуждения ядер в эксперименте с двумя мишенями.

Благодарности

Выражаю огромную благодарность моему научному руководителю Евгению Викторовичу Ткале, а также Петру Сергеевичу Кондратенко и Рафаэлю Варназовичу Арутюняну.

Литература

1. Baldwin, G.C. (1969), *An Introduction to Nonlinear Optics* (Plenum, New York).
2. Baldwin, G.C., Solem, J.C. Gol'danskii, V.I. (1981), Approaches to the development of gamma-ray lasers, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 53, No. 4, Part 1, 687-744.
3. Carrol J.J. (2004) An experimental perspective on triggered gamma emission from nuclear isomers, *Laser Phys. Lett.* 1, No. 6, 275-281/ DOI 10.10902/lapl.200310065
4. Tkalya E.V. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 162501, 2011.
5. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, Высвечивание долгоживущих изомеров в плазме, Препринт ИАЭ-4394/6, 1978
6. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, Е.В. Ткаля, Электронное инициирование гамма-переходов в плазме, Письма в ЖЭТФ (1987) том 46, вып. 9, стр. 354-355.
7. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, Е.В. Ткаля, Высвечивание долгоживущих изомеров в плазме, ДАН СССР (1988), том 299, № 1, 99-102.
8. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, О механизмах стимулирования внутриядерных переходов в горячей плазме, ДАН СССР (1989), том 305, № 4, 839-840.
9. E.V. Tkalya. *Laser Physics* **14**, 360, 2004.
10. А.В. Андреев, В.М. Гордиенко, А.М. Дыхне, А.Б. Савельев, Е.В. Ткаля, Возбуждение ядер в горячей плотной плазме: к возможности экспериментальных исследований с ^{201}Hg , Письма в ЖЭТФ, том 66, вып.5, СС. 312-316, 1997.
11. А.В. Андреев, Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, П.М. Михеев, А.Б. Савельев, К возможности возбуждения низколежащего уровня изомера ^{201}Hg в высокотемпературной фемтосекундной плазме, Известия Академии наук, Серия физическая, Том 62, № 2, СС. 254-260, 1998.
12. А.В. Андреев, Р.В. Арутюнян, В.М. Гордиенко, А.М. Дыхне, А.Б. Савельев, Е.В. Ткаля, Инициирование низкоэнергетических ядерных переходов в лазерной плазме, Препринт ИБРАЭ № ИБРАЭ-2002-22, 56 с. (2002).
13. В. Андреев, Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, А.М. Дыхне, М.П. Калашников, П.М. Михеев, П.В. Никлес, А.Б. Савельев, Е.В. Ткаля, Р.А. Чалых, О.В. Чутко, Возбуждение и распад низколежащих ядерных состояний в плотной плазме субпикосекундного лазерного импульса, ЖЭТФ, том 118, вып. : 912), СС. 1343-1357, 2000.
14. Y. Izawa and C. Yamanaka, *Phys. Lett. B* 88, 59 (1979).

15. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, В.Д. Вихарев, С.А. Доршаков, В.П., А.А. Криволапов, Смирнов, В.Ф. Стрижов, Е.В. Ткаля. *Ядерная Физика* 53, 36 (1991).
16. K. W. D. Ledingham, P. McKenna, and R. P. Singha, *Science* 300, 1107 (2003).
17. C.Granja, J. Jakubek, V. Linhart et al., *Czech. J. Phys.* 56, Suppl. B, 478 (2006).
18. F. Gobet, F. Hannachi, M. M. Aléonard, M. Gerbaux, G. Malka, J. N. Scheurer, M. Tarisien, G. Claverie, D. Descamps, F. Dorchie, R. Fedosejevs, C. Fourment, S. Petit, V. M.eot, and P. Morel, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 41, 145701 (2008).
19. V. I. Afonin, A. G. Kakshin, and A. V. Mazunin, *Plasma Phys. Rep.* 36, 250 (2010).
20. R. C. Haight and G. C. Baldwin, *AIP Conf. Proc.* 146, 58 (1986).
21. R. V. Arutyunyan and L. A. Bolshov, *Sov. Phys. Dokl.* **34**, 338 (1989).
22. E. V. Tkalya, E. V. Akhrameev, R. V. Arutyunyan, L. A. Bol'shov, and P. S. Kondratenko, *Phys. Rev. C* **85**, 044612 (2012).
23. Д.П. Гречухин, А.А. Солдатов. Препринт ИАЭ No. IAE-2976, Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва, 1978.
24. G. Gosselin, N. Pillet, V. M.eot, P. Morel, and A.Y. Dzyublik, *Phys. Rev. C* 79, 014604 (2009).
25. Morita, *Prog. Theor. Phys.* 49, 1574 (1973).
26. E. V. Tkalya, *Nucl. Phys. A* **539**, 209 (1992).
27. V. I. Gol'danskii and V. A. Namiot, *Phys. Lett. B* 62, 393 (1976).
28. M. R. Harston and J. F. Chemin, *Phys. Rev. C* **59**, 2462 (1999).
29. E. V. Tkalya, *Sov. Phys. Dokl.* **36**, 467 (1991).
30. E. V. Tkalya, *Sov. Phys. Dokl.* **35**, 1069 (1990).
31. O. V. Chutko, A. V. Andreev, V. M. Gordienko, M. A. Joukov, E. V. Petrova, A. A. Rusanov, A. B. Savel'ev, and E. V. Tkalya, *Laser Phys.* 13, 190 (2003).
32. P. Morel, J. M. Daugas, G. Gosselin, V. M.eot, and D. Gogny, *Nucl. Phys. A* 746, 608c (2004).
33. O. Renner, L. Juha, J. Krasa et al., *Laser Part. Beams* 26, 249 (2008).
34. P. Morel, V. M.eot, G. Gosselin, G. Faussurier, and C. Blancard, *Phys. Rev. C* 81, 034609 (2010).
35. V. S. Letokhov and E. A. Yukov, *Laser Phys.* 4, 382 (1994).
36. Р.В. Арутюнян, Л.А. Большов, А.А. Солдатов, В.Ф. Стрижов, Е.В. Ткаля. *Ядерная Физика* 48, 1301 (1988).
37. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1980).

38. J. M. Eisenberg and W. Greiner, Nuclear Theory. Excitation Mechanisms of the Nucleus. Electromagnetic and Weak Interactions(North-Holland, London, 1970), Vol. II.
39. Handbook of Mathematical Functions, edited by M.Abramovitz and I. A. Stegun, Applied Mathematics Series No. 55 (National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, 1964).
40. A. Bohr and B. R.Mottelson, Nuclear Structure. Single-Particle Motion (W. A. Benjamin, Inc., New York, Amsterdam, 1969), Vol. I.
41. S.C. Wu, Nucl. Data Sheets 106, 367 (2005).
42. C. M. Baglin, Nucl. Data Sheets 109, 2033 (2008).
43. F. G. Kondev, Nucl. Data Sheets 108, 365 (2007).
44. D. D. Frenne and E. Jacobs, Nucl. Data Sheets 89, 481 (2000).
45. J. J. Carroll, Laser. Phys. Lett. 1, 275 (2004).
46. R. V. Arutyunyan, E. V. Akhrameev, L. A. Bol'shov, P. S. Kondratenko, and E. V. Tkalya, JETP. Lett. 98, 772 (2013).
47. R. V. Arutyunyan, L. A. Bolshov, and E. V. Tkalya, JETP. Lett. 46, 446 (1987).
48. V. A. Krutov and V. N. Fomenko, Ann. Phys. 21, 291 (1968).
49. J. M. Eisenberg and W. Greiner, Nuclear Theory. Excitation Mechanisms of the Nucleus. Electromagnetic and Weak Interactions, vol. II (North-Holland Publ. Comp., London, 1970).
50. J. Gunst, Y. A. Litvinov, C. H. Keitel, and A. Palffy, Phys. Rev. Lett. **112**, 082501 (2014).
51. E. V. Tkalya, Phys. Rev. A 75, 022509 (2007).
52. V. B. Berestetskii, E. M. Lifschitz, and L. P. Pitaevskii, Quantum Electrodynamics (Pergamon Press, Oxford, England, 1982).
53. G. A. Korn and T. M. Korn, Mathematical Handbook (McGraw-Hill Book Company, New York, 1968).
54. F. G. Kondev, Nucl. Data Sheet. 110, 2815 (2009).
55. M. Band and V. I. Fomichev, At. Data Nucl. Data Tabl. 23, 295 (1979).
56. A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure. Single-Particle Motion, vol. I (W. A. Benjamin Inc., New York, Amsterdam, 1969).
57. E.V. Tkalya, E.V. Akhrameev, R.V. Arutyunyan, L.A. Bol'shov, and P.S. Kondratenko, Physical Review C 90, N3, 034614 (8), 2014.
58. E. Achterberg, O.A. Capurro, and G.V. Marti, Nuclear Data Sheets 110, 1473 (2009)

59. E.V. Tkalya, *Physics-Uspekhi* 48, 525 (2005a), [*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* 175 (2005) 555].
60. R.V. Arutyunyan, L.A. Bol'shov, and E.V. Tkalya, *JEPT Lett.* 46, 446 (1987), [*Pi'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 46 (1987) 354].
61. E.V. Tkalya, *Phys. Rev. C* 71, 024606 (2005b).
62. I. Ahmad, J.C. Banar, J.A. Becker, et al., *Phys. Rev. Lett.* 87, 072503 (2001).
63. I. Ahmad, J.C. Banar, J.A. Becker, et al., *Phys. Rev. C* 67, 041305(R) (2003).
64. J.J. Carroll, S.A. Karamian, R. Propri, et al., *Phys. Lett. B* 679, 203 (2009).
65. J.J. Duderstadt and G.A. Moses, *Inertial Confinement Fusion* (J. Wiley and Sons, New York, 1982).
66. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, and A. Winther., *Rev. Mod. Phys.* 28, 432 (1956).
67. National Ignition Facility Lawrence Livermore National Laboratory (NIF LLNL), https://lasers.llnl.gov/about/nif/how_nif_works/.
68. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR/CSISRS), <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>.
69. E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, *Physical Kinetics*. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, vol. X (Pergamon Press, New York, 1981).
70. S. A. Karamian, J. Adam, P. Chaloun, D. V. Filosofov, V. Henzl, D. Henzlova, V. G. Kalinnikov, N. A. Korolev, N. A. Lebedev, A. F. Novgorodov, C. B. Collins, I. I. Popescu, and C. A. Ur, *Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A* 527 (2004) 609. S. A. Karamian, *Physics of Particles and Nuclei* 39 (2008) 490 [*Fizika Elementarnykh Chastits i Atomnogo Yadra* 39 (2008)].
71. О. Бор, Б. Моттelson. Структура атомного ядра. В 2-х томах. М.: Мир, 1971.
72. Л.А. Ривлин, "Общие критерии осуществимости ядерного гамма-лазерного эксперимента", *Квант. электроника*, 2002, 32 (7), 587–592.
73. С.А. Карамян "Перспективы ядерных изомеров", *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 2008, Т. 39. , Вып. 4.
74. Г.В. Головин, А.Б. Савельев, Д.С. Урюпина, Р.В. Волкова, Внутренняя электронная конверсия изомерного состояния с энергией 14.4 кэВ ядра ^{57}Fe , возбуждаемого излучением плазмы мощного фемтосекундного лазерного импульса, «Квантовая электроника», 41, №3 (2011).
75. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика*. Т. V: Статистическая физика, часть 1. – М.: Физматлит, 2006.

76. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика. Т. VI: Гидродинамика. – М.: Физматлит, 2006.
77. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений-2-е изд. – М.: Наука, 1966.