

ПЕРСПЕКТИВЫ ВЫСВОБОЖДЕНИЯ ЭНЕРГИИ ИЗОМЕРОВ

С. А. Карамян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	951
СВОЙСТВА ИЗОМЕРОВ	953
НАБЛЮДЕНИЕ ТРИГГЕРИНГА ИЗОМЕРОВ ЧЕРЕЗ УРОВНИ С $E^* > 1$ МэВ	960
ПОПЫТКИ ИСПОЛЬЗОВАТЬ В КАЧЕСТВЕ СТИМУЛА ИЗЛУ- ЧЕНИЕ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ	967
ПЕРСПЕКТИВЫ СХЕМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЯДЕРНЫЕ СО- СТОЯНИЯ ПОСРЕДСТВОМ ИОНИЗАЦИИ АТОМНЫХ ОБО- ЛОЧЕК	978
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОЛУЧЕНИЮ ИЗОМЕРОВ ГАФНИЯ И ЛЮТЕЦИЯ	987
СРАВНЕНИЕ ПРОДУКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ РЕАКЦИЙ И ОЦЕНКИ ПРЕДЕЛЬНО ДОСТИЖИМЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВЫ- ХОДА	1002
ПУТИ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ	1005
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1010
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1011

ПЕРСПЕКТИВЫ ВЫСВОБОЖДЕНИЯ ЭНЕРГИИ ИЗОМЕРОВ

С. А. Карамян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор состояния экспериментальных работ и перспективных предложений по применению ядерных изомеров в качестве контролируемого источника энергии и/или γ -излучения. Содержится анализ свойств изомерных состояний, методов их получения и подходов к эффективной стимуляции с использованием различных излучений в качестве стимула. Приведен список долгоживущих изомеров, которые могут быть накоплены в реакторных облучениях или в других ядерных взаимодействиях с хорошим выходом. Изомеры оценены по значениям удельной энергии, запасаемой в расчете на одно ядро, и по уровню сечения их образования в реакциях с нейтронами. Произведена классификация ядер, перспективных или для получения управляемых импульсов γ -излучения, или для ускоренного высвобождения энергии радиоактивного распада, или для модельных опытов по наблюдению запрещенных электромагнитных переходов с основных состояний на изомерные. Во всех случаях ключевое значение имеет возможность воздействия внешних стимулов на ядерные переходы, что и должно стать предметом исследований. Приведены результаты успешного наблюдения стимуляции изомеров при энергии возбуждения $E^* \geq 1$ МэВ в реакциях с тормозными γ -квантами и при кулоновском возбуждении на пучке ионов. Обсуждается существенное ослабление K -запретов с ростом энергии, а также K -смешивание при высокой частоте вращения в случае высокоспиновых уровней. Уделено внимание попыткам наблюдения триггеринга под действием излучений в рентгеновском диапазоне, в частности наблюдения триггеринга изомера $^{178m2}\text{Hf}$ с помощью рентгеновских источников и синхротронного излучения. Рассмотрены предложения экспериментов с другими изомерами. В качестве перспективной обсуждается возможность воздействовать на ядерные состояния посредством ионизации электронных оболочек соответствующего атома, предложены разные схемы подобных экспериментов. Атомные сечения на 8 порядков выше, чем ядерные, поэтому стимуляция изомера может иметь место даже при невысокой вероятности конверсии атомных возбуждений в ядерные.

Status of experimental studies and perspective options for nuclear isomer application in a mode of controlled source of energy or/and γ radiation are reviewed. Properties of isomeric states, methods of their production and approaches to effective stimulation by different kind radiation are analyzed. A list of long-lived isomers which can be accumulated in reactor irradiations, or in other nuclear reactions with abundant yield, is reduced. The isomers are estimated by two parameters: the specific energy accumulated by isomer per one nucleus, and the neutron cross-section for production of the isomer. Nuclear species are selected being the most promising for: creation of controlled pulses of γ radiation, or for accelerated release of the radioactive decay energy, or for test experiments on detection in hindered electromagnetic transitions from ground to isomeric states in stable targets. In all cases, a possibility of external stimulus impact to nuclear transition would be of major significance, and this process must be explored. Experimental results are described on successful isomer stimulation at excitation energy $E^* \geq 1$ MeV in reactions with bremsstrahlung and in the Coulomb excitation by ion beam. Deterioration of K hindrance with growth of E^* , and K mixing at high frequency of rotation for high-spin levels are discussed. Attempts to detect triggering induced by radiation in

X-ray range are under scope, in particular, the experiments aimed at the $^{178m2}\text{Hf}$ isomer triggering using the X-ray sources and radiation at synchrotrons. Excitation of nuclei by transitions in ionized atomic shells may be promising for isomer stimulation, and different schemes of such experiments are considered. Atomic cross sections are higher than nuclear ones by 8 orders of magnitude, and the isomer stimulation may happen even at low probability of the conversion of atomic to nuclear excitation.

PACS: 89.30.-g

ВВЕДЕНИЕ

Задача создания управляемого импульсного источника γ -излучения на основе изомеров возникла в 1990-е гг. как одно из направлений, нацеленных на создание гамма-лазеров. Более 40 лет назад было предложено использовать возбужденные ядерные уровни по аналогии с атомными и молекулярными для разработки квантового генератора, работающего в диапазоне коротковолнового γ -излучения. Дальнейшие исследования вскрыли целый ряд ограничений, из-за которых ядерный аналог лазеров не был 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.

Использование ядер-изомеров, находящихся в возбужденном состоянии, казалось существенным облегчением, поскольку изомерную среду можно считать инверсно-заселенной с самого начала, что исключает необходимость накачки и связанный с ней разогрев вещества. Нужно только обеспечить «сброс» ядра с изомерного уровня, и тогда накопленная энергия выделится в форме γ -излучения. Такой сброс, в принципе, может происходить как под действием собственного излучения тех же ядер, так и под действием внешних воздействий от управляемых источников излучения. Это не лазер, но управляемый источник сгустков γ -излучения, который тоже мог бы иметь ценные применения, если управляемое энерговыделение оказалось бы возможным.

Преимущества использования ядер-изомеров обсуждены в известных обзорных работах [1–5], в которых описаны основные свойства ядерной изомерии и рассмотрены некоторые существенные детали возможных экспериментов по триггерингу ядер с выделением изомерной энергии. Подходы авторов [1–5], естественно, отражают их собственную специализацию, когда они заостряют внимание на той или иной важной особенности процессов. Это нельзя воспринимать как противоречие, напротив, разные подходы дополняют друг друга. При этом все отмечают высокую плотность энергии,

запасенной в изомерных источниках в форме энергии возбуждения ядра. Например, в случае $^{178m2}\text{Hf}$ ($T_{1/2} = 31$ год) это около 2,5 МэВ на одно ядро, или 1,3 ГДж/г. Другое преимущество состоит в том, что энерговыделение при стимуляции многих изомеров не сопровождается образованием долгоживущих радиоактивных продуктов. Таким образом, это экологически чистая энергия, несмотря на ее ядерное происхождение. При стимуляции $^{178m2}\text{Hf}$ не образуются дочерние продукты, более долгоживущие, чем изомер $m1$, обладающий периодом полураспада 4 с. Такой нуклид мог бы быть источником относительно «чистой» ядерной энергии, не опасным даже в случае его разрушения в аварийных ситуациях. Удельная активность материнского $m2$ -ядра не очень высока из-за долгого периода полураспада, к тому же оно испускает только рентгеновское, гамма- и мягкое бета-излучения. Это существенно более безопасное вещество, чем используемые радиоизотопные альфа-активные источники.

Высокая плотность энергии, запасаемая в источнике, отвечает потребностям современных аэрокосмических технологий. Даже без стимуляции $^{178m2}\text{Hf}$ мог бы найти применение как источник энергии для ячеек микроэлектроники в системах, ограниченных в весе и размере.

С другой стороны, известно, что $^{178m2}\text{Hf}$ образуется с неплохим сечением под действием быстрых нейтронов, генерируемых в реакциях нуклеосинтеза. Накопление активности $^{178m2}\text{Hf}$ в первой стенке термоядерного реактора обсуждалось в [6]. Естественно, данный изомер может синтезироваться и в звездах под действием нейтронов из термоядерных реакций. Он должен находиться в равновесном количестве, которое определяется сечениями как образования, так и «сжигания» в радиационных условиях под действием фотонов и нейтронов. Для другого известного изомера ^{180m}Ta ($T_{1/2} \geq 10^{15}$ лет) проблема образования и выживания в звездных условиях детально обсуждалась в [7] и в цитированных там работах. Было показано, что наблюдаемая концентрация ^{180m}Ta может служить своеобразным термометром для измерения температуры в объектах, где происходит нуклеосинтез. Было бы, конечно, весьма интересно зарегистрировать характеристическое γ -излучение $^{178m2}\text{Hf}$ в космических лучах с использованием методов γ -астрономии. На сегодня известно о наблюдении γ -излучения, характерного для распада ^{56}Ni – ^{56}Co , но методы γ -астрономии становятся все более чувствительными и точными. Не исключено, что и $^{178m2}\text{Hf}$ станет объектом исследования.

Обсуждаемые интересные проявления изомера $^{178m2}\text{Hf}$ определяются возможностями его синтеза в космосе, а также искусственного получения с помощью ускорителей в лабораторных условиях. Важно было бы найти сравнительно простой и недорогой метод накопления $^{178m2}\text{Hf}$ в достаточных количествах. Экспериментальные данные о выходе $^{178m2}\text{Hf}$ в различных ядерных реакциях приведены в настоящем обзоре. В принципе, некоторые из отмеченных особенностей типичны не только для $^{178m2}\text{Hf}$, но и для некоторых других

изомеров. Соответствующий материал также приводится в обзоре, насколько это возможно с учетом степени проработки проблем и наличия экспериментальной информации.

Перспективность практического применения изомеров определяет современный интерес к проблеме триггеринга (стимуляции) изомеров. Надежные результаты пока не получены (не опубликованы), и это заставляет искать новые способы стимуляции и новые варианты экспериментальных схем для успешного наблюдения триггеринга при высокой чувствительности. Целый ряд таких предложений описан в настоящем обзоре. Вероятность триггеринга в значительной степени определяется степенью смешивания волновых функций, характеризующихся разными значениями квантового числа K (K -mixing), или, в более общем подходе, влиянием структурных особенностей на ядерные процессы. Известные эксперименты по этой проблеме также обсуждаются в обзоре.

Приведенные выше преимущества схем, использующих изомеры, выводят работы по накоплению и стимуляции изомеров в число актуальных прикладных исследований, но еще рано говорить о создании сигнальных образцов техники. Задача сейчас переходит из стадии обсуждения принципов в стадию технологической проработки. Еще предстоит получить надежный результат эффективного триггеринга хотя бы одного изомера из числа достаточно долгоживущих состояний, рассматривавшихся ранее в качестве возможных кандидатов. Затем следует проработать метод накопления рабочего вещества и переходить к конструированию энерговыделяющих элементов.

Свойства изомерных ядерных состояний весьма многообразны, и задача выбора подходящих ядер-кандидатов для целей упомянутых приложений не является тривиальной. В следующем разделе приведены и обсуждаются свойства некоторых изомеров, перспективных для использования в различных схемах, включая тестовые эксперименты и работы, нацеленные на создание аккумулятора энергии или импульсного γ -источника.

В настоящей статье дается обзор современного состояния проблемы получения изомерных ядер и опубликованных экспериментальных попыток наблюдения индуцированного распада изомеров.

1. СВОЙСТВА ИЗОМЕРОВ

Возбужденное состояние ядра проявляет себя как изомер (метастабильное состояние) в том случае, если его распад существенно задержан благодаря сильному отличию волновых функций начального и конечного состояния. Причиной служат обычно правила отбора по квантовым числам углового момента, структурные запреты и различие по параметру коллективной деформации. В области статически деформированных ядер структурные запреты

могут играть существенную роль, в дополнение к стандартным правилам отбора по спине и четности I^π для разрешенных электромагнитных переходов. Например, изменение ориентации вектора углового момента приводит к специальному K -запрету. Напомним, что K определено как проекция I на ось симметрии ядра в предположении аксиальной симметрии формы деформированного ядра. Известно немалое число K -запрещенных изомеров, их свойства описаны в литературе [1]. Изотоп $^{178m2}\text{Hf}$ определенно идентифицирован как K -изомер, поскольку фактор K -запрета достигает величины 10^9 для его распада.

Долгоживущие изомеры наиболее удобны для запасаения изомерной энергии. Торможение распада, полезное для этого, сопровождается вместе с тем подавлением сечения образования изомера из-за того же самого фактора, связанного с несовпадением волновых функций. Однако в теории сохранение квантового числа K не должно быть абсолютным императивом; K сохраняется до тех пор, пока аксиальная симметрия формы ядра не нарушена. После экспериментов [8, 9] стало ясно, что K -запрет сильно ослабляется с ростом энергии возбуждения ядра E^* . Это ведет к повышению сечения образования изомеров, поскольку последние обычно заселяются в результате γ -каскада, стартующего при немалой остаточной энергии ядра-продукта реакции. Тем не менее, как известно из экспериментов, изомерное отношение остается во многих случаях невысоким: $\sigma_m/\sigma_g \ll 1$. Дело в том, что в γ -каскадах наиболее вероятными будут переходы низкой мультипольности, $E1$, $M1$, $E2$, и они не могут непосредственно покрыть дефицит спина, что требуется, если I_m существенно превышает угловой момент ядра-остатка ядерной реакции. Необходима последовательность выстроенных γ -переходов, и вероятность этого оказывается статистически невысокой. Сохранение углового момента как интеграла движения является абсолютным требованием в отличие от квантового числа K , так что ограничения по спине I остаются в силе во всех случаях.

Ослабление K -запрета с ростом E^* проявилось не только в росте сечения стимуляции изомера ^{180m}Ta в (γ, γ') - и (n, n') -реакциях [8, 9], но и в систематике периодов полураспада изомеров Hf–Os. В [10] показано, что K -запрет на распад убывает с ростом энергии изомерного уровня, в результате чего изомерный уровень становится короткоживущим, когда он расположен на 3–4 МэВ выше ираст-линии. Объяснение этого факта эквивалентно [8, 9] и связано с повышением плотности уровней $\rho(E^*)$ и присутствием сложных конфигураций волновых функций, не сохраняющих квантовое число K . На другом языке это можно пояснить как примесь состояний с неаксиальной деформацией.

Корреляция между сечением образования изомера σ_m и параметром, характеризующим дефицит углового момента, была, в принципе, известна до постановки экспериментов, описанных в обзоре. Однако это не значит, что выход изомеров и отношения m/g могли быть надежно вычислены теоре-

тически и использованы для практических оценок. В действительности распределение спина остаточного ядра нелегко предсказать для многих реакций; напротив, измеренное отношение m/g может служить основой для оценки среднего углового момента ядра-продукта реакции. Другое ограничение теории связано со структурными особенностями схемы возбужденных уровней и ветвления γ -каскада в конкретном ядре. Упрощенные статистические расчеты не могут быть точными, особенно если они применяются к области энергий возбуждения ниже 3 МэВ. Таким образом, ясно, что экспериментальный материал только и может служить основой для определения сечений и выходов реакций получения изомеров.

Так или иначе, перейдем к обсуждению свойств конкретных изомерных состояний. Долгоживущие ядерные изомеры возникают благодаря случайной комбинации квантовых чисел начального и конечного состояний изомерного перехода. Правила отбора электромагнитных переходов и запреты обеспечивают в некоторых случаях высокий фактор, тормозящий распад изомера. В результате известно не много ядерных состояний, живущих месяцы и годы, и нет оснований ожидать открытия большого числа новых. Долгоживущие состояния изучены достаточно хорошо, известны их квантовые числа, схемы распада и, иногда, электромагнитные моменты.

В табл. 1 перечислены известные изомеры с периодами полураспада $T_{1/2} \geq 3$ сут. Более короткоживущие считаем неудобными для накопления изомерного материала в количестве, необходимом для эксперимента по триггерному распаду. Для отбора наилучших кандидатов все изомеры оценены по двум параметрам: по энергии возбуждения изомерного состояния и по сечению образования в (n, γ) -реакции под действием тепловых и резонансных нейтронов. Оба параметра определяют способность накопления как можно большей энергии в изомерном образце, они приведены в табл. 1 согласно современным ядерным данным. Свойства распада изомеров даны в соответствии с таблицами [11], а нейтронные сечения — согласно [12].

Наибольшая энергия возбуждения зафиксирована для изомеров $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$, но их сечения образования при облучении стабильных изотопов Hf тепловыми нейтронами малы, как следует из наших измерений. Изомер ^{177m}Lu имеет энергию возбуждения в 2,5 раза ниже, чем $^{178m2}\text{Hf}$, но он может быть получен в количестве на порядки величины больше, чем $^{178m2}\text{Hf}$, поскольку (n, γ) является хорошей продуцирующей реакцией для ^{177m}Lu . Энергия возбуждения ^{242m}Am относительно мала, но сечение получения исключительно высокое. Он накапливается в реакторах как сопутствующий продукт и может быть предоставлен коммерческими компаниями, занимающимися поставками изотопов. Таким образом, четыре изомера — $^{178m2}\text{Hf}$, $^{179m2}\text{Hf}$, ^{177m}Lu и ^{242m}Am — отобраны как наилучшие по двум признакам, их ядерные свойства и возможность триггеринга обсуждаются в следующих разделах.

Таблица 1. Свойства долгоживущих ядерных изомеров и их сечения образования в (n, γ) -реакциях. В некоторых случаях указаны другие реакции, являющиеся наилучшими для получения соответствующих изомеров

Изомер	$T_{1/2}$	I^π	E^* , кэВ	Продуцирующая реакция	σ_{th} , б	I_γ , б
^{91m}Nb	61 сут	$1/2^-$	105	$^{93}\text{Nb}(\gamma, 2n)$		
^{93m}Nb	16,1 года	$1/2^-$	31	Деление		
^{97m}Tc	90 сут	$1/2^-$	97	$^{96}\text{Ru}(n, \gamma)^{97}\text{Ru}$ ↓ ^{97m}Tc	0,29 10^{-4} (эф.)	7,3 $2 \cdot 10^{-3}$ (эф.)
^{102m}Rh	2,9 года	6^+	141	$^{103}\text{Rh}(\gamma, n)$		
^{108m}Ag	418 лет	6^+	109	$^{107}\text{Ag}(n, \gamma)$	0,33	1,2
^{110m}Ag	250 сут	6^+	118	$^{109}\text{Ag}(n, \gamma)$	4,9	72
^{113m}Cd	14,1 года	$11/2^-$	264	$^{112}\text{Cd}(n, \gamma)$	< 2	—
$^{114m1}\text{In}$	49,5 сут	5^+	190	$^{113}\text{In}(n, \gamma)$	8,1	220
^{117m}Sn	13,6 сут	$11/2^-$	315	$^{116}\text{Sn}(n, \gamma)$	0,006	0,49
^{119m}Sn	293 сут	$11/2^-$	90	$^{118}\text{Sn}(n, \gamma)$	0,01	—
^{121m}Sn	55 лет	$11/2^-$	6,3	$^{120}\text{Sn}(n, \gamma)$	0,001	—
^{121m}Te	154 сут	$11/2^-$	294	$^{120}\text{Te}(n, \gamma)$	0,34	—
^{123m}Te	119,7 сут	$11/2^-$	248	$^{122}\text{Te}(n, \gamma)$	0,44	5,1
^{125m}Te	57,4 сут	$11/2^-$	145	$^{124}\text{Te}(n, \gamma)$ $^{124}\text{Sn}(n, \gamma)^{125}\text{Sn}$ ↓ ^{125}Sb ↓ ^{125m}Te	1,1 0,13 10^{-3} (эф.)	1,4 8 0,05 (эф.)
^{127m}Te	109 сут	$11/2^-$	88	$^{126}\text{Te}(n, \gamma)$	0,063	0,64
^{129m}Te	33,6 сут	$11/2^-$	106	$^{128}\text{Te}(n, \gamma)$	0,027	0,21
^{129m}Xe	8,9 сут	$11/2^-$	236	$^{128}\text{Xe}(n, \gamma)$	0,48	38
^{131m}Xe	11,8 сут	$11/2^-$	164	$^{130}\text{Xe}(n, \gamma)$	0,45	16
^{148m}Pm	41,3 сут	6^-	138	$^{148}\text{Nd}(d, 2n)$		
^{166m}Ho	1200 лет	7^-	6	$^{165}\text{Ho}(n, \gamma)$	3,5	20
^{174m}Lu	142 сут	6^-	171	$^{175}\text{Lu}(\gamma, n)$		
^{177m}Lu	161 сут	$23/2^-$	970	$^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$	2,8	4,7
$^{178m2}\text{Hf}$	31 год	16^+	2446	$^{181}\text{Ta}(p, \alpha)$		
$^{179m2}\text{Hf}$	25 сут	$25/2^-$	1106	$^{179}\text{Hf}(n, n', \gamma)$		
^{180m}Ta	$> 10^{15}$ лет	9^-	75	Стабильный		
^{184m}Re	169 сут	8^+	188	$^{184}\text{W}(d, 2n)$		
^{186m}Re	$2 \cdot 10^5$ лет	8^+	149	$^{185}\text{Re}(n, \gamma)$	0,3	~ 5
^{192m}Ir	241 год	9^+	155	$^{191}\text{Ir}(n, \gamma)$	0,16	$\sim 0,5$
^{193m}Ir	10,5 лет	$11/2^-$	80	$^{192}\text{Os}(d, n)$		
^{193m}Pt	4,33 сут	$11/2^-$	150	$^{192}\text{Pt}(n, \gamma)$	2,2	~ 20
^{195m}Pt	4,02 сут	$11/2^-$	259	$^{194}\text{Pt}(n, \gamma)$	0,1	3,1
^{242m}Am	141 год	5^-	49	$^{241}\text{Am}(n, \gamma)$	54	195

Изомеры ^{177m}Lu и ^{242m}Am имеют время жизни намного большее, чем их основные состояния. Соответственно, ядра в основном состоянии присутствуют в изомерном образце только в качестве равновесного дочернего продукта. Это делает такие источники практически чисто изомерными образцами в отличие от изомеров $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$. Основные состояния последних стабильны и накапливаются в большем количестве, чем изомеры, при получении данных нуклидов в ядерных реакциях. Присутствие ядер в основном состоянии может быть помехой для осуществления некоторых экспериментальных схем. К тому же отделение изомера от основного состояния не достигается при масс-сепарации, а обсуждавшиеся в литературе новые подходы, например с использованием резонансной ионизации лазерным излучением, развиты только в опытном варианте.

^{177m}Lu может быть накоплен в количестве около 10 мг, если 10 г стабильного ^{176}Lu поместить на месяц для облучения умеренным потоком нейтронов порядка $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Существуют и более высокопоточные реакторы. После накопления потребуются, конечно, масс-сепарация, чтобы отделить накопленный продукт от большого количества исходного материала мишени — ^{176}Lu . Если понадобятся весовые количества ^{177m}Lu или ^{242m}Am , то возникнет необходимость оптимизации технических методов и решения инженерных задач для их получения. Однако физические основы и принципы таких работ можно считать выясненными и не требующими новых научных исследований.

Подобная ситуация имеет место также в случае некоторых других долгоживущих изомеров, которые могут быть получены с хорошим сечением в реакции радиационного захвата нейтронов. Согласно табл. 1 это могут быть такие изомеры, как ^{108m}Ag , ^{110m}Ag , ^{121m}Te , ^{123m}Te , ^{166m}Ho , ^{186m}Re и ^{192m}Ir . Их общий с ^{242m}Am недостаток состоит в относительно невысокой энергии возбуждения изомерного состояния, варьирующейся от 100 до 300 кэВ. Соответственно, и удельная энергия, которая может быть запасена на единицу веса этих изомеров, заметно меньше, чем в случае $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$.

Таким образом, для одной группы изомеров проблема получения решается относительно легко с помощью стандартных облучений в реакторе. Но они, к сожалению, характеризуются не самым высоким значением удельной энергии. Другая группа состоит из $^{178m2}\text{Hf}$, $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{177m}Lu , их энергия возбуждения, около 1 МэВ и выше, обеспечивает удельную энергию $> 0,5$ ГДж/г. Однако возможность получения изомеров Hf в весовом количестве не была детально изучена в прошлые годы, и поэтому нами была поставлена серия экспериментов по измерению выходов изомеров этой группы в различных реакциях.

Надо признать ^{177m}Lu принадлежащим одновременно и к первой, и ко второй группе, так как он может быть накоплен в реакторе и вместе с тем обладает достаточно высокой энергией возбуждения — 0,97 МэВ. ^{242m}Am

можно считать еще одним исключением, потому что сечение образования его в (n, γ) -реакции аномально велико по сравнению с другими изомерами. Особый случай — это ^{180m}Ta — единственный стабильный изомер, распространенный в природе. Для этого изомера ранее удалось провести подробное исследование триггеринга под действием фотонов, и было показано [7], что успешная стимуляция распада ^{180m}Ta с выделением энергии требует жесткого γ -излучения с энергией > 1 МэВ при достаточно высокой плотности потока фотонов. Такие параметры не позволяют рассматривать ^{180m}Ta в качестве перспективного ядра ни для создания управляемого источника γ -квантов, ни в качестве энерговыделяющего элемента, если не будет разработан более эффективный метод триггеринга, чем реакция (γ, γ') .

Давайте дифференцируем теперь две возможности использования изомерных состояний: 1) как вещества, способного давать вспышку жесткого γ -излучения при успешной стимуляции, и 2) вещества, способного аккумулировать и отдавать энергию в форме не обязательно γ -лучей, но и более мягкого рентгеновского излучения или β -частиц. Второй вариант не хуже первого при постановке задачи создания энергетического аккумулятора, и он позволяет расширить круг изомеров — кандидатов на практическое использование.

Положение изомерных состояний $^{178m2}\text{Hf}$, $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{177m}Lu высоко по энергии, их высокий спин и схема нижележащих уровней обеспечивают их преимущество как рабочего вещества, потенциально пригодного для осуществления первой схемы, т. е. создания импульсного γ -источника. Действительно, после успешной стимуляции энергия и спин изомера должны быть унесены каскадом γ -квантов при средней множественности $M_\gamma \approx 5-10$ и средней энергии $E_\gamma \approx 200-300$ кэВ. Однократный переход не способен удовлетворить требованиям сохранения углового момента. Таким образом, выход квантов велик, а излучение — коротковолновое, в соответствии с потребностью генерировать импульсы проникающей радиации.

Другой пример — это ^{242m}Am . После возбуждения уровня, близкого к изомеру, может быть выделена энергия около 50–100 кэВ, но γ -переходы будут полностью конвертированы при малой вероятности излучения квантов. Это не удовлетворяет требованиям, предъявляемым к интенсивному источнику γ -лучей, но не является недостатком с точки зрения энерговыделения. Более того, разрядка изомера ведет к заселению ^{242}Am в основном состоянии, который распадается с коротким периодом $T_{1/2} = 16$ ч и выделяет среднюю энергию на распад около 0,7 МэВ. Таким образом, можно хранить энергию в форме долгоживущего ($T_{1/2} = 141$ год) изомера ^{242m}Am , а затем искусственно стимулировать достаточно быстрое ее выделение. Впервые интерес к использованию изомеров ^{177m}Lu и ^{242m}Am был аргументирован в [3], и работы по исследованию ^{177m}Lu были начаты во Франции [13–15]. В настоящее время нам стало ясно, что ^{242m}Am — это не единственный изомер, который

может быть использован в качестве аккумулятора, высвобождающего энергию радиоактивного распада дочернего короткоживущего ядра после триггеринга. Примеры таких изомерных состояний даны в табл. 2.

Таблица 2. Свойства изомерных и основных состояний ядер

Свойство	Нуклид				
	¹⁰⁸ Ag	¹⁶⁶ Ho	¹⁷⁷ Lu	¹⁸⁰ Ta	²⁴² Am
$T_{1/2}$ изомера	418 лет	1200 лет	161 сут	$> 10^{15}$ лет	141 год
$T_{1/2}$ осн. сост.	2,37 мин	26,8 ч	6,7 сут	8,15 ч	16 ч
Q_{β} , МэВ	1,64	1,85	0,5	0,7	0,66
Q_{EC} , МэВ	1,92	—	—	0,5	0,73

По данным табл. 2 видно, что энерговыделение более 0,5 МэВ является типичным, а ¹⁶⁶Ho с его $Q_{\beta} = 1,85$ МэВ кажется наилучшим кандидатом. Предложения использовать ^{166m}Ho и ^{108m}Ag впервые были высказаны в работах Дж. Дж. Кэрролла.

Таким образом, мы выделили две группы изомеров, обладающих оптимальными свойствами или для импульсного γ -излучения, или для стимулированного энерговыделения. Нужно сказать, что в контексте обсуждаемых проблем еще одна группа (третья) может представлять интерес, а именно короткоживущие изомеры в стабильных изотопах, которые можно использовать в тестовых экспериментах по изучению K -запрещенных переходов.

С точки зрения физической теории заселение изомера с высокими значениями I и K , если стартовать с ядра в основном состоянии, эквивалентно триггерингу изомера с переходом на основное состояние. Это прямой и обрат-

Таблица 3. Свойства ядер, удобных для тестовых экспериментов

Изотоп	Естественное содержание, %	Спин и четность I^{π}	Свойства изомерного состояния		
			E^* , кэВ	I^{π}	$T_{1/2}$
¹⁹³ Ir	62,7	$3/2^+$	80	$11/2^-$	10,5 сут
¹⁸⁹ Os	16,1	$3/2^-$	31	$9/2^-$	5,7 ч
¹⁷⁶ Lu	2,6	7^-	123	1^-	3,7 ч
¹²⁵ Te	7,14	$1/2^+$	145	$11/2^-$	57,4 сут
¹¹⁹ Sn	8,6	$1/2^+$	89	$11/2^-$	293 сут
¹⁰⁹ Ag	48,2	$1/2^-$	88	$7/2^+$	40 с
¹⁰⁷ Ag	51,8	$1/2^-$	93	$7/2^+$	44 с
¹⁰³ Rh	100	$1/2^-$	40	$7/2^+$	56 мин
⁸³ Kr	11,5	$9/2^+$	42	$1/2^-$	1,83 ч

ный процессы, вероятности которых связаны согласно принципу детального баланса. Изучая сечение заселения изомера, можно сделать выводы и о сечении его стимуляции. Такие эксперименты являются модельными для триггеринга, и они имеют преимущество, поскольку гораздо легче ставить эксперимент, облучая стабильную мишень и регистрируя наведенную активность, чем облучать радиоактивное вещество и детектировать мгновенную радиацию переходов на основное состояние. Итак, к третьей группе относятся ядра, основное состояние которых стабильно, а изомерный уровень лежит при невысокой энергии возбуждения и обладает периодом полураспада и другими свойствами, удобными для его наблюдения с помощью метода активации. Некоторые такие ядра и их свойства даны в табл. 3.

При изучении новых методов стимуляции полезно использовать подобные модельные эксперименты прежде, чем переходить к работам с изомерными мишенями — реальными кандидатами на практическое применение.

2. НАБЛЮДЕНИЕ ТРИГГЕРИНГА ИЗОМЕРОВ ЧЕРЕЗ УРОВНИ С $E^* > 1$ МэВ

Впервые разрядка изомера ^{180m}Ta с заселением основного состояния была обнаружена [16] методом активации при облучении естественного Ta тормозным излучением с граничной энергией от 2,5 до 4 МэВ. Впоследствии успешный триггеринг ^{180m}Ta был воспроизведен несколькими группами, в том числе в Дубне, Венгрии и Германии. Несколько лет назад был осуществлен предельно чувствительный эксперимент [7] с использованием изотопически обогащенной мишени из ^{180m}Ta и высокой интенсивности тормозного излучения на ускорителе «Динамитрон» в Штутгарте. Удалось наблюдать стимуляцию ^{180m}Ta с малым выходом при понижении энергии тормозного излучения до 1 МэВ. Более низкие энергии не позволяли уверенно детектировать триггеринг, так как выход активности ^{180}Ta (8,15 ч) становился ниже предела чувствительности измерений.

На рис. 1 показана зависимость вероятности разрядки изомера ^{180m}Ta от энергии возбуждения ядра, рисунок построен по данным работ [7–9]. Значения вероятности сильно убывают с уменьшением энергии и становятся равными $\ll 1$, т. е. в большинстве случаев возбужденные уровни распадаются обратно на изомерный уровень, с которого стартовала реакция поглощения фотона. Все же наблюдаемый выход основного состояния доказывает, что даже при $E^* = 1$ МэВ ветвь распада на основное состояние не равна нулю. Оставался, однако, вопрос, какой именно уровень служит «активационным», т. е. связан переходами и с основным, и с изомерным состоянием. Такой уровень можно считать имеющим примесь « K -смешанной» волновой функции. Детальная спектроскопия полос в ядре ^{180}Ta была осуществлена ранее в [17]

методом «in-beam» гамма-спектроскопии на пучке тяжелых ионов. Много коллективных полос было идентифицировано, уровни определены в отношении их позиции, спина и четности. Было важно понять, какие из них служат «активационными», или «триггеринг-уровнями». В [18] предложена интерпретация, согласно которой триггеринг происходит через уровни с $I^\pi = 8^+, 9^+, 10^+$ полосы с $K = 5$. Спин и четность этих уровней разрешают $E1$ -переход с изомерного состояния при поглощении тормозного фотона, а конфигурация $K = 5$ обладает, видимо, примесью K -смешанной волновой функции, так что имеет место связь одновременно с состояниями $K = 9$ и $K = 1$.

Мюнхенской группой впервые было предложено использовать другой электромагнитный механизм для стимуляции изомеров, а именно кулоновское возбуждение на пучке тяжелых ионов. Результаты для ^{180m}Ta опубликованы в [19, 20]. Спектроскопия уровней методом кулоновского возбуждения дает возможность определить не только энергию уровней, их спин и четность, мультипольность переходов, но и приведенную вероятность переходов, что необходимо для оценки эффективности триггеринга через возбуждение тех или иных конкретных уровней. Интерпретация данных позволила авторам [19, 20] сделать выводы, что триггеринг происходит посредством $E3$ -возбуждения уровней полосы с $K = 7$, что необходима энергия возбуждения $E^* > 1,1$ МэВ, а полоса с $K = 5$ также участвует в процессе разрядки к основному состоянию. В этом смысле нет противоречия с выводами [18], хотя отличия в деталях, возможно, имеют место, так как кулоновское возбуждение обладает некоторыми особенностями по сравнению с реакцией поглощения фотона ядром. Возможная схема [20] стимуляции ^{180m}Ta посредством $E3$ -кулоновского возбуждения приведена на рис. 2.

Результаты [16–20], полученные для электромагнитной стимуляции изомера ^{180m}Ta , имели существенное значение в методическом отношении и способствовали развитию исследований ядерных реакций с изомерами. Здесь уместно упомянуть работу [21], в которой впервые были изучены некоторые ядерные реакции с изомером $^{178m2}\text{Hf}$. В дальнейшем данный изомер стал предметом работ по поиску вынужденной разрядки изомеров, поскольку его

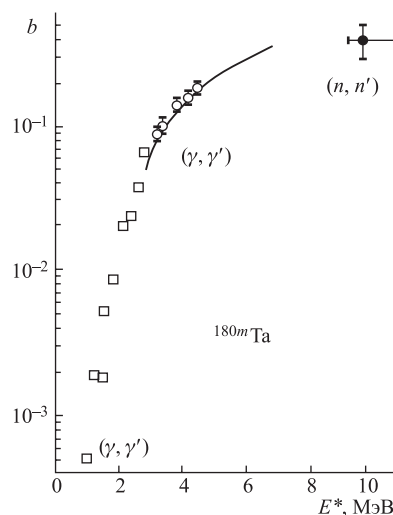


Рис. 1. Вероятность ветви разрядки изомера ^{180m}Ta к основному состоянию по результатам измерений в реакциях (γ, γ') [7, 8] и (n, n') [9]

свойства казались более обещающими, чем ^{180m}Ta . В практическом смысле триггеринг ^{180m}Ta фотонами с энергией > 1 МэВ не выглядит высокоэффективным процессом. Действительно, выделение изомерной энергии 75 кэВ недостаточно эффективно, если требует затраты > 1000 кэВ на возбуждение. Полный выигрыш в энергии будет абсолютно незначительным, если учесть

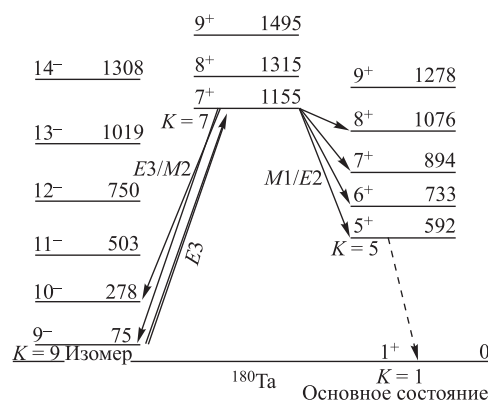


Рис. 2. Схема девозбуждения изомера ^{180m}Ta через уровни полос с $K = 7$ и $K = 5$, предложенная авторами [20] на основе экспериментов по кулоновскому возбуждению

низкую вероятность триггеринга при $E^* \sim 1000$ кэВ и технические коэффициенты полезного действия установок. Тем не менее ^{180m}Ta может оказаться не хуже других изомеров в том случае, если будут найдены более эффективные, чем фотопоглощение, механизмы стимуляции. Такие предложения обсуждаются ниже. Но и в этом варианте нужно рассчитывать, скорее, на энерговыделение при распаде дочернего ^{180}Ta (8,15 ч), а не на прямое выделение изомерной энергии. Данная схема описана выше.

К экспериментам по триггерингу при высоких возбуждениях можно отнести также работы по кулоновскому возбуждению ^{178}Hf с заселением $m2$ -состояния того же ядра. Стабильный ^{178}Hf в основном состоянии был использован в качестве мишени [22] или в качестве бомбардирующей частицы [23]. При энергии пучка заметно ниже кулоновского барьера взаимодействия ядер наблюдалась активация 16^+ $m2$ -состояния, а также γ -переходы по полосе, построенной на этом состоянии. Таким образом, в процессе кулоновского возбуждения был выявлен переход с основного состояния и его полосы ($K = 0$) на полосу с $K = 16$. Этот процесс равнозначен триггерингу состояния с $K = 16$ на $K = 0$, а немалое сечение отвечает оценке силы такого перехода на уровне около одной вайскопфской единицы, т. е. типичной силы одночастичного перехода в ядре. Следует вывод, что K -запрет существенно ослабляется для переходов с высокоспиновых ($I > 12$) уровней основной полосы. Рост K -смешивания затем интерпретирован как проявление триаксильности для быстровращающихся ядер.

Эти результаты привели нас к предложению о получении $^{178m2}\text{Hf}$ в виде ускоренного пучка ионов для наблюдения триггеринга изомера при кулоновском возбуждении через полосу основного состояния с выделением полной энергии. Данный эксперимент предложен и количественно просчитан в [24],

он не кажется очень простым, но может быть реально осуществлен при умеренном расходе изомерного материала и разумной стоимости. Если предложенный в [23] механизм процесса правильный, то можно рассчитывать на использование состояния 14^+ в полосе основного состояния ^{178}Hf в качестве «триггеринг-уровня». Это означало бы стимуляцию с относительно небольшой затратой энергии, так как уровень 14^+ , $K = 0$ расположен выше изомера на 331 кэВ. На рис.3 показаны полосы основного состояния и изомера в ^{178}Hf и переходы, соединяющие их. Выделенная энергия после триггеринга составит $(2446 + 331)$ кэВ, т.е. эффективность энерговыделения намного выше, чем в случае стимуляции изомера ^{180m}Ta . Измеренная методом кулоновского возбуждения приведенная вероятность перехода может быть затем использована для оценки интегрального сечения стимуляции на пучке фотонов, а также выхода реакции при известной спектральной плотности потока стимулирующей радиации.

Возможный триггеринг $^{178m2}\text{Hf}$ при энергии возбуждения 331 кэВ не противоречит наблюдениям, сделанным в 1996–1997 гг. в ходе работ по неупругому рассеянию ионов ^4He на изомерной мишени. Последний эксперимент был организован международной «коллораацией по Hf» на тандем-ускорителе в Орсе с использованием полупроводникового спектрометра α -частиц, включенного на совпадения с многодетекторной γ -установкой «Crystal-Castle». Ставилась задача наблюдения множественного каскада γ -лучей после триггеринга изомера при неупругом рассеянии. Результаты этих опытов не были, к сожалению, доведены до окончательного вида и публикации, но были получены указания на триггеринг через уровень, лежащий на 300–400 кэВ выше изомера $^{178m2}\text{Hf}$.

Как упоминалось выше в настоящем обзоре, а также в ряде предшествующих работ, проблема K -смешивания является ключевой для осуществления триггеринга изомеров деформированных ядер. В них K -запрет отвечает за

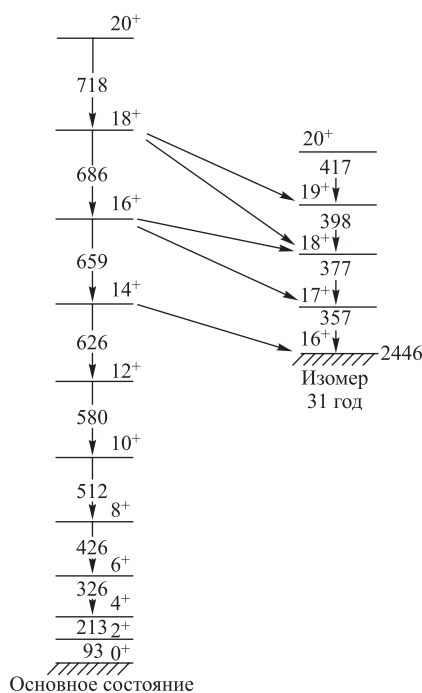


Рис. 3. Ротационные полосы в ядре ^{178}Hf , построенные на основном и изомерном $m2$ состояниях, а также переходы между полосами [27]

структурное несовпадение волновых функций и торможение темпа переходов. Впервые плотность K -смешанных уровней была оценена в [9] на основе измерений вероятности триггеринга ^{180m}Ta в (γ, γ') - и $(n, n'\gamma)$ -реакциях. Было показано, что K -смешивание резко нарастает с увеличением энергии возбуждения ядра. В принципе, это не противоречит систематике K -запретов (см. рис. 4), построенной в то же время для группы изомеров в деформированных ядрах от Hf до Os [10].

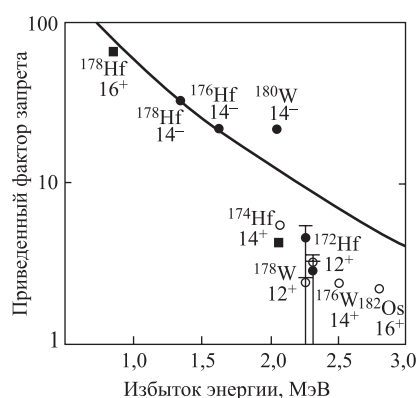


Рис. 4. Систематика приведенных факторов запрета при распаде K -изомеров в ядрах Hf–Os в зависимости от избытка E^* над ираст-линией [10]

за счет центробежного барьера при распаде высокоспинового состояния $I^\pi = 16^+$, и наблюдаемый парциальный период полураспада оказался около $2,5 \cdot 10^{10}$ лет. Но после учета подавления распада за счет разности спинов ΔI начального и конечного состояний невысокий фактор остается на долю запрета в результате разности ΔK . Возможно, здесь есть корреляция с ослаблением K -запрета в реакции кулоновского возбуждения.

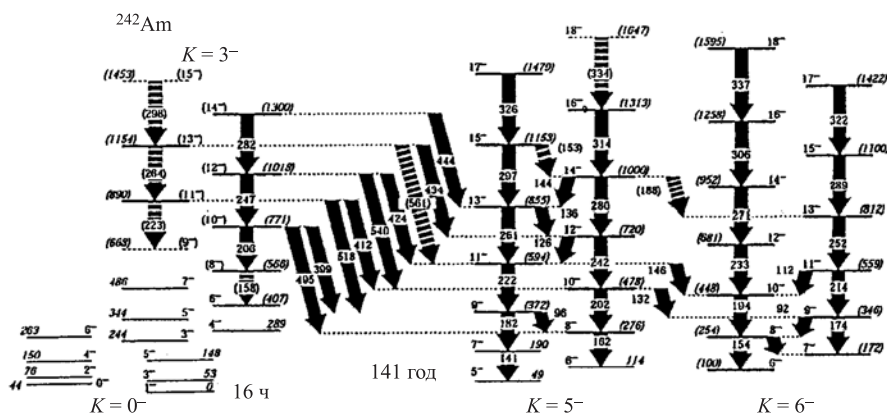
Кулоновское возбуждение может быть применено и в других схемах для исследования других изомеров. В 2004 г. мы предложили исследовать кулоновское возбуждение изомерной мишени ^{242m}Am , и соответствующие предложения были подготовлены в сотрудничестве с Янгстаунским и Рочестерским университетами и направлены в Аргоннскую национальную лабораторию в США. Эксперимент был осуществлен на ускорителе ATLAS в 2005 г. на установке «GammaSphere», включавшей в себя около 100 Ge γ -детекторов в комбинации с детектором рассеянных ионов ^{40}Ar . 4π -геометрия для заряженных частиц была обеспечена с помощью многосекционного детектора «Chico», созданного в Рочестере. Мишень ^{242m}Am была изготовлена в Ливерморской национальной лаборатории. Такой масштабный эксперимент

Недавно новое усиление K -смешивания было обнаружено [23] в зависимости от углового момента ротационных уровней, а не от тепловой энергии возбуждения. Проблема K -смешивания еще не выяснена в деталях, несмотря на появление некоторых интересных работ, как теоретических, так и экспериментальных.

Одной из таких работ стало обнаружение ветви α -распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$, доложенное в 2006 г. [25]. Хотя эта работа не касается триггеринга $^{178m2}\text{Hf}$, в ней сделан вывод о довольно слабом проявлении K -запрета в α -распаде, и, следовательно, она имеет отношение к проблеме K -смешивания. Конечно, α -распад сильно подавлен

оказался, конечно, успешным [26]. Было обнаружено множество новых, ранее неизвестных γ -переходов, построена схема переходов, идентифицирован ряд новых коллективных полос.

Предварительная схема уровней [26] показана на рис. 5, задача спектроскопического исследования ядра ^{242}Am , таким образом, успешно решается, полная публикация будет подготовлена. Надо сказать, что, несмотря на долгий период полураспада (141 год) изомера ^{242m}Am , спектроскопические работы были развиты недостаточно, и схема уровней была довольно бедной по сравнению с другими стабильными или долгоживущими ядрами. Вместе с тем проблема триггеринга ^{242m}Am при низких возбуждениях еще не получила завершения и после проведения эксперимента [26]. Матричный элемент перехода $5^- \rightarrow 3^-$ с энергией 4,2 кэВ пока не был определен прямым образом, однако обнаружено много других K -запрещенных переходов, так что интересующий нас переход тоже может характеризоваться не очень высоким фактором запрета. Мультидетекторная установка «Gammasphere» особенно эффективна при энергиях γ -квантов больше 100 кэВ, также могут быть получены некоторые сведения о коэффициентах конверсии. Но регистрация γ -лучей в диапазоне около 50 кэВ затруднена, в частности, из-за высокого фона характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого как при спонтанном распаде ^{242m}Am , так и под действием бомбардирующей мишень тяжелых ионов. Непрямое заселение уровня 3^- было, тем не менее, зафиксировано в [26], но для практических целей более важен прямой переход с энергией 4,2 кэВ.



ядерного излучения, если ядра включены в решетку монокристалла и возбуждаются каналирующими релятивистскими ионами. Такая схема не связана с триггерингом изомеров, но генерация когерентного излучения может рассматриваться как необходимый шаг на пути к созданию γ -лазера на ядерных уровнях.

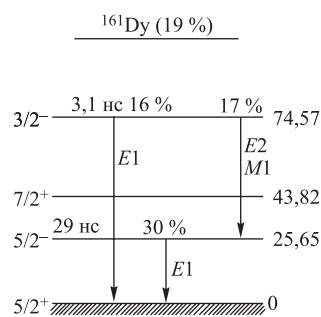


Рис. 6. Схема уровней ядра ^{161}Dy . Рисунок построен на основе табличных данных [11], особенности схемы обсуждаются в [27]

Такая мультипольность нижних переходов является, скорее, исключением из правил, поэтому ^{161}Dy — в своем роде уникальное ядро.

Из теории кулоновского возбуждения ядер [28] известно, что сечение процесса $E1$ -возбуждения резко возрастает при малых углах рассеяния, если параметр ξ близок к нулю. Уровни ^{161}Dy расположены невысоко по энергии, и ξ практически равен нулю при высокой энергии бомбардирующих частиц. Таким образом, при каналировании будет иметь место большая вероятность возбуждения, несмотря на далекие прицельные параметры столкновений. Высокая, релятивистская энергия пучка полезна также для несильного повреждения кристаллов пучком и для обеспечения мессбауэровского характера каналирования.

В [27] показано, что когерентные фазы возбуждения ядра и излучения квантов в переднем направлении возникают при соблюдении условия фазировки

$$2\pi(n-1) = 5,068 \cdot 10^2 E_\gamma d \frac{(1-\beta)}{\beta}, \quad (1)$$

где E_γ — энергия перехода в МэВ; d — межатомное расстояние вдоль кристаллографической оси в \AA ; $\beta = v/c$ — релятивистский параметр бомбардирующей частицы; n — порядок гармоники возбуждения. Условие (1) определяет резонансное значение β или энергии иона, при котором имеет место возбуждение, когерентное по фазе с излучением.

Следовательно, могут быть выбраны условия, при которых вся цепочка атомов возбуждается и излучает когерентно. Соответствующая вероятность генерации излучения сильно возрастает из-за суммирования амплитуд ансамбля атомов в цепочке кристалла. Можно думать, что вероятность γ -эмиссии может приближаться к единице на один каналирующий ион. Конечно, это дело эксперимента — показать работоспособность такой схемы, но согласно нашим оценкам энергия тяжелых ионов около 1 ГэВ/нуклон, имеющаяся в распоряжении в Дармштадте, может быть достаточной для тестового экспе-

римента. Кроме того, можно усмотреть аналогию с коллективным мессбауэровским излучением, обнаруженным ранее [29] при когерентном рассеянии синхротронного излучения в кристалле. Отличие в том, что мы говорим здесь о ядерном излучении, а в [29] наблюдалось брэгговское рассеяние.

Таким образом, ряд работ по возбуждению ядер кулоновским полем, или под действием фотонов немалой энергии, или в других ядерных реакциях уже обеспечил некоторый объем научных знаний, необходимых, но недостаточных для создания управляемых ядерных элементов с целью генерации импульсов излучения или энерговыделения. Реальные практические применения просматриваются пока только в далекой перспективе, предстоит провести огромный объем исследовательских работ, прежде чем будут выяснены основные особенности схем таких установок.

3. ПОПЫТКИ ИСПОЛЬЗОВАТЬ В КАЧЕСТВЕ СТИМУЛА ИЗЛУЧЕНИЕ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

В литературе можно найти теоретические и экспериментальные работы о возможном влиянии внешних воздействий на распад ядерных состояний. Достаточно давно был установлен факт реального воздействия химического окружения на темп электронного захвата. Но эффект не превышает 10^{-4} от значащей величины периода полураспада и не представляет интереса для обсуждаемой здесь проблемы. Другое традиционное направление — это исследования эффекта Мессбауэра, когда резонансное поглощение γ -квантов оказывается существенно зависящим от кристаллической структуры и температуры образца, в который включены излучающие и поглощающие ядра. Это направление науки хорошо развито, и оно может иметь значение при проработке предполагаемых схем гамма-лазера. Возможность влиять на ядерные процессы с помощью оптических и радиочастотных излучений через заселение уровней сверхтонкой структуры обсуждалась многими авторами. Вводную информацию и ссылки можно найти, например, в [2, 30, 31]. Теоретический подход к проблеме ускорения запрещенных переходов под действием внешнего излучения был предложен много лет назад в [32], в частности, в случае β^- -распада.

Недавно появились отдельные экспериментальные работы об изменении темпа β^- -распада под действием электронного пучка, но не было подтверждения в виде развернутой публикации. Еще более экзотическими кажутся работы об управлении распадом с помощью внешних экранов, содержащих большое количество ядер-продуктов распада, или вращающихся масс, расположенных вблизи источника. Подобная тематика не прояснена ни теоретически, ни экспериментально.

В данном обзоре мы намерены остановиться на экспериментальных попытках наблюдения триггеринга долгоживущих изомеров под действием электромагнитного излучения от внешних источников или благодаря атомным переходам после глубокой ионизации атомных оболочек, окружающих изомерное ядро.

В общем, можно выделить несколько различных экспериментальных методов, которые применимы для регистрации событий индуцированного высвобождения энергии изомеров. Среди них:

1. Регистрация короткоживущих продуктов, возникающих после стимуляции стабильного изомера. Это так называемый активационный метод, применявшийся, например, в экспериментах с ^{180m}Ta .

2. Детектирование под пучком увеличения интенсивности спонтанной эмиссии благодаря распадам, вызванным внешним облучением, подобно работе, выполненной с $^{178m2}\text{Hf}$.

3. Регистрация новой γ -линии, соответствующей триггеру распада, которая не проявляется при спонтанном распаде изомера.

4. Детектирование уникального γ -каскада, сопровождающего триггерные события, который существенно отличался бы от каскадов спонтанного распада.

5. Регистрация потерь изомерной активности в результате «сжигания» при интенсивном облучении.

6. Детектирование увеличения интенсивности радиации дочернего продукта после «сжигания» изомера с переходом на радиоактивный уровень.

Перечисленные методы относятся только к способам наблюдения триггеринга, а физические методы воздействия на изомеры требуют более детального обсуждения. Практическое применение изомеров ставит задачу использования портативных, недорогих источников стимулирующей радиации. Традиционные ускорители, имеющиеся в физических лабораториях и используемые для изучения ядерных реакций, конечно же, не удовлетворяют этим требованиям. Отсюда понятно, почему первая публикация [33] далласской группы о наблюдении триггеринга $^{178m2}\text{Hf}$ с помощью малой рентгеновской трубки была встречена с энтузиазмом. Это выразилось в серии публикаций в околонулевой и популярной литературе, где обсуждались фантастические примеры применения изомеров в качестве источника энергии авиационных и ракетных двигателей или в качестве взрывчатого вещества большой мощности, см., например, [34]. Как и следовало ожидать, эйфория обернулась разочарованием; недавно американская журналистка Ш. Вайнбергер опубликовала книгу «Мнимое оружие» [35], где описала историю дискуссий по проблеме изомера гафния как масштабную мистификацию, развернутую по инициативе Пентагона. В книге описывается роль многих реальных лиц — как ученых, так и видных чиновников, отвечающих за одобрение проектов и расходование фондов.

Сегодня кажутся нелогичными эти колебания от энтузиазма к полному развенчанию. На самом деле, как и многие научные проблемы, триггеринг изомеров требует глубоких исследований, без ожидания скорых успехов или немедленной отдачи. Задача остается интересной, разумное финансирование необходимо, но не только объем вложенных средств будет решающим. Потребуется кропотливая работа и надежные результаты при исследовании новых подходов к триггерингу изомеров.

Тем не менее в настоящем обзоре мы должны характеризовать имеющиеся работы по триггерингу изомеров, поэтому вернемся к работе [33]. Было заявлено о наблюдении увеличения скорости счета в γ -линиях спонтанного распада $^{178m2}\text{Hf}$ при облучении источника рентгеновскими лучами с граничной энергией 90 кэВ. Эффект, однако, был мал и мог вообще отсутствовать, находясь в пределах статистической погрешности разностных измерений: с пучком и без пучка. К тому же настораживало то, что результат как раз соответствовал потребностям будущих приложений по применению изомера гафния. Понимание потребностей авторами имело место, но это никогда не гарантирует, что реальность оправдает желания людей. Поэтому результаты [33] многократно проверялись группой под руководством того же лидера, а также другими группами.

В несколько измененном составе авторы [33] впоследствии продолжали настаивать на наблюдении триггеринга $^{178m2}\text{Hf}$, предлагая новые варианты экспериментов, как то: использование синхротронного излучения в качестве стимула, поиск дополнительных линий в γ -спектрах под пучком, использование метода совпадений и измерения временных спектров. К настоящему времени известно более десяти публикаций данной группы на ту же тему, триггеринг всегда был подтвержден, хотя имеются даже внутренние противоречия между разными публикациями. Мы не намерены входить здесь во все детали, а рекомендуем обзор [5], где предложен полный анализ работ далласской группы.

Остановимся только на одной из последних публикаций [36], где сделано утверждение о наблюдении одиночных γ -квантов с энергией 2457,2 кэВ, которая соответствует полной энергии изомера (2446 кэВ) плюс энергия стимулирующего кванта синхротронного излучения. Такой одиночный квант должен был бы унести не только полную энергию, но и полный угловой момент возбужденного ядра, около 15 единиц. Как известно, гамма-переходы с мультипольностью 15 невозможны, а их наблюдение означает нарушение закона сохранения углового момента. Это ничем не лучше, чем нарушение сохранения энергии. Таким образом, выход за пределы физических законов не только отменяет работу [36], но и ставит под сомнение ранее опубликованные «экспериментальные» результаты той же группы. Попытки объяснений, что угловой момент передается атомным электронам, также не спасают ситуацию, см. теоретический анализ [37]. В самой работе [36] не было замечено

проявлений атомных возбуждений или ионизации. Остается вопрос, какая энергия передана электронам, если энергия одиночного кванта чуть ли не больше, чем полная энергия, имеющаяся у системы ядро плюс синхротронный квант.

Работа [36] продемонстрировала в явном виде ненадежность эффектов, заявляемых далласской группой. Поэтому остановимся ниже на других работах, предпринятых для наблюдения стимуляции изомеров рентгеновским излучением. Серия работ по воздействию синхротронного излучения на изотоп $^{178m2}\text{Hf}$ была выполнена на аргонском электронном синхротроне с целью проверки эффекта триггеринга. В работах принимали участие также специалисты из Ливермора и Лос-Аламоса. Итоговые результаты подведены в [38]. Эффект триггеринга не обнаружен на уровне сечений на 5–6 порядков ниже, чем сечение, доложенное авторами [33]. Исследованный диапазон энергии

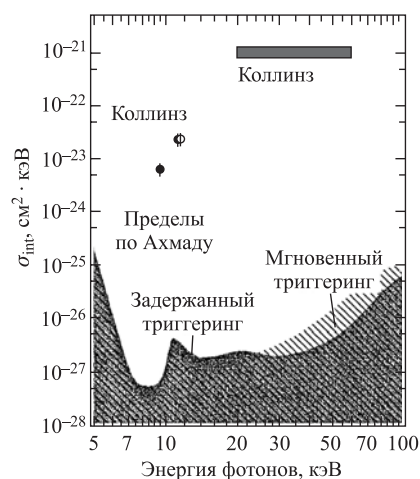


Рис. 7. Верхний предел интегрального сечения триггеринга изомера $^{178m2}\text{Hf}$ в зависимости от энергии квантов стимулирующей радиации [38]

L -оболочек атома Hf, включающего изомерное ядро. Уровень чувствительности эксперимента не столь хорош, как в аргонском эксперименте, но все же на несколько порядков глубже, чем в [33]. Эффект триггеринга не был обнаружен.

Группой из Янгстаунского университета, штат Огайо, была создана специальная мультidetекторная установка для наблюдения триггеринга изомера $^{178m2}\text{Hf}$ [40]. Установка «Mini-ball» включала в себя два Ge-детектора

стимулирующих квантов перекрывает широкий интервал, от 5 до 100 кэВ. Достигнутая верхняя граница интегрального сечения показана в зависимости от энергии на рис. 7, взятом из [38].

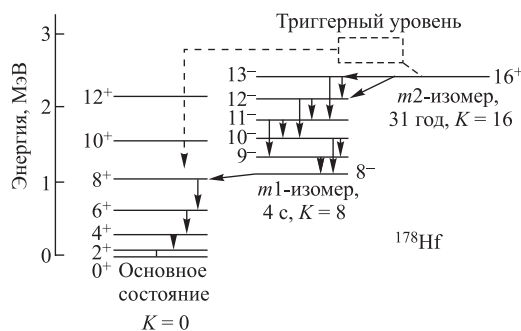
Еще раньше группой ученых из нескольких американских институтов была предпринята попытка [39] наблюдать триггеринг изомера $^{178m2}\text{Hf}$ с использованием синхротронного пучка на ускорителе в Брукхейвенской национальной лаборатории. Энергия пучка сканировалась с малым шагом, перекрывая области вблизи порогов ионизации L_1 -, L_2 - и L_3 -оболочек атома Hf, а также в области от 12 до 13 кэВ. Последний интервал соответствует энергии изомерного перехода при спонтанном распаде $^{178m2}\text{Hf}$. Таким образом, сделана попытка наблюдать как прямую стимуляцию изомерного перехода, так и стимуляцию через ионизацию

γ -лучей и шесть быстрых больших ВГО-детекторов, перекрывавших телесный угол около 80% от 4π . Все детекторы были включены на совпадения, и это позволяло определить множественность и полную энергию каскада при отборе той или иной γ -линии с высоким разрешением с помощью Ge-детектора. Данная установка не сопоставима с крупными 4π γ -спектрометрами типа «Gammasphere» ни по возможностям, ни по размеру, ни по стоимости. Но «Mini-ball» может быть транспортирован и установлен на пучке любого ускорителя без какой-либо дополнительной работы по расширению стандартных кабин, где размещаются экспериментальные установки.

Два эксперимента были выполнены на синхротроне «Spring-8» в Японии при участии физиков из США, Японии, Тайваня и России. Обработка результатов еще продолжается, собран огромный массив данных, однако триггеринг изомера $^{178m2}\text{Hf}$ не обнаружен в явном виде. Подробное описание установки «Mini-ball» содержится в статье [41], предварительные результаты обсуждались в докладах Дж. Дж. Кэрролла на конференциях 2006–2007 гг. Поясним, однако, в чем состояла идея этого эксперимента и почему потребовалась специальная установка. Для этого надо начать со схемы распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$.

На рис. 8 показана схема спонтанного распада, а также предполагаемое заселение и распад некоторого гипотетического «триггеринг-уровня», расположенного выше изомера. Распад последнего уровня не обязательно должен следовать по тем же уровням и γ -переходам, что и спонтанный распад. Тогда после триггеринга могут появиться новые γ -линии и новые γ -каскады, и их регистрация окажется более чувствительным методом наблюдения триггеринга из-за отсутствия интенсивного фона спонтанной радиации. Это варианты 3 и 4 из перечня методов, приведенного выше.

Рис. 8. Схема распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$ на уровни полосы с $K^\pi = 8^-$, к изомеру $m1$ и затем на уровни основной полосы. Показан обходной путь, который, возможно, осуществляется при триггеринге [96]



Более детально можно пояснить, что спонтанный распад сопровождается эмиссией двух γ -каскадов последовательно: первый ведет к заселению $m1$ -изомерного уровня, имеющего период полураспада 4 с, а второй следует с задержкой уже после распада $m1$ -изомера. Каждый из каскадов имеет множественность $M_\gamma \sim 4$. После триггеринга, однако, распад может пойти другим

путем, минуя $m1$ -изомер. Тогда вся энергия изомера $m2$ и 16 единиц углового момента должны быть реализованы в одном каскаде, испускающемся мгновенно после триггеринга. Ясно, что такой каскад имеет множественность около восьми квантов и его можно легко выделить в присутствии фона от каскадов с $M_\gamma = 4$.

Созданный в Янгстауне «BGO-ball» не обладает высоким энергетическим разрешением, но позволяет отобразить каскад по множественности и оценить полную энергию каскада. На рис. 9 показан в виде двухкоординатной диаграммы спектр совпадений, зарегистрированных данной системой с источником $^{178m2}\text{Hf}$. По оси « y » отложена энергия в кэВ для сигналов с

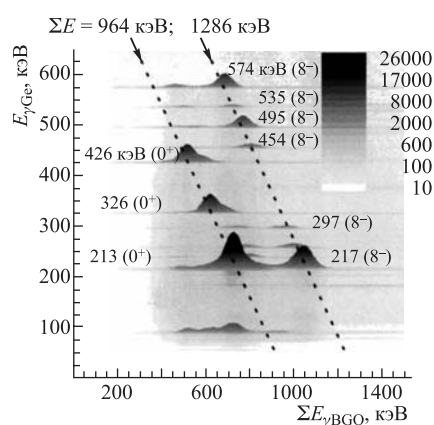


Рис. 9. Двухкоординатный спектр γ – γ -совпадений Ge-детектора с BGO-детекторами, полученный с источником $^{178m2}\text{Hf}$ (по результатам [41])

нальна расстоянию от начала координат до такой линии. Таким образом, система позволяет определить множественность каскада и его полную энергию. Следовательно, с помощью данного детектирующего устройства можно осуществить поиск событий триггеринга, если они, как показано на рис. 8, характеризуются высокой полной энергией и множественностью.

На ускорителе электронов «SPring-8» на энергию 8 ГэВ в Японии синхротронный пучок был сформирован так, чтобы сфокусировать его до размеров активного пятна $^{178m2}\text{Hf}$ на мишени, и положение пучка оптимизировалось по поглощению падающих фотонов в слое Hf. С помощью кристаллического монохроматора отбирались фотоны, энергия которых определена с точностью 1,5 эВ в области 9–10 кэВ. Затем производилось сканирование энергии с небольшим шагом и записывались спектры совпадений в форме диаграмм,

Ge-детектора, а по оси « x » — сумма амплитуд сигналов со всех BGO-детекторов. Разрешение Ge-детектора намного лучше, чем BGO, поэтому характеристическим γ -квантам, зарегистрированным в Ge-детекторе, отвечают узкие горизонтальные линии. Энергии γ -квантов указаны численно; отмечено, какому каскаду принадлежит каждая линия: или это каскад по уровням полосы основного состояния (0^+), или полосы, построенной на 8^- $m1$ -уровне. На рис. 9 видны, кроме того, локусы, соответствующие событиям, когда энергия каскада при спонтанном распаде полностью выделилась в детектирующей системе. Для каждого из двух каскадов эти локусы соединяются диагональной штриховой линией, и полная энергия пропорциональна

подобных представленной на рис.9. К сожалению, при разных энергиях пучка не удалось наблюдать заметного различия спектров, записанных «под пучком» и при его выключении. События с высокой полной энергией и множественностью появлялись редко. Если их принять за триггеринг, то сечение триггеринга оказывается весьма низким. К тому же они могут быть объяснены регистрацией космических лучей эффективным детектором. Результаты будут опубликованы.

Полученные скорее негативные результаты по стимуляции изомера $^{178m2}\text{Hf}$ фотонами с $E_\gamma \leq 100$ кэВ заставляют нас обратиться к предсказаниям теории. В работе [42] нами приведена формула для интегрального сечения (ICS) разрядки изомерного уровня с помощью перехода мультипольности $E\lambda$ на вышележащий триггерный уровень:

$$\text{ICS} = 1,786 \frac{(\lambda + 1)(2\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{197} \right)^{2\lambda+1} B(E\lambda \uparrow) \frac{\Gamma_{\text{de}}}{\Gamma_{\text{tot}}}, \quad (2)$$

где ICS выражено в МэВ · б, E_γ — в МэВ, приведенная вероятность перехода B в $e^2 \text{ Фм}^{2\lambda}$. Отношение ширины $\Gamma_{\text{de}}/\Gamma_{\text{tot}}$ отражает долю ветвления к основному состоянию при распаде триггерного уровня. Оценки по данной формуле дают величину на несколько порядков ниже тех, что были заявлены в [33] и в последующих публикациях той же группы. И это при том, что закладываются реалистические параметры для описания свойств гипотетического триггерного уровня. Данный результат теоретических оценок не противоречит анализу других авторов [43]. Это не кажется неожиданным, так как формула (2), в принципе, эквивалентна стандартным формулировкам, хотя и получена на основе других исходных положений. Для вывода формулы принято базироваться на известной формуле Брейта–Вигнера, используемой для описания ядерных резонансов. В нашей работе [42] показано, что практически тот же результат может быть выведен из формулы Блатта–Вайскопфа для абсолютной вероятности электромагнитного перехода (или темпа распада). Несомненно, это правильная теория, но ее практическое применение ограничено из-за неизвестных свойств потенциальных триггерных уровней, а именно величин $B(E\lambda)$ и отношения ширины. Часто даже нельзя сказать уверенно, может тот или иной уровень служить в качестве промежуточного для девозбуждения известного изомера или нет. Дело в том, что для определения количественных параметров требуются, как правило, специальные измерения, литературных данных не достаточно.

Несмотря на это, обсудим теперь схемы уровней других изомеров, в частности ^{177m}Lu , ^{242m}Am и $^{179m2}\text{Hf}$, с точки зрения перспективности триггеринга под действием фотонов. Изотоп ^{177m}Lu имеет энергию возбуждения 970 кэВ и распадается с периодом 161 сут в большинстве случаев (78 %) на изотоп ^{177m}Hf , живущий 1 с, и с вероятностью 22 % на основное состояние ^{177g}Lu , проходя каскад последовательных γ -переходов. ^{177g}Lu , в свою

очередь, имеет период полураспада 6,7 сут, и его β^- -распад сопровождается другим γ -каскадом.

Схематически распад ^{177m}Lu представлен на рис. 10. Три различных γ -каскада сопровождают изомерный переход с ^{177m}Lu и β^- -распады «*m*»- и «*g*»-состояний на уровни ^{177}Hf . Методами прецизионной γ -спектроскопии

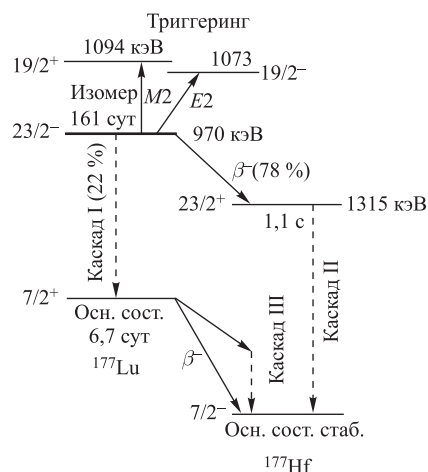


Рис. 10. Схема распада изомера ^{177m}Lu . Выделены три каскада γ -квантов, сопровождающие распад. Энергии уровней и другие детали можно найти в [11]

можно различить отдельные каскады и дифференцировать ветви распада самого ^{177m}Lu и его дочерних ядер. В стандартном подходе (см. выше метод 2) γ -кванты каскада I (рис. 10) должны быть усилены в результате стимуляции распада под пучком. Однако спонтанный распад ^{177m}Lu создает фон в 14 раз более высокий, чем в случае $^{178m2}\text{Hf}$, из-за короткого периода полураспада и при учете ветви каскада I. Более перспективным кажется применение метода 6.

Темп распада дочернего ^{177g}Lu , сопровождаемого каскадом III (рис. 10), должен быть усилен после недельного облучения на фактор, почти равный усилению каскада I под пучком. Это происходит потому, что триггерная разрядка изомера ведет к дополнительному накоплению ^{177g}Lu , которое со временем достигает равновесия, как и при заселении ^{177g}Lu в результате спонтанного распада материнского ядра ^{177m}Lu . В итоге усиление каскада III может быть измерено после облучения в условиях вне пучка. Гамма-спектроскопические измерения под пучком существенно осложнены фоновой загрузкой детектора из-за попадания прямых и рассеянных фотонов пучка. При высокой интенсивности облучения необходимы сложные системы коллимации и экранирования для того, чтобы защитить детектор от фоновой радиации.

Гамма-спектроскопия в условиях вне пучка намного удобнее, и при этом можно использовать потоки рентгеновского излучения, на порядки величины более высокие, помещая образец в непосредственной близости к источнику рентгеновских лучей. Выключение последнего снимает все проблемы фона, и никакого специального экранирования не требуется. Таким образом, свойства распада ^{177m}Lu удовлетворяют требованиям высокопоточного облучения, чтобы достичь той же или даже на порядки более высокой чувствительности в эксперименте по триггерному распаду, чем в известном слу-

чае $^{178m2}\text{Hf}$. В настоящее время в Янгстаунском университете создается установка β - γ -совпадений, предназначенная для выделения каскада III среди всех излучений, испускаемых источником ^{177m}Lu . В качестве стимулирующего излучения может быть использовано рентгеновское излучение с энергией вплоть до 400 кэВ и, в пределе, тормозной спектр линейного ускорителя электронов на энергию 2 МэВ.

Недавно было сообщено об эксперименте по триггерингу ^{177m}Lu [44] с помощью тормозных фотонов с граничной энергией 280 кэВ при использовании метода наблюдения 5. Эффект, выявленный авторами [44], невелик, и это не позволяет говорить о надежном наблюдении триггеринга ^{177m}Lu . По вопросу об уровнях-кандидатах на роль триггеринг-уровня в ^{177m}Lu ясности пока не достигнуто. Среди известных уровней такой кандидат не просматривается. Известен уровень ротационной полосы основного состояния со спином и четностью $19/2^+$, расположенный на 124 кэВ выше изомера, но электромагнитный переход подавлен правилами отбора по спину, четности и квантовому числу K . Трудно ожидать высокое значение матричного элемента. Известен также уровень $19/2^-$, лежащий на 103 кэВ выше изомера.

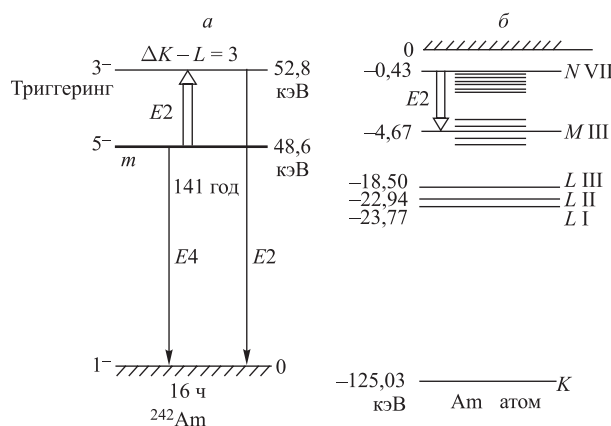


Рис. 11. Сопоставление энергий ядерных и атомных уровней в системе ^{242}Am [58]

Обсудим теперь уровни ядра ^{242}Am , показанные схематически на рис. 11, там же приведены уровни атомных оболочек в случае нейтрального атома с $Z = 95$. Об атомных переходах см. ниже. Долгоживущее изомерное состояние ($T_{1/2} = 141$ год) имеет низкую энергию возбуждения 48,6 кэВ и квантовые числа $I, K^\pi = 5, 5^-$. Триггерный уровень с K -смешанной волновой функцией может быть расположен достаточно высоко. Вместе с тем известно состояние $3, 0^-$ при $E^* = 52,8$ кэВ, т. е. только на 4,2 кэВ выше изомерного уровня. Этот 3^- -уровень нужно попытаться использовать как промежуточ-

ное состояние, если оно может быть возбуждено мягкими рентгеновскими лучами, стартуя с изомера. Вообще говоря, электрический квадрупольный переход с 5^- на 3^- -уровень может иметь низкую приведенную вероятность перехода $B(E2)$ из-за трехкратного K -запрета, ведущего к ослаблению перехода в 10^3 – 10^4 раз. Неясно, можно ли использовать 3^- -уровень как промежуточное состояние для триггерного распада изомера 5^- , так как неизвестна $B(E2)$ для перехода $5^- \rightarrow 3^-$. Было бы важно проверить экспериментально осуществимость такого перехода в ^{242m}Am , потому что после возбуждения уровень 3^- распадается мгновенно в основное состояние и изомерная энергия высвобождается в диапазоне коротковолновой радиации, $E_\gamma = 52,8$ кэВ. Также излучаются электроны конверсии и характеристические рентгеновские кванты. Изотоп ^{242m}Am имеется в распоряжении в количестве миллиграммов и доступен в порядке коммерческих поставок. Ясно, что огромное количество энергии запасено в форме изомерной энергии и энергии распада дочерних продуктов. Заметная мощность может быть высвобождена, если схема триггерного распада окажется осуществимой. И это несмотря на достаточно низкую удельную энергию на одно ядро ^{242m}Am , запасенную в изомерном образце.

В эксперименте по триггерингу ^{242m}Am , как и в других случаях, важно выделить эффект в присутствии фона спонтанного распада. Слабый темп распада (из-за большого периода) является преимуществом. Возможность наблюдать новую γ -линию (метод 3) также благоприятствует успеху эксперимента. Однако триггерная линия 52,8 кэВ сильно конвертирована, и это снижает чувствительность. При использовании γ -детектора высокого разрешения можно сделать попытку поиска γ -линии в присутствии фоновой радиации или применить метод 6 и искать увеличение дочерней активности после сеанса интенсивного облучения образца. В качестве дочерней радиации можно использовать K - X -лучи Pu, возникающие при распаде ^{242g}Am , или α -частицы из распада ^{242}Cm . В ходе экспериментальных работ должны быть оптимизированы реальные условия для надежного наблюдения триггеринга ^{242m}Am .

Как уже было упомянуто, в последнее время появились новые возможности исследования ядра ^{242}Am [26], поэтому можно думать, что свойства перехода $5^- \rightarrow 3^-$ с энергией 4,2 кэВ будут вскоре определены или методом спектроскопии на пучке тяжелых ионов, или в прямом эксперименте по триггерингу изомера ^{242m}Am .

Рассмотрим изотоп $^{179m2}\text{Hf}$, он распадается с периодом 25 сут, и это делает его не самым лучшим, но все же возможным кандидатом на использование в качестве аккумулятора энергии. До последнего времени был неясен вопрос о его получении, но недавние работы [45] показали, что $^{179m2}\text{Hf}$ можно накапливать в микрограммовом количестве при стандартных реакторных облучениях. Этого должно быть достаточно для экспериментальных работ по триггерингу. Схема уровней ^{179}Hf обладает некоторыми особен-

ностями, интересными для обсуждаемой проблемы, она показана на рис. 12. Уровень основной полосы (I) со спином $23/2^+$ перспективен для резонансного заселения из-за низкой мультипольности $E1$ -перехода с изомера, но требуется немалая величина резонансной энергии фотонов — 246 кэВ, что невыгодно с практической точки зрения. $M2$ -переход на уровень $21/2^+$, как известно, характеризуется сильным K -запретом — это изомерный переход. Если бы не это, он мог бы быть перспективен для использования в лазерной схеме, так как после резонансной индуцированной эмиссии происходит размножение фотонов с энергией 21 кэВ. Единственный путь для преодоления трудностей — это использование дополнительных внешних полей, например, мощного электромагнитного поля оптического лазерного излучения для ослабления запретов по квантовым числам углового момента I и K . Уровни полосы III, построенной на изомерном $m1$ -уровне в ^{179}Hf , могут быть благоприятны в отношении энергии переходов, но высокая мультипольность переходов не позволяет признать их перспективными.

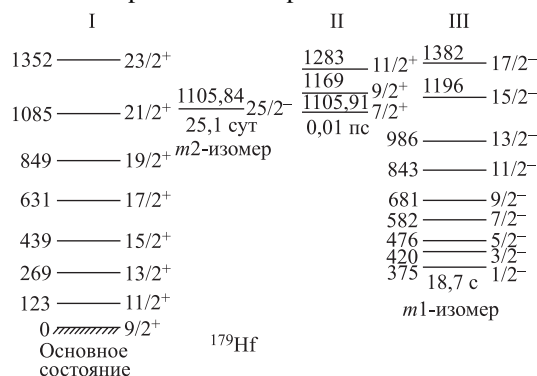


Рис. 12. Полосы уровней ^{179}Hf , которые могут заселяться при триггеринге изомера $^{179m2}\text{Hf}$ [11]

Особый интерес представляет уровень $7/2^+$ полосы II, расположенный всего на 70 эВ выше изомера. Конечно, разность спинов $\Delta I = 9$ настолько велика, что нельзя рассчитывать на стандартные электромагнитные процессы для его заселения. Однако низкая энергия, соответствующая ультрафиолетовому диапазону, кажется доступной для возбуждения в сложных процессах ионизации и высвечивания атомов. Когерентное оптическое излучение лазера также должно быть рассмотрено как путь для возбуждения переходов высокой мультипольности при энергии перехода в оптическом или ультрафиолетовом диапазоне. Уровень $7/2^+$ имеет малое время жизни и после заселения (если оно произошло) распадается с высоким энерговыделением 1,106 МэВ. Таким образом, $7/2^+$ мог бы быть идеальным уровнем для триггеринга при условии, что будет найден способ его заселения, если стартовать с изомера $^{179m2}\text{Hf}$.

Обнадёживает то, что понадобится не ядерная, а атомная техника для возбуждения перехода с энергией 70 эВ. В следующем разделе рассмотрены некоторые схемы для осуществления ядерных переходов с помощью атомных возбуждений.

4. ПЕРСПЕКТИВЫ СХЕМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЯДЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПОСРЕДСТВОМ ИОНИЗАЦИИ АТОМНЫХ ОБОЛОЧЕК

Во многих случаях ядерные переходы могут иметь энергию, сравнимую с переходами атомных электронов с одной орбиты на другую или из состояний сплошного спектра на вакансию в атомной оболочке. Возбуждение ядра за счет перехода электрона было впервые рассмотрено 50 лет назад, и этот процесс получил название NEET (аббревиатура из английского). С помощью механизма NEET могут быть возбуждены короткоживущие уровни и изомерные состояния, если стартовать с основного состояния, или триггеринг-уровни, если стартовать с долгоживущего изомерного состояния. Процессы с участием атомных электронов характеризуются менее жесткими ограничениями на мультипольность переходов, чем прямые γ -переходы, но определенные ограничения остаются и в этом случае. Закономерно, что многие изомерные переходы сильно конвертированы. Это потому, что внутренняя электронная конверсия γ -лучей является по сути процессом, обратным NEET, а изомерный переход, как правило, имеет высокую мультипольность. Соответственно, конверсия доминирует по сравнению с радиационным переходом.

Отсюда следует, в принципе, известный вывод о том, что процессы с участием атомных электронов могут быть полезны для триггеринга изомеров. Недавно автор [46] предложил считать перспективными для триггеринга не только NEET, но и внутреннюю конверсию с переходом электрона на связанное состояние, а также TEEN и другие более сложные процессы с участием атомных электронов. Представляется, что такие дополнительные возможности возникают как спутники базового процесса NEET, и ему следует уделить основное внимание. Дополнительные возможности могут быть полезны в некоторых специальных случаях, но на сегодня нельзя считать экспериментально проверенными даже применения основного процесса NEET.

В настоящем обзоре мы будем говорить в основном о применимости NEET для возбуждения и разрядки ядерных изомеров. К сожалению, обсуждение будет носить характер дискуссии о перспективных возможностях, поскольку твердых экспериментальных данных пока очень мало. Даже сам процесс NEET был надежно зафиксирован в экспериментах только в последние годы [47], а до того имелись теоретические работы и не очень надежные попытки наблюдать NEET в экспериментах. В статье [47] (см. также ссылки

в ней) показано, что в довольно благоприятном случае возбуждения первого уровня в ядре ^{197}Au за счет перехода электрона на вакансию в K -оболочке атома Au вероятность НЕЕТ составляет менее 10^{-7} на одну вакансию. Подобная шкала вероятностей, видимо, типична и для других систем, существуют теоретические работы, которые с успехом воспроизводят такие значения вероятности НЕЕТ.

Более подробное изучение НЕЕТ для ^{197}Au проведено теми же авторами, и недавно опубликованы интересные результаты [48]. Оказалось, что функция возбуждения НЕЕТ является острорезонансной, причем темп нарастания и спада сечения заметно выше, чем рост сечения фотоионизации K -оболочки. Кроме того, пик сечения НЕЕТ сдвинут относительно края K -ионизации на величину около 40 эВ. Обнаружена также тонкая структура функции возбуждения. Такие особенности требуют теоретического понимания, и в [49] сообщено об имеющихся результатах по интерпретации экспериментов [48]. Для практических целей, однако, особенно важным параметром является вероятность НЕЕТ, и ее величина осталась без изменений в [48] по сравнению с [47]. Развитие экспериментов и теоретических работ может привести к реалистическим оценкам этого параметра для разных ядерных переходов.

Хотя мы не ставим задачу полного цитирования литературы, имеющейся по атомно-ядерным переходам, и подробного рассмотрения механизма процессов, но для физического понимания следует прояснить некоторые основные положения. Это необходимо для дальнейшей оценки перспективности использования таких механизмов в решении задачи триггеринга изомеров. Существуют более узкоспециальные работы (см., например, обзор [46] и ссылки в нем). Здесь же мы касаемся в междисциплинарном подходе только вопросов, определяющих возможности применения изомеров как с точки зрения стимуляции их распада, так и их синтеза в достаточном количестве. Тем не менее важно понять, почему НЕЕТ имеет малую вероятность, а внутренняя конверсия γ -лучей высокую, несмотря на то, что амплитуды прямого и обратного процессов должны быть связаны.

Думается, что главными причинами малой вероятности НЕЕТ являются две следующие позиции:

- 1) несовпадение энергии атомного и ядерного переходов, что равносильно расстройке частот двух резонансных контуров;
- 2) несовпадение ширины резонансов (атомного и ядерного), что равносильно неполному резонансу между контурами с сильно отличающейся добротностью.

В случае НЕЕТ должен быть обеспечен резонанс между квантовыми переходами с уровня на уровень в ядерной и атомной системах. Естественно, строгие резонансные ограничения 1) и 2) имеют место. В случае электронной конверсии избыточная энергия ядерного перехода уносится в форме кинетической энергии электрона, т.е. атомный процесс в этом случае нерезо-

нансный. Отсюда ясно, что ограничения 1) и 2) не определяют вероятность электронной конверсии, в отличие от NEET. Следует важный вывод: высокая вероятность электронной конверсии доказывает эффективную связь между атомной и ядерной подсистемами. Когда нет каких-либо дополнительных ограничений, волновые функции ядра и атома могут быть объединены. В процессе NEET как раз упомянутые ограничения подавляют вероятность процесса. Нужно сказать, что в литературе довольно часто упоминается слабая связь (weak coupling) между ядром и атомом со ссылкой на локализацию волновых функций в разных по размеру объемах. Такой эффект должен иметь место, но, на наш взгляд, локализация существенно перекрывается длиной волны излучений при атомных и ядерных переходах, например γ -квант с энергией 10 кэВ имеет длину волны $\lambda \approx 0,2 \text{ \AA}$, т. е. много больше размера ядра.

Недавно было сформулировано новое предложение об использовании переходов с автоионизационных состояний в атоме для возбуждения ядер [50]. В отличие от классического механизма NEET разрядка автоионизационного состояния происходит с участием двух электронов, один из которых может забирать больше или меньше энергии в форме кинетической энергии при эмиссии на состояния сплошного спектра. Таким образом, процесс возбуждения ядра за счет атомных переходов перестает быть острорезонансным, соответственно, интегральный выход возбужденных ядер может существенно возрасти по сравнению с механизмом NEET. Эксперименты в этом направлении представляют интерес и могут быть перспективны для решения проблемы триггеринга изомеров.

Ниже мы остановимся на некоторых физико-технических вопросах, которые будут важны при реализации механизмов типа NEET в применении к конкретным изомерам с использованием определенных технических устройств, а именно мощных лазеров в оптическом диапазоне и современных ионных источников, обеспечивающих высокую степень ионизации атомов.

Сильная ионизация атомов в плазме и радиация плазмы могут быть использованы в качестве иницирующего агента для ядерных переходов не очень высокой энергии. Плазма, создаваемая при взаимодействии коротких мощных импульсов лазерного излучения с веществом, — это одно из наиболее перспективных направлений. В настоящее время созданы лазеры, дающие импульсы длительностью менее фемтосекунды (10^{-15} с) и импульсной мощностью более петаватта (10^{15} Вт). Когерентный характер излучения позволяет достигать амплитуды электрического поля лазерной волны на уровне мегавольт, что сравнимо с ядерными энергиями, измеряемыми в кэВ и МэВ. Однако частота лазерной волны все еще не соответствует ядерному кванту. Тем не менее лазерная волна оказывает шоковое воздействие на электроны в веществе, производя коллективную ионизацию и выброс электронов. При этом, как установлено экспериментально, генерируются ускоренные электроны ши-

рогого спектра кинетической энергии вплоть до 10 МэВ, а также жесткое тормозное излучение сплошного спектра. Конечно, рентгеновское излучение меньших энергий тоже отличается высокой плотностью. Упрощенная схема такого опыта показана на рис. 13.

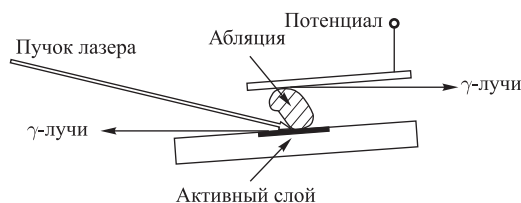


Рис. 13. Схема процесса взаимодействия лазерного пучка с изомерным веществом на твердокристаллической подложке [56]

Мощное радиационное окружение должно приводить к возбуждению ядер в плазме, и это было подтверждено экспериментально, когда наблюдалась эмиссия нейтронов из плазмы, созданной лазерным импульсом. В применении к изомерам следует упомянуть эксперимент [51], выполненный группой из МГУ, по заселению короткоживущего изомерного уровня в ^{181}Ta при энергии 6,2 кэВ под действием лазерного импульса. Хотя энергия уровня невелика, важно то, что запрещенный изомерный переход мог быть осуществлен. Заявлено также о наблюдении разрядки изомера ^{84m}Rb под действием лазера [52]. Следовательно, получено подтверждение очень высокой плотности радиации в горячем пятне, созданном лазерным импульсом. Механизмы процессов, происходящих в этом взаимодействии, представляют специальный интерес, но мы рассматриваем их только в прикладном аспекте.

Электроны, подхлестнутые лазерной волной, оставляют атомы сильно ионизованными, см., например, измерения [53]. Ядра все еще остаются на своих местах в кристаллической решетке, и образуется плотная плазма ионизованных атомов. Затем происходят атомные переходы и создается радиационная баня, воздействующая на ядра. Некоторые из них оказываются возбужденными за счет окружающей радиации. Большая часть выделенной энергии передается атомам, и со временем происходит термализация, а также эмиссия атомов с поверхности. За счет радиации и абляции образец затем охлаждается, и часть излученных атомов конденсируется снова на поверхности образца или на окружающих поверхностях. Таков схематически сценарий процессов, развивающихся под действием лазерного импульса, падающего на твердое тело.

В последние годы была измерена временная шкала, соответствующая описанному сценарию. Оказалось, что охлаждение и рекристаллизация твердого тела происходят достаточно быстро, за время порядка 10^{-11} с [54, 55]. Нас,

конечно, интересует судьба возбужденных на первой стадии ядер. Время жизни ядерных уровней типично соответствует области наносекунд и долей наносекунды, т. е. ядерное излучение будет происходить уже после рекристаллизации образца. Это важно для когерентного (лазерного) излучения возбужденных ядер. Таким образом, в работе [56] мы впервые отметили, что горячая «накачка» не обязательно противоречит лазерной эмиссии в холодном окружении. Как было упомянуто во введении, в литературе распространено мнение о дилемме между горячей накачкой и холодной эмиссией, что ограничивает возможности для создания γ -лазера. Теперь ясно, что это не всегда так. Описанная схема может оказаться в дальнейшем перспективной для стимуляции изомерного распада. Конечно, вопрос об эффективности останется открытым до проведения развернутых экспериментальных исследований. Часть изомерных атомов окажется невозбужденной после импульса, а часть покинет образец. Но можно попытаться собирать их в достаточно компактном объеме. Кроме того, необходимо оптимизировать плотность мощности импульса для того, чтобы минимизировать распыление образца, не теряя в числе ядерных возбуждений.

До сих пор мы неявно предполагали, что за возбуждение ядерных уровней отвечает резонансное поглощение фотонов. Но в действительности процессы в возбужденном ионизированном атоме сами по себе могут служить источником ядерного возбуждения. Хорошо известно, что ядерные и атомные переходы могут быть взаимно конвертированы, существует целая группа процессов такого типа. Для определенности мы говорим сейчас о NEET. Как уже упоминалось, вероятность NEET невелика, и это объясняется в основном рассогласованием ядерного и атомного резонансов как по частоте, так и по ширине. Имеется еще одна причина, негативно влияющая на вероятность ядерного возбуждения. Как известно, атомные возбуждения часто разряжаются посредством безрадиационных переходов типа эффектов Оже или Кестера–Кронига. Эти процессы становятся основными для переходов на M -оболочку в тяжелом атоме, а для переходов на L -оболочку также составляют заметную конкуренцию, понижая вероятность эмиссии фотонов. Значительная часть ширины атомных уровней определяется как раз вкладом оже-процесса. Естественно, NEET оказывается дополнительно подавленным, так же как и эмиссия фотонов, за счет конкурирующей безрадиационной эмиссии оже-электронов.

Высокая степень ионизации атомов в плазме, созданной лазерным импульсом, должна повлиять на существенное увеличение вероятности NEET. В атоме с удаленными внешними электронами эффект Оже должен быть ослаблен или исключен совсем. Тогда конкуренция со стороны оже-эмиссии ослабляется, а ширина атомного уровня, соответственно, уменьшается. Таким образом, «вредный» конкурирующий процесс может быть исключен, а рассогласование по ширинам атомного и ядерного резонансов редуцировано. Несовпадение резонансов по частоте также можно уменьшить путем варь-

рования зарядового состояния иона. Как известно, энергия атомного уровня зависит от степени ионизации, и атомный переход можно подстроить в некоторых пределах для совпадения с ядерным. Такие преимущества использования высокозарядных ионов для ядерных возбуждений посредством NEET впервые были обсуждены в работах [56–58].

Итак, действие всех трех причин, подавляющих NEET, может быть редуцировано в том случае, если возбуждаемое ядро находится в составе высокозарядного иона в горячей плазме, образованной при взаимодействии мощного короткого импульса оптического лазера с рабочим веществом. Один из обсуждавшихся выше кандидатов на триггеринг — изомер ^{242m}Am — может быть стимулирован за счет перехода с энергией 4,2 кэВ на уровень 52,8 кэВ (см. рис. 11). Энергия ядерного перехода почти совпадает с энергией M - X -лучей в атоме Am, но вакансия на M -оболочке наиболее вероятно заполняется за счет безрадиационного перехода. Если эффект Оже можно исключить, то ^{242m}Am становится обещающим кандидатом на триггеринг через NEET. Подобный эксперимент мог бы быть осуществлен по схеме, показанной на рис. 13, при использовании образца ^{242m}Am . Конечно, потребуется весовое количество данного радиоактивного вещества, а также специальные приготовления, обеспечивающие оптимальное использование изомерного материала. Это должно увеличить стоимость эксперимента, но, в принципе, ничего экстраординарного подобный опыт не требует. Он может быть осуществлен.

Не претендуя на полноту, в табл. 4 мы перечислили ядерные переходы, которые могут быть осуществлены за счет поглощения энергии атомных переходов [56]. Соответствующие переходы атомных электронов также охарактеризованы в табл. 4. В качестве возможного механизма упомянуты не только процессы NEET, но и фотопоглощение (PE) характеристических X -лучей. Во всех случаях, кроме ядра ^{161}Dy , атомные переходы соответствуют тому же самому Z элементу, а для ^{161}Dy можно использовать K - X -лучи Sn, предполагая смесь материалов в качестве рабочего вещества. Напомним, что истинный механизм NEET требует не только совпадения энергий атомного и ядерного переходов, но и той же самой мультипольности этих переходов. Для фотопоглощения данное ограничение не имеет места, поэтому в некоторых случаях PE возможно, а NEET — нет. ^{242m}Am также включен в табл. 4.

Хорошим техническим методом для осуществления NEET-процесса может оказаться использование ионного источника или ловушки, работающих на принципе электронного циклотронного резонанса (ЭЦР). Схема такой системы показана на рис. 14. Плазма ионов и электронов удерживается магнитными полями, а электроны ускоряются высокочастотным полем 10–30 ГГц в режиме циклотронного резонанса до энергии в несколько сот кэВ. Система отличается высоким темпом ионизации и спектром зарядов иона, которым можно управлять, меняя регулируемые параметры. На основе более или

Таблица 4. Ядра-кандидаты на заселение возбужденных уровней за счет энергии атомных переходов согласно [56]. Приведены параметры, характеризующие как ядерные, так и соответствующие атомные переходы

Ядро	$T_{1/2}$	Ядерный переход	E^* , кэВ	Переход электрона	E_x , кэВ	Механизм
^{98}Tc	$4,2 \cdot 10^6$ лет	$6^+ \rightarrow 5^+$ $M1$ и $E2$	21,8	$N_I \rightarrow K$ $M1$	20,98	PE и NEET
				$N_{IV} \rightarrow K$ $E2$	21,04	NEET и PE
^{103}Ru	39,3 сут	$3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ $M1$ и $E2$	2,81	$M_{IV} \rightarrow L_I$ $E2$	2,94	PE и NEET
				$M_{II} \rightarrow L_I$ $E1$	2,74	PE
				$M_I \rightarrow L_I$ $M1$	2,64	NEET и PE
^{161}Dy	Стабильный	$5/2^+ \rightarrow 5/2^-$ $E1$	25,652	Sn $L_{III} \rightarrow K$ $E1$	25,28	PE
^{181}Ta	Стабильный	$7/2^+ \rightarrow 9/2^-$ $E1$	6,238	$M_I \rightarrow L_{III}$ $E1$	7,17	PE и NEET
^{189}Os	Стабильный	$3/2^- \rightarrow 5/2^-$ $M1$ и $E2$	69,537	$M_I \rightarrow K$ $M1$	70,82	PE и NEET
^{197}Au	Стабильный	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ $M1$ и $E2$	77,351	$M_I \rightarrow K$ $M1$	77,300	NEET и PE
^{235}U	$7 \cdot 10^8$ лет	$7/2^- \rightarrow 1/2^+$ $E3$	0,0768	Радиация плазмы	Сплошной спектр	PE
^{242m}Am	141 год	$5^- \rightarrow 3^-$ $E2$	4,2	$L_{III} \rightarrow L_{II}$ $M1$ и $E2$	4,44	PE и NEET
				$N_{II} \rightarrow M_{II}$ $M1$	4,30	PE
				$N_{VII} \rightarrow M_{III}$ $E2$	4,24	NEET и PE

менее правдоподобных предположений нами в [57] был оценен темп триггеринга изомера ^{242m}Am в ЭЦР-ловушке в количестве порядка 10^8 с^{-1} . В табл. 5 данные оценки характеризуются более подробно в соответствии с [57], приводится время удержания атома в активной области ЭЦР-ловушки, темп возбуждений атома и, в итоге, достижимый темп триггеринга в предположении, что вероятность NEET для ^{242m}Am не ниже, чем 10^{-10} . Конечно, эти цифры следует воспринимать как полуколичественные оценки, а более надежные данные должны быть получены экспериментальным путем.

Говоря о возможностях ЭЦР-систем для осуществления NEET-процессов, можно предложить относительно простой тестовый эксперимент, который

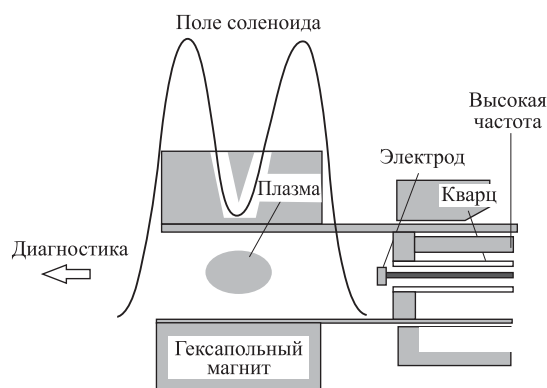


Рис. 14. Схема типичного ЭЦР-источника или ловушки

Таблица 5. Полуколичественные оценки поведения атомов ^{242m}Am в ЭЦР-ловушке [57]

Параметр	Численная оценка	Примечание
Число изомерных атомов в плазме	10^{13}	Концентрация 10 %
Время удержания, с	$10^{-3}-10^0$	Зависит от конструкции ячейки
Темп возбуждения электронов, $\text{ион}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\approx 10^5$	Получено из измеренных значений тока ионов
Темп триггеринга, с^{-1}	$\geq 10^4$	Для 10^{13} ядер ^{242m}Am (нижний предел)
Измеримая вероятность НЕЕТ, $P_{\text{НЕЕТ}}$	$\geq 10^{-14}$	Нижний предел
Темп триггеринга при $P_{\text{НЕЕТ}} = 10^{-10}$, с^{-1}	$\approx 10^8$	Высокий выход

не потребует использования дорогого радиоактивного вещества (например, ^{242m}Am) в качестве объекта НЕЕТ. Изомер ^{83m}Kr обладает удобными свойствами (см. табл. 3), а его газообразное состояние позволяет предложить следующий модельный эксперимент. Криптон естественного изотопного состава может быть использован в качестве рабочего газа в ЭЦР-ловушке. Находясь в активном разряде в ЭЦР-режиме, каждый атом газа за время около 3 ч будет многократно ионизован и многократно испытает процессы высвечивания и безрадиационной конверсии. В результате ядро ^{83}Kr получит облучение высоким флюенсом электронов и фотонов, что обеспечит неплохие условия

для обнаружения ядерного возбуждения за счет излучений в ЭЦР-системе, включая НЕЕТ и фотовозбуждение. После 3 ч экспозиции в системе криптон может быть извлечен и исследован на появление активности изомера ^{83m}Kr . При этом источник может быть приготовлен методом вымораживания в качестве твердого слоя на поверхности подложки или газ может быть включен в состав газовой смеси, заполняющей детектор — ионизационную камеру или пропорциональный счетчик. Высокая чувствительность эксперимента будет обеспечена.

Рассмотрим возможности триггеринга изомера $^{179m2}\text{Hf}$. Это довольно экзотический объект, так как уровень со спином $7/2$ расположен очень близко (70 эВ) над изомерным состоянием (см. рис. 12). Малая энергия перехода и свойства самого уровня $7/2$ кажутся весьма привлекательными для триггеринга, но разность спинов $\Delta I = 9$ практически отменяет оптимистические ожидания. В [57] было показано, что триггеринг все же не абсолютно невозможен и в этом случае.

Для триггеринга изомера $^{179m2}\text{Hf}$ перечисленные выше причины, уменьшающие вероятность НЕЕТ, не столь существенны. Малая энергия перехода



Рис. 15. Схема сложения векторов атомного и ядерного спинов до триггеринга (слева) и после (справа) для перехода в ^{179}Hf с $m2$ -уровня $25/2^-$ на уровень $7/2^+$ [57]

триггеринга $^{179m2}\text{Hf}$ показано, что при $\Delta I_n = 9$ возможен переход с $\Delta J_c = \Delta K = 3$. Тогда это намного более благоприятный октупольный переход без запрета по K , который должен иметь достижимую в эксперименте амплитуду.

отменяет или существенно редуцирует их влияние, см. [57], но высокая мультипольность — 9 — делает переход практически невозможным согласно стандартным ядерным расчетам. Существует, однако, вариант преодоления этой серьезной трудности [57], он появляется в модели атомно-ядерной гибридизации состояний. Формально возможна запись волновой функции, включающая ядерное состояние в комбинации с определенным состоянием атома/иона. Такое составное состояние может характеризоваться суммарным спином $J_c = I_n + j_a$. На рис. 15 суммируемые векторы спинов ядра I_n и атома j_a выстроены коллинеарно. Тогда появляется возможность осуществить атомно-ядерный переход таким образом, что изменение полного спина намного меньше, чем изменение ядерного спина. На примере триггеринга

Подобная ситуация возможна и для некоторых других изомеров, когда общий атомно-ядерный переход не противоречит правилам отбора по квантовым числам.

Существует возражение, что связь между атомной и ядерной степенями свободы возможна только при очень низкой температуре в твердом теле, как в случае эффекта Мессбауэра. Однако при взаимодействии отдельных атомов с лазерным излучением подуровни сверхтонкого расщепления выявляются вполне отчетливо, например, в эксперименте [59]. В нашем случае мы говорим о переходах внутри одного атомно-ядерного объекта индивидуально. Температура окружения в этом случае не имеет значения, даже если наш атом/ион находится в составе горячей плазмы и имеет высокую тепловую скорость. Поэтому переход, иллюстрируемый на рис. 15 для $^{179m2}\text{Hf}$, не запрещен абсолютно, хотя, конечно, амплитуда связи между ядерной и атомной подсистемами может быть не очень велика, но все же достаточна для успешных экспериментов в будущем. Выше мы уже отмечали, что связь между атомом и ядром в благоприятных случаях может быть эффективной, это ясно на примере внутренней конверсии ядерных γ -лучей, имеющей высокую вероятность.

Подобная ситуация может иметь место во всех случаях, когда строго резонансные ограничения на атомно-ядерные переходы заметно ослаблены, например, при распаде автоионизационных состояний. Так или иначе эксперименты по возбуждению ядерных переходов в лазерной плазме или в плазме ЭЦР-систем кажутся важными и перспективными для решения задачи триггеринга изомеров.

5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОЛУЧЕНИЮ ИЗОМЕРОВ ГАФНИЯ И ЛЮТЕЦИЯ

Обсудим теперь новые результаты о выходе изомеров Hf и Lu в ядерных реакциях под действием разных бомбардирующих частиц. В течение последних пяти лет нами были поставлены эксперименты [45, 60–64] по измерению выхода высокоспиновых изомеров в реакциях на пучках протонов с энергией от 100 до 650 МэВ с мишенями от Ta до Re, а также с помощью тормозного излучения в Ta-мишени на ускорителе электронов на энергию 4,5 ГэВ и при облучении Hf нейтронами на реакторе. Эти результаты существенно расширили круг изученных реакций, так как до этого в литературе имелись только полуколичественные оценки выхода $^{178m2}\text{Hf}$ на пучке 800-МэВ протонов [65], а также данные об $(n, 2n)$ [6] и $(\alpha, 2n)$ [66] продуцирующих реакциях. Общая идея настоящей серии состояла в поиске наиболее оптимальных условий получения изомеров и количественном определении значений выхода

реакций. При этом, конечно, были определены сечения реакций и изомерные отношения.

Как известно, выход зависит от потока частиц и от количества вещества мишени под пучком, в то время как сечение — это физическая величина, приведенная к единичному акту взаимодействия, т. е. в расчете на одно ядро мишени и на одну падающую частицу. Сечение, как и изомерное отношение, позволяет сравнивать физические характеристики реакций, не зависящие от количественных параметров того или иного опыта. Изомерное отношение позволяет также построить систематику и определить физически важные проявления особенностей структуры изомера, влияющие на вероятность заселения изомерного уровня. Таким образом, в обсуждаемых работах мы уделяли внимание сечениям, изомерным отношениям и физическим выводам о механизме реакций. Однако для практических целей было важно дать значения абсолютного выхода, чтобы прояснить количество изомерного материала, которое реально может быть получено. Такие оценки также даны ниже, они зависят от мощности ускорительных установок или реакторов. Нами используются параметры уже существующих, работающих установок, поэтому оценки должны быть вполне реалистичными.

В экспериментах [45, 60–64] выход изомеров определен методом активации, когда облученные мишени исследуются техникой гамма-спектрометрии с помощью Ge-детекторов, обеспечивающих высокое разрешение по энергии γ -квантов при неплохой эффективности регистрации. Затем применяются хорошо развитые методы обработки γ -спектров, и в результате число атомов изомера, накопленное за время облучения, может быть определено надежно и с хорошей точностью. Иногда трудности возникают из-за активности фоновых продуктов реакции, которые образуются с гораздо большим сечением, чем сечение изомера. В этих случаях применяется метод радиохимического выделения с последующим анализом γ -спектров фракций отдельных элементов. В итоге сечения образования изомеров были определены во всех исследованных реакциях.

Настоящий обзор не ставит своей целью подробное описание всех деталей экспериментов, ниже приведены только основные характеристики, чтобы затем перейти к обсуждению результатов. Детали работ можно найти в цитированных ссылках на оригинальные публикации.

В серии работ [21, 58, 67] по исследованию фотоядерных реакций под действием тормозного излучения с граничной энергией 22 МэВ были изучены реакции получения изомеров Lu и Hf, а также некоторые процессы, в которых изомеры $^{178m2}\text{Hf}$ и ^{180m}Ta служили в качестве мишеней. Были получены физически значимые результаты об изомерных отношениях и об усилении K -смешивания в ядерных реакциях с ростом энергии возбуждения ядер. Однако выход таких изомеров, как $^{178m2}\text{Hf}$, был недостаточен для практического использования 22-МэВ тормозного излучения с целью накопления

изомерного вещества. Поэтому в дальнейшем были проведены измерения и анализ продуктивности пучка фотонов высокой энергии, получаемых в качестве тормозного излучения на электронном синхротроне на энергию 4,5 ГэВ.

Этот новый подход [60] показал возможность довольно эффективного использования электронов для получения изомера $^{178m2}\text{Hf}$, но все же выход оказался ниже, чем в случае пучка протонов с энергией 0,5–1,0 ГэВ. Надо отметить, что пучок электронов может оказаться более удобным в отношении полной интенсивности, радиационной безопасности, стоимости облучений и других конкретных параметров. Поэтому мы включаем ускоритель электронов на ГэВ-ные энергии в число установок, перспективных для накопления изомеров. В [60] приведена зависимость выхода $^{178m2}\text{Hf}$ от толщины Ta-мишени при облучении электронами с энергией 4,5 ГэВ. Эта функция показана на рис. 16. В данном случае Ta-образец служит одновременно и как конвертер энергии электронов в фотоны, и как мишень. Такая схема является оптимальной, и с ее помощью можно получать около $4 \cdot 10^9$ ядер $^{178m2}\text{Hf}$ в 1 с при токе пучка электронов 100 мкА. Значения выхода разных реакций сравниваются ниже, после краткого описания других изученных методов получения изомеров.

Было вполне естественно начать исследования с нейтронных облучений. Облучение тепловыми нейтронами в реакторе, как известно, является единственным методом искусственного получения радиоактивных ядер в большом количестве. Например, десятки тонн плутония были синтезированы таким методом. Отсюда следует необходимость детального изучения возможности получать изомеры Hf с помощью нейтронных облучений.

Много лет назад было установлено [68], что $^{178m2}\text{Hf}$ образуется в реакторе с очень малым сечением, соответствующим изомерному отношению около $5 \cdot 10^{-10}$. Нами была поставлена задача надежного измерения сечений образования и сжигания изомера $^{178m2}\text{Hf}$ при радиационном захвате нейтрона, т. е. в (n, γ) -реакции. Дело в том, что из-за малого выхода изомера авторы [68] проводили массивное облучение мишеней из разделенного изотопа ^{177}Hf , достигая значений флюенса нейтронов более 10^{21} см^{-2} . При такой плотности облучения ядра $^{178m2}\text{Hf}$ после образования могли сгорать за счет поглощения второго нейтрона. Это зависит от сечения захвата нейтрона

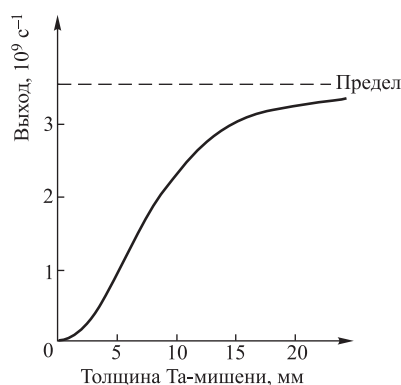


Рис. 16. Абсолютный выход ядер $^{178m2}\text{Hf}$ как функция толщины мишени из Ta, облучаемой электронами с энергией 4,5 ГэВ (по результатам [60])

ядрами изомера, а оно не было известно вплоть до последнего времени. Авторы [68], по сути, пренебрегали эффектом сжигания изомера, и в результате полученное сечение было занижено.

В нашей работе образцы металлического Hf естественного изотопного состава были облучены на реакторе ИБР-2 в Дубне. Полный флюенс нейтронов не превышал 10^{18} см⁻², т.е. был в тысячи раз ниже, чем в [68]. Следовательно, в нашем случае эффектом сжигания изомеров можно было пренебречь вполне обоснованно. Гамма-спектры активированных образцов измерялись многократно в течение двух лет после облучения. Главный вклад в гамма-спектры был обязан нуклидам ¹⁷⁵Hf и ¹⁸¹Hf, а активация примесей Zr и Ta в веществе мишени также вела к наблюдению достаточно интенсивных γ -линий ⁹⁵Zr и ¹⁸²Ta. В первых по времени спектрах были зафиксированы характеристические γ -кванты из распада изомеров ^{179m2}Hf (25 сут) и ^{180m}Hf (5,5 ч). Вместе с тем активность ^{178m2}Hf была достаточно низка из-за небольшого сечения и длинного периода полураспада — 31 год. Только через два года, после сильного распада основных активностей, удалось определить пики ^{178m2}Hf в спектре. Этого достаточно, чтобы установить количество ^{178m2}Hf, образовавшееся при нейтронном облучении.

Для определения теплового сечения σ_{th} и резонансного интеграла I_γ необходимо было откалибровать нейтронный поток в позиции облучения отдельно по тепловым, резонансным и быстрым нейтронам. Для этого облучения проводились с использованием поглотителей из Cd и СВ₄ и образцов-спутников из сплава NiCr. Применялся также метод внутренней калибровки по наведенной активности основных радионуклидов, перечисленных выше. Внутренняя калибровка была нужна для определения коэффициентов самопоглощения нейтронного потока для тепловых и резонансных нейтронов отдельно в образцах немалой толщины — около 1 мм. Результаты работ по облучению Hf нейтронным потоком в реакторе опубликованы в статьях [45, 61, 69].

В итоге были впервые определены сечения образования и сжигания изомера ^{178m2}Hf в (n, γ)-реакции с тепловыми и резонансными нейтронами, они приведены в табл. 6. В реакции сжигания изомера сечение весьма высоко, но это могло ожидаться и не является неожиданностью. Важно, однако, то, что теперь эти сечения определены количественно. Трансмутация изомера ^{178m2}Hf в ^{179m2}Hf после (n, γ)-реакции наблюдалась ранее [70] с помощью активационного метода, в то время как ветвь реакции, ведущей к заселению основного состояния в ¹⁷⁹Hf, оставалась неопределенной. Дело в том, что изомер ^{179m2}Hf обладает периодом полураспада 25 сут и другими удобными для измерений свойствами распада, а основное состояние ¹⁷⁹Hf стабильно и не может быть определено методом активации. Поэтому сечение этой ветви реакции и, соответственно, полное сечение сжигания ^{178m2}Hf нейтронами были определены только недавно [45] с использованием непрямого метода на

основе сравнения результатов наших облучений с результатами работы [68], в которой эффект «сжигания» был значительным.

Таблица 6. Сечения продуктов (n, γ) -реакций на изотопах Hf при взаимодействии с медленными нейтронами. Даны принятые в литературе значения согласно [12], а также наши новые результаты [45] по получению и сжиганию изомера $^{178m2}\text{Hf}$ и верхние границы для получения $^{179m2}\text{Hf}$

Мишень	J_t^π	Продукт	J_p^π	σ_{th} , б	I_γ , б	σ_m/σ_g
^{174}Hf	0^+	^{175}Hf	$5/2^-$	561	436	—
^{176}Hf	0^+	^{177}Hf	$7/2^-$	23,5	880	—
^{177}Hf	$7/2^-$	^{178g}Hf	0^+	373	7173	—
		$^{178m1}\text{Hf}$	8^-	0,96	—	$2,6 \cdot 10^{-3}$
		$^{178m2}\text{Hf}$	16^+	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$(7 \pm 2) \cdot 10^{-9}$
^{178}Hf	0^+	^{179g}Hf	$9/2^+$	84	1950	—
		$^{179m1}\text{Hf}$	$1/2^-$	53	—	0,63
		$^{179m2}\text{Hf}$	$25/2^-$	$\leq 2 \cdot 10^{-4}$	$\leq 1,3 \cdot 10^{-3}$	$\leq 2,4 \cdot 10^{-6}$
$^{178m2}\text{Hf}$	16^+	^{179g}Hf	$9/2^+$	190	4500	$0,24 \pm 0,07$
		$^{179m2}\text{Hf}$	$25/2^-$	45 ± 5	1060 ± 60	—
^{179}Hf	$9/2^+$	^{180g}Hf	0^+	41	630	—
		^{180m}Hf	8^-	0,45	6,9	$1,1 \cdot 10^{-2}$
^{180}Hf	0^+	^{181}Hf	$1/2^-$	13,04	35,0	—

Удалось также разделить вклады тепловых и резонансных нейтронов и определить значения σ_{th} и I_γ для получения и сжигания $^{178m2}\text{Hf}$ в облучениях под действием медленных нейтронов [45]. Недавно высокое сечение сжигания было обнаружено для изомера ^{177m}Lu группой французских авторов [13–15]. Они также определили сечение «сверхупругого» рассеяния нейтронов на изомере с «ускорением» медленных нейтронов. Этот интересный процесс был впервые обнаружен гатчинской группой [71] для изомеров ^{180m}Hf и ^{152m}Eu . В случае $^{178m2}\text{Hf}$ также не исключено, что часть сечения «сжигания» соответствует как раз «сверхупругому» рассеянию, некоторые указания на это следуют из результатов [45]. Точно выделить это сечение пока не удалось; определено полное сечение сжигания и ветвь на активацию $^{179m2}\text{Hf}$. Сходство $^{178m2}\text{Hf}$ и ^{177m}Lu не удивительно, поскольку изомеры сходны по структуре и ядерно-спектроскопическим свойствам. Сходство находит продолжение и в сечениях взаимодействия с тепловыми нейтронами, однако их сечения образования в (n, γ) -реакции отличаются на порядки величины из-за существенного различия параметра дефицита спина $\Delta I = 4$ для ^{177m}Lu и $\Delta I = 12$ для $^{178m2}\text{Hf}$ в соответствующих продуцирующих реакциях. Дело в том, что для получения ^{177m}Lu может быть использован изотоп ^{176}Lu ,

уникальный в том отношении, что, будучи практически стабильным, он имеет спин 7.

Еще один вопрос был выяснен в данной работе, а именно о роли реакции $(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах при получении изомеров Hf. В реакторном потоке присутствуют нейтроны делительного спектра, их много, а энергетический спектр покрывает область вплоть до 10 МэВ. Такие энергии достаточны для заселения изомерного уровня в ^{179}Hf , расположенного при $E^* = 1,106$ МэВ, и в ^{178}Hf при $E^* = 2,446$ МэВ после неупругого рассеяния нейтрона. Экспериментально было показано, что $^{178m2}\text{Hf}$ образуется главным образом за счет реакции (n, γ) , а $^{179m2}\text{Hf}$ — именно за счет $(n, n'\gamma)$. Данное различие определяется разностью спинов конечного и начального состояний в реакции, т. е. уже упоминавшимся параметром дефицита спина ΔI . Таким образом, выгодно брать ядро-мишень с высоким спином, конкретно ^{177}Hf (7/2) или ^{179}Hf (9/2), а не ^{178}Hf со спином 0. В последнем случае изомер $^{179m2}\text{Hf}$ (25/2) не мог быть получен с высоким выходом в (n, γ) -реакции, а реакция ^{179}Hf $(n, n'\gamma)$ оказалась более продуктивной.

В табл. 7 и 8 приведены сечения образования изомеров $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$ в реакциях под действием нейтронов различной энергии. Ранее было известно [6], что реакция $(n, 2n)$ является продуктивной для получения данных изомеров. Однако требуется энергия нейтронов $E_n > 12$ МэВ, а такие энергии практически отсутствуют в реакторе. Нужно использовать источник нейтронов другого типа, обычно это нейтроны из реакции $(d + T)$, и поток не может быть очень высоким ($< 10^{12}$ см $^{-2}$ · с $^{-1}$). Для полноты информации мы приводим здесь систематику изомерных отношений для изомеров Hf,

Таблица 7. Сравнение продуктивности реакций под действием нейтронов разных энергий для получения изомера $^{178m2}\text{Hf}$ согласно [6, 45]

Реакция	Энергия	$\Delta I, \hbar$	Сечение, мб	σ_m/σ_g	Результаты
$^{177}\text{Hf}(n, \gamma)$	Тепловая	12	$2,6 \cdot 10^{-3}$	—	[45]
	Резонансная	12	$I_\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$	$(7 \pm 2) \cdot 10^{-9}$	[45]
$^{178}\text{Hf}(n, n'\gamma)$	$E_n \geq 3$ МэВ	31/2	$\leq 7 \cdot 10^{-3}$	$\leq 2,5 \cdot 10^{-6}$	[45]
$^{179}\text{Hf}(n, 2n)$	$E_n = 14,5$ МэВ	11	7,3	$3,5 \cdot 10^{-3}$	[6]

Таблица 8. То же, что и в табл. 7, но для изомера $^{179m2}\text{Hf}$ согласно [6, 45]

Реакция	Энергия	$\Delta I, \hbar$	Сечение, мб	σ_m/σ_g	Результаты
$^{178}\text{Hf}(n, \gamma)$	Тепловая	12	$\leq 0,2$	$\leq 2,4 \cdot 10^{-6}$	[45]
	Резонансная	12	$I_\gamma \leq 13$	$\leq 7 \cdot 10^{-6}$	[45]
$^{179}\text{Hf}(n, n'\gamma)$	$E_n \geq 1,5$ МэВ	15/2	$4,5 \pm 0,5$	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	[45]
$^{180}\text{Hf}(n, 2n)$	$E_n = 14,8$ МэВ	12	25	$7 \cdot 10^{-3}$	[6]

образующихся в различных реакциях с нейтронами, она показана на рис. 17. Видно, что σ_m/σ_g убывает экспоненциально с ростом параметра ΔI , причем каждая из трех реакций: (n, γ) , $(n, n'\gamma)$ и $(n, 2n\gamma)$ — характеризуется своей последовательностью значений. Это отражает роль углового момента, вносимого нейтроном и зависящего от его кинетической энергии.

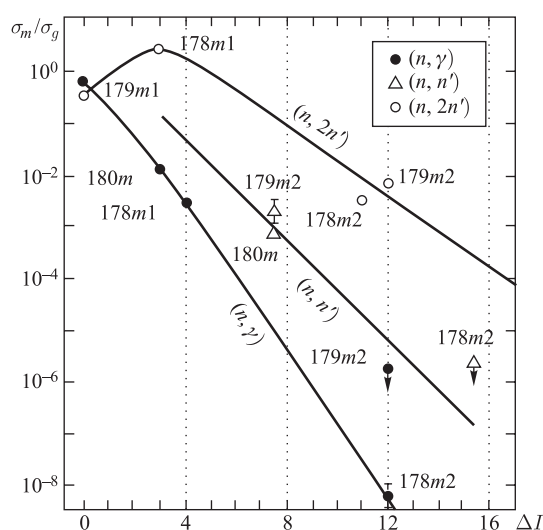


Рис. 17. Систематика изомерных отношений в зависимости от параметра ΔI при получении изомеров Hf в различных реакциях под действием нейтронов (по результатам [45])

Результаты табл. 7 и 8 позволяют оценить выход изомеров Hf в реакторных облучениях. При разумном времени облучения в стандартном реакторе изомер $^{179m2}\text{Hf}$ может быть накоплен в количестве микрограммов, в то время как $^{178m2}\text{Hf}$ — только в количестве нанограммов. Микрограммовые количества $^{179m2}\text{Hf}$ могут быть достаточны для проведения экспериментальных работ по триггерингу этого интересного изомера. Для $^{178m2}\text{Hf}$ следует применять другие методы получения. $(n, 2n)$ -реакция хороша для обоих изомеров, но здесь ключевым вопросом является преодоление технических трудностей для получения высокого потока нейтронов с энергией около 14 МэВ и выше.

Рассмотрим теперь реакцию получения изомеров с помощью протонов промежуточных энергий. Наибольшее количество изомера $^{178m2}\text{Hf}$ было накоплено в США на мощном ускорителе протонов на энергию 800 МэВ в Лос-Аламосе. Изомер получался как побочный продукт в толстых танталовых поглотителях пучка после его использования на других установках, в

других экспериментах. При этом достигался весьма высокий флюенс протонов из-за большой интенсивности пучка и длительного накопления. Время облучения не лимитировалось высокой стоимостью, потому что это не были специально запланированные экспозиции. Поглотитель из Та, будучи частью ускорительной установки, длительно оставался под пучком во время других экспериментов. Возможно, из-за этого не были проведены подробные исследования для оптимизации условий получения изомеров. Известны отдельные упоминания в литературе, например в [65], о получении $^{178m2}\text{Hf}$ на ускорителе протонов — мезонной фабрике в Лос-Аламосе.

Облученные поглотители пучка из Та были сильно активированы, в них содержались многие радионуклиды в широком диапазоне массового числа. Только после выдержки в течение 20 лет удалось провести работы по выделению химической фракции Hf, и были изготовлены источники $^{178m2}\text{Hf}$, которые затем использовались для экспериментов несколькими физическими группами. Недостатком этих источников было присутствие фоновой активности ^{172}Hf (1,9 года), которая была высока даже после «охлаждения» в течение 20 лет. Конечно, источники в США содержат также немалое количество балластного, нерадиоактивного Hf, включая ^{178}Hf и другие стабильные изотопы. Эти недостатки, однако, перекрываются рекордно высоким абсолютным выходом изомера, интегрально в Лос-Аламосе было получено около 10^{18} атомов $^{178m2}\text{Hf}$. Высокий выход обеспечивается не только благодаря флюенсу протонов, но и за счет использования Та-мишеней толщиной около 10 см и весом более 1 кг. С другими частицами это было бы невозможно из-за высокой тормозной способности и поглощения пучка, хотя сечение и изомерное отношение могли быть не меньше, а больше, чем с протонами при 800 МэВ.

В нашей стране много лет назад были построены ускорители на энергию протонов от 500 до 1000 МэВ, но интенсивности пучков при этом были на порядки величины ниже, чем в Лос-Аламосе. Поэтому тем более актуальной оказывается задача оптимизации условий получения изомеров на пучке протонов промежуточной энергии. Для решения этой задачи нами в Дубне была выполнена серия экспериментов [62–64] с использованием ускорителя фазотрон, дающего протонные пучки в интервале энергий от 100 до 660 МэВ.

Металлические мишени из Та, W, Re естественного изотопного состава и из обогащенного ^{186}W были облучены на внутреннем пучке фазотрона. Энергия пучка определялась радиусом ускорения, т. е. расстоянием от центра до местоположения мишени. Толщина мишеней составляла от 15 до 35 г/см² по направлению пучка, чему соответствовали значения потери энергии в мишени от 30 до 60 МэВ в зависимости от исходной энергии и конкретной толщины мишени. Таким образом, интервал усреднения энергии был не очень широким по сравнению с полной энергией. Вместе с тем выход радионуклидов в мишенях был достаточно высоким, и после нескольких часов облучения на-

капливалась достаточная активность продукта реакции, даже если его сечение образования было небольшим, а период полураспада велик. Это имеет место в случае $^{178m2}\text{Hf}$.

Некоторую проблему составляла скорее чрезмерно высокая активность образцов сразу после облучения. Однако после выдержки в течение 3 недель гамма-спектрометрические измерения могли быть начаты. Затем они повторялись неоднократно в течение года после облучения, активность убывала и проявлялись γ -линии долгоживущих продуктов, в том числе и $^{178m2}\text{Hf}$. В итоге более 70 радионуклидов с временем жизни от 3 сут до 50 лет могли быть определены количественно в результате данных измерений. Соответствующие значения выхода и сечения образования были таким образом получены. Применялись, конечно, гамма-спектрометрическое оборудование и программное обеспечение современного уровня, которые имеются в ОИЯИ. Здесь мы не ставим задачу описания методических деталей проведенных работ, хотя они имеют важное значение и описаны в оригинальных публикациях.

Широкий спектр продуктов фрагментации возникает при облучении тяжелых мишеней протонами с энергией несколько сот МэВ. Переданная ядру энергия варьируется в широком интервале, и она может оказаться достаточной для сброса нескольких десятков нуклонов или порознь, или в форме легких ядер-фрагментов. Возбужденный остаток реакции скалывания или быстрого ядерного каскада может затем испытать деление. Механизмы процессов, протекающих при таких энергиях, сложны и многообразны, однако, в принципе, они достаточно изучены. Созданы хорошо разработанные программы для теоретического моделирования выхода продуктов. В нашей работе использована программа LANET для моделирования реакции в конкретных условиях эксперимента с целью сравнения с результатами измерений. Надо отметить, что программа учитывает генерацию вторичных частиц в мишени и вклад вторичных реакций в выход продуктов. Это вариант транспортного кода, когда судьба всех частиц прослеживается от их возникновения до выхода из мишени. При толщинах использованных нами мишеней вклад вторичных реакций все же был незначителен, и можно было без больших неточностей переходить от значений выхода к сечениям. Погрешности определяются главным образом процедурой измерений и калибровкой флюенса протонов за время экспозиции.

В табл. 9 приведены сечения образования изотопов при облучении мишеней из ^{186}W и $^{\text{nat}}\text{W}$ протонами с энергией 630 МэВ. Эксперимент сравнивается с расчетом, видно, что согласие, в общем, неплохое, хотя для некоторых продуктов расхождение выходит за пределы одного стандартного отклонения. Общий вид массового распределения продуктов подобен для мишеней из ^{186}W и $^{\text{nat}}\text{W}$, однако выходы высокоспиновых изомеров $^{179m2}\text{Hf}$, $^{178m2}\text{Hf}$ и ^{177m}Lu отличаются существенно, причем в пользу применения ^{186}W в качестве мишени.

Таблица 9. Список радиоактивных ядер-продуктов фрагментации мишеней из ^{186}W и $^{\text{nat}}\text{W}$ протонами с энергией 630 МэВ [62]. Даны измеренные значения сечений образования в миллибарнах, а также результаты расчета с использованием кода LANET

Изотоп	Тип выхода	^{186}W -мишень		$^{\text{nat}}\text{W}$ -мишень	
		Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
^{184}Re	Indep.	4,5 (0,2)	} 7,3	1,10 (0,05)	} 2,8
$^{184\text{m}}\text{Re}$	Indep.	1,2 (0,2)		0,26 (0,04)	
^{183}Re	EC cum.	6,8 (1,0)	9,6	2,7 (0,4)	5,2
^{183}Ta	β^- cum.	19 (3)	—	16,0 (2,5)	—
^{182}Ta	Indep.	15,8 (1,5)	16,6	10,4 (1)	17,5
^{181}Hf	β^- cum.	2,3 (0,1)	2,9	0,93 (0,05)	1,88
$^{179\text{m}2}\text{Hf}$	Indep.	0,80 (0,08)	4,0	0,36 (0,04)	2,86
^{178}W	EC cum.	21,8 (2)	34,8	23 (2)	38,1
$^{178\text{m}2}\text{Hf}$	Indep.	0,48 (0,07)	5,7	0,18 (0,03)	4,3
$^{177\text{m}}\text{Lu}$	Indep.	0,26 (0,05)	1,16	0,13 (0,03)	0,75
^{175}Hf	EC cum.	55,6 (2,8)	57,4	55,0 (2,7)	56,9
^{174}Lu	Indep.	1,4 (0,4)	} 3,16	1,3 (0,4)	} 2,11
$^{174\text{m}}\text{Lu}$	Indep.	1,55 (0,3)		1,6 (0,3)	
^{173}Lu	EC cum.	60 (3)	60,5	61 (3)	58,9
^{172}Hf	EC cum.	57,4 (2,9)	50,8	53,5 (2,7)	53,8
^{171}Lu	EC cum.	60 (8)	58,2	61 (8)	58,5
^{169}Yb	EC cum.	52 (2,6)	53,5	55,0 (2,7)	55,0
^{168}Tm	Indep.	1,0 (0,15)	0,85	0,73 (0,11)	0,42
^{167}Tm	EC cum.	46,5 (2,3)	46,0	55,0 (2,7)	48,5
^{156}Tb	Indep.	0,27 (0,05)	0,56	0,23 (0,04)	0,45
^{156}Eu	β^- cum.	0,12 (0,04)	0,003	0,10 (0,03)	—
^{155}Tb	EC cum.	18,7 (3,7)	23,1	25 (5)	26,2
^{153}Gd	EC cum.	—	17,6	10,5 (1,6)	20,3
^{151}Gd	EC cum.	8,4 (1,3)	13,0	9,6 (1,5)	15,9
^{149}Gd	EC cum.	6,9 (0,7)	9,1	10,5 (1,0)	12,4
^{149}Eu	EC cum.	7,0 (0,5)	10,2	11,0 (0,8)	13,4
^{148}Eu	Indep.	0,34 (0,04)	1,52	0,36 (0,04)	1,27
$^{148\text{m}}\text{Pm}$	Indep.	0,02 (0,006)	0,016	0,03 (0,01)	0,009
^{147}Eu	EC cum.	3,9 (0,4)	8,3	6,7 (0,7)	11,6
^{146}Gd	EC cum.	3,5 (0,3)	5,7	7,3 (0,6)	8,6
^{145}Eu	EC cum.	1,9 (0,4)	5,6	7,0 (1,5)	7,9
^{144}Pm	Indep.	0,078 (0,031)	0,56	0,15 (0,06)	0,52
^{143}Pm	EC cum.	1,13 (0,17)	4,8	2,1 (0,4)	6,3

Окончание табл. 9

Изотоп	Тип выхода	¹⁸⁶ W-мишень		^{nat} W-мишень	
		Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
¹⁴⁰ Ba	β^- cum.	0,002 (0,001)	—	0,003 (0,001)	—
¹³⁹ Ce	EC cum.	—	—	0,67 (0,22)	—
¹³³ Ba	EC cum.	—	0,48	0,28 (0,05)	0,68
¹³¹ Ba	EC cum.	0,16 (0,06)	0,22	0,33 (0,12)	0,44
¹²⁶ I	Indep.	0,006 (0,003)	—	0,007 (0,003)	—
¹²¹ Te	EC cum.	0,061 (0,025)	0,09	0,20 (0,08)	0,068
¹¹³ Sn	EC cum.	0,054 (0,015)	0,103	0,07 (0,02)	0,111
^{110m} Ag	Indep.	0,046 (0,010)	0,044	0,05 (0,01)	0,025
^{106m} Ag	Indep.	0,10 (0,02)	0,096	0,080 (0,015)	0,093
¹⁰⁵ Ag	EC cum.	0,21 (0,06)	0,103	0,16 (0,03)	0,133
¹⁰³ Ru	β^- cum.	0,14 (0,05)	0,094	0,11 (0,04)	0,065
¹⁰² Rh	Indep.	0,13 (0,03)	0,143	0,08 (0,02)	0,164
¹⁰⁰ Pd	β^+ cum.	0,056 (0,01)	0,031	—	0,052
^{95m} Tc	Indep.	0,019 (0,008)	—	0,03 (0,01)	—
⁹⁵ Nb	Indep.	0,14 (0,02)	0,197	0,17 (0,02)	0,13
⁹⁵ Zr	β^- cum.	0,050 (0,01)	0,059	0,04 (0,01)	0,037
^{91m} Nb	Indep.	0,021 (0,006)	0,225	0,047 (0,015)	0,228
⁸⁸ Zr	EC cum.	0,19 (0,02)	0,324	0,18 (0,02)	0,27
⁸⁸ Y	Indep.	0,24 (0,02)	0,275	0,31 (0,03)	0,22
⁸⁷ Y	β^+ cum.	0,45 (0,18)	—	0,51 (0,21)	—
⁸⁵ Sr	β^+ cum.	0,36 (0,04)	0,38	0,46 (0,05)	0,35
⁸⁴ Rb	Indep.	0,27 (0,04)	0,284	0,37 (0,05)	0,204
⁸³ Rb	β^+ cum.	0,345 (0,035)	0,515	0,49 (0,05)	0,41
⁷⁵ Se	β^+ cum.	0,12 (0,02)	0,318	0,24 (0,05)	0,21
⁷⁴ As	Indep.	0,23 (0,02)	0,306	0,29 (0,03)	0,25
⁷² Se	β^+ cum.	0,057 (0,015)	0,019	0,08 (0,02)	0,03
⁶⁵ Zn	β^+ cum.	0,084 (0,025)	0,209	0,18 (0,06)	0,234
⁵⁹ Fe	β^- cum.	0,152 (0,015)	0,224	0,160 (0,015)	0,234
⁵⁶ Co	EC cum.	0,007 (0,003)	0,0156	0,019 (0,007)	0,022
⁵⁴ Mn	Indep.	0,086 (0,013)	0,0312	0,073 (0,012)	0,16
⁵² Mn	β^+ cum.	0,007 (0,002)	0,047	0,022 (0,006)	0,034
⁴⁸ V	EC cum.	0,019 (0,006)	0,069	0,033 (0,010)	0,049
²² Na	β^+ cum.	0,087 (0,017)	—	0,122 (0,024)	—
⁷ Be	Indep.	0,33 (0,06)	—	0,56 (0,10)	—

Примечание. Для изомеров в колонках «Расчет» дается полный независимый выход нуклида без разделения выходов изомерного и основного состояний.

Результаты такого же типа были получены еще при двух значениях энергии протонов с мишенями из ^{186}W и $^{\text{nat}}\text{W}$, а также при трех энергиях с $^{\text{nat}}\text{Ta}$ и при четырех энергиях с $^{\text{nat}}\text{Re}$. Таким образом, получен экспериментальный материал, позволяющий сделать некоторые обобщения. Эти данные важны особенно потому, что выход изомеров не поддается теоретическому моделированию. Спиновая координата не входит в число параметров, которые отслеживаются в программе. Моделируется только полное сечение для определенного нуклида, а заселение высокоспиновых уровней и изомерное отношение остаются неопределенными. В эксперименте противоположная ситуация — радиоактивные ядра-изомеры могут быть определены, в то время как основные состояния тех же ядер, будучи стабильными, не излучают сигнала, необходимого для измерений. В итоге мы используем экспериментальные определения выхода изомеров, а их основные состояния берем согласно расчету. Тогда изомерное отношение может быть найдено комбинированным методом.

Для практических целей важны в первую очередь абсолютные величины сечения или выхода, которые определены экспериментально. Оказалось, что сечения образования упомянутых трех изомеров не превосходят 1 мб при всех энергиях пучка протонов с разными мишенями. Это может показаться удивительным, поскольку выход каждой из масс от 177 до 179 соответствует сечению около 50–100 мб. Но это полное сечение данной массы, а нас интересует выход в реакции определенного нуклида, причем нуклида вблизи линии бета-стабильности, или даже нейтронно-избыточного изотопа. Такие ядра образуются в малой доле случаев среди всех продуктов с данным массовым числом, потому что продукты обсуждаемых реакций обычно обогащены протонами. Например, ^{177}Lu имеет малый выход, а главную часть выхода берут на себя ядра от ^{177}Re до ^{177}Hf . ^{178}Hf прямо в реакции образуется с не очень большим сечением, однако он аккумулируется после распада изобарной цепочки $^{178}\text{Re} \rightarrow ^{178}\text{W} \rightarrow ^{178}\text{Ta} \rightarrow ^{178}\text{Hf}$. К сожалению, кумулятивно накапливается основное состояние ^{178}Hf , а изомер $^{178m2}\text{Hf}$ может быть получен только прямо в реакции за счет независимого выхода.

Другая причина, определяющая относительно малый выход изомера, — это изомерное отношение для независимых выходов в реакции. Оно зависит от величины углового момента, переданного продукту реакции. Изомерные отношения выведены здесь как результат измерений и расчетов. В табл. 10 приведены сечения и изомерные отношения при получении изомеров ^{177m}Lu , $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$ на пучке протонов с энергией 630 МэВ при облучении различных мишеней. Также приведены сечения образования некоторых нуклидов, которые дают вклад в высокий уровень фонового γ -излучения, по сравнению с собственной радиацией изомеров. Наименьшее сечение для «фоновых» нуклидов было бы желательно, так как это определяет степень радиационного загрязнения источников и, в конечном счете,

требования к их очистке с помощью масс-сепарации или за счет спонтанного распада после длительной выдержки.

По данным табл. 10 можно сделать вывод, что ^{186}W является наилучшей мишенью, и найти объяснение этому. Видно, что величины σ_m/σ_g — наибольшие для мишеней с наибольшим массовым числом. Это объясняется тем, что эмиссия большего числа нуклонов приводит к росту углового момента продукта и к росту σ_m/σ_g . Параллельно с этим сечение образования нуклида σ_g убывает, а их произведение, т. е. σ_m , достигает максимума при некоторой средней массе мишени. По-видимому, ^{186}W близок к этому оптимальному значению массового числа.

Таблица 10. Сечения и изомерные отношения для высокоспиновых изомеров, получаемых при облучении различных мишеней протонами с энергией (в среднем) 630 МэВ [62]. Для сравнения приводятся сечения продуктов, создающих наибольший поток фонового излучения

Нуклид	Мишень			
	^{nat}Ta	^{nat}W	^{186}W	^{nat}Re
Сечение σ , мб				
$^{179m2}\text{Hf}$	0,52	0,36	0,80	0,12
$^{178m2}\text{Hf}$	0,31	0,18	0,48	0,13
^{177m}Lu	0,15	0,13	0,26	0,04
^{178}W	5,9	23	21,8	36
^{175}Hf	56	55	55,6	59
^{172}Hf	47	53,5	57,4	55
^{173}Lu	61	61	60	61
Отношение σ_m/σ_g				
$^{179m2}\text{Hf}$	0,040	0,14	0,25	0,24
$^{178m2}\text{Hf}$	0,021	0,044	0,092	0,14
^{177m}Lu	0,103	0,21	0,29	0,40

Недавно нами были получены предварительные данные о том, что сечение образования изомеров $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$ может быть близким к 0,7 мб, если используется разделенный изотоп ^{179}Hf в качестве мишени, а энергия протонов составляет около 200 МэВ. Это кажется противоречием по отношению к обсуждавшемуся выше выводу о том, что ^{186}W является оптимальной мишенью. Но напомним, что нет правил без исключений. Мишень ^{179}Hf обладает исходно заметным спином (9/2), к тому же отбор реакций с эмиссией только одного или двух нуклонов может привести к отбору периферических столкновений с высоким входным угловым моментом. Так или иначе, если преимущества мишени из ^{179}Hf будут подтверждены, то именно

^{179}Hf может стать самой выгодной мишенью для накопления $^{178m2}\text{Hf}$. Кроме хорошего сечения продукта немаловажной является возможность использовать энергию протонов около 150 МэВ и ниже. Ясно, что ускоритель и его эксплуатация должны быть намного более экономичными в случае получения энергии пучка 150 МэВ по сравнению с 800 МэВ.

Согласно табл. 10 состояния со спином $12\text{--}16 \hbar$ заселяются с немалой вероятностью, около 10 % и выше, в реакциях под действием протонов промежуточной энергии. Отсюда следует существенный для физики процесса вывод о том, что продукты обсуждаемых реакций получают немалый угловой момент за счет быстрого каскада эмиссии нуклонов. Количественную оценку среднего углового момента продукта можно получить, если использовать систематику изомерных отношений в зависимости от углового момента продукта реакции. Такая систематика обсуждается ниже, в следующем разделе, где сравниваются различные продуцирующие реакции для получения $^{178m2}\text{Hf}$.

Немалый спин продуктов быстрого ядерного каскада при промежуточных энергиях протонов подтверждается поведением отношения сечений деления и скалывания. На рис. 18 показаны массовые распределения продуктов. Для всех изученных реакций, когда меняется мишень и энергия протонов, в явном виде обнаружены два широких максимума, соответствующих процессам скалывания и деления. Таким образом, отношение полных сечений этих двух процессов определяется экспериментально. Оказалось, что зависимость данного отношения от энергии протонов не описывается теоретическим расчетом без учета углового момента. Спад сечения деления с уменьшением энергии не

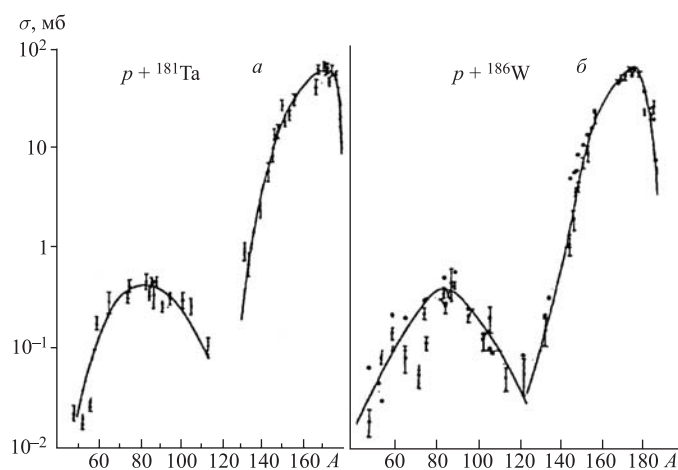


Рис. 18. Массовые распределения продуктов фрагментации мишеней из ^{nat}Ta (а) и ^{186}W (б) под действием протонов с энергией 630 МэВ (по результатам [62, 64])

столь резкий, и это означает повышенную вероятность деления из-за влияния углового момента, накопленного ядром после быстрой стадии реакции. Данный вопрос проанализирован в [63], и сделан вывод, что сечения деления подтверждают немалую величину спина и, следовательно, изомерных отношений для продуктов скалывания.

Обсудим теперь сечения образования изомера $^{178m2}\text{Hf}$ при низкой энергии заряженных частиц вблизи кулоновского барьера взаимодействия. Метод получения изомера $^{178m2}\text{Hf}$ в реакции $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$ был предложен и исследован в [66]. После измерения функции возбуждения построена систематика σ_{m2}/σ_g для данного высокоспинового (16^+) состояния в зависимости от среднего углового момента продукта реакции. Последний параметр мог быть вычислен достаточно надежно для реакции ($^4\text{He}, 2n$) при энергии частиц вблизи и заметно выше кулоновского барьера.

Измерения функции возбуждения послужили для оптимального выбора энергии ионов ^4He и толщины мишени, когда проводились длительные экспозиции на пучке α -частиц с целью накопления $^{178m2}\text{Hf}$. Оказалось, что функция возбуждения имеет максимум при $E_\alpha = 32$ МэВ, а ширина на полувысоте около 7 МэВ. Сдвиг функции возбуждения по отношению к максимуму, соответствующему реакции ($^4\text{He}, 2n$) согласно расчету, объясняется энергией возбуждения изомера, около 2,5 МэВ, и дополнительно вращательной энергией тех состояний со спином выше среднего, которые и приводят главным образом к заселению изомера 16^+ .

Мишени соответствующей толщины были изготовлены из окиси $^{176}\text{Yb}_2\text{O}_3$ высокой степени изотопного обогащения по ^{176}Yb . Это обеспечило, в частности, чистоту полученной активности $^{178m2}\text{Hf}$ от ^{172}Hf и ^{175}Hf . Мишени были облучены интенсивным пучком (100 мкА) ионов $^4\text{He}^{++}$ на циклотроне У-200 в ЛЯР ОИЯИ в Дубне. Было накоплено полное количество около 1 мкг $^{178m2}\text{Hf}$, при том что выход $^{178m2}\text{Hf}$ в 1 с составлял как максимум [66]

$$Y = 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \text{ при } 100 \text{ мкА.}$$

Более высокой продуктивности трудно достичь, потому что из-за торможения ионов ^4He в веществе не представляется полезным облучать больше 0,2 г мишенного материала в каждом отдельном облучении. Интенсивность пучка лимитирована недостаточной стойкостью слоя мишени под пучком при выделении тепловой мощности более 2 кВт. Важным преимуществом данного метода является хорошая чистота получаемого изомерного материала в отношении фоновых активностей. Балластное вещество стабильных изотопов Hf, конечно, присутствует в полученном продукте, но в гораздо меньшем количестве, чем при использовании протонов промежуточных энергий. Тем не менее очистка методом масс-сепарации была необходима и в этом случае [66]. Полученное количество $^{178m2}\text{Hf}$ около 1 мкг, малое по абсолютной

величине, оказалось достаточным для проведения серии экспериментов по наблюдению ядерных реакций с изомером в качестве мишени. Эти работы описаны в [21, 67, 69, 70].

Среди перспективных реакций с заряженными частицами при низкой энергии можно обсудить реакцию $^{176}\text{Lu}(^7\text{Li}, \alpha n)$. Полное сечение должно составить сотни миллибарн, т. е. быть сравнимым с $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$, но изомерное отношение может возрасти в 10 раз. Дело в том, что ^{176}Lu является уникальным стабильным ядром, имеющим высокий спин 7^- , и, следовательно, заселение уровня со спином 16^+ в ядре-продукте реакции должно происходить с большой вероятностью. Согласно нашим оценкам, с учетом более высокой тормозной способности ионов ^7Li можно было бы увеличить абсолютный выход изомера примерно в 5 раз. Необходимо проведение экспериментальных работ по оптимизации энергии и интенсивности пучка ^7Li , а также конструкции мишени и др. для изучения реальной продуктивности такого метода. Сейчас можно говорить только о том, что реакция с ионами ^7Li относится к числу перспективных.

6. СРАВНЕНИЕ ПРОДУКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ РЕАКЦИЙ И ОЦЕНКИ ПРЕДЕЛЬНО ДОСТИЖИМЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВЫХОДА

Изомерное отношение σ_m/σ_g можно считать ключевым параметром, характеризующим тот или иной метод получения изомера. С одной стороны, оно отражает влияние структурных факторов, поскольку прочие факторы, влияющие на сечение и выход нуклида в реакции, одинаковы для изомера и основного состояния. С другой стороны, σ_m/σ_g определяет качество получаемого изомерного материала, а именно примесь балластного вещества, каким часто является основное состояние, если оно стабильно или имеет долгий период полураспада. Естественным параметром для систематизации измеренных величин σ_m/σ_g может быть средний угловой момент остаточного продукта ядерной реакции после испускания нуклонов, поскольку дефицит спина определяет во многих случаях изомерное отношение. Угловой момент продукта может быть теоретически предсказан не для всех реакций, но реакции $(^4\text{He}, 2n)$, (γ, n) и $(n, 2n)$ при относительно низких энергиях поддаются теоретическому анализу.

На рис. 19 показана систематика, построенная на основе измеренных значений σ_m/σ_g для $^{178m2}\text{Hf}$ [60–64, 66]. В принципе, подобная систематика может быть дана и для $^{179m2}\text{Hf}$, рост σ_m/σ_g с увеличением углового момента продукта проявляется так же сильно. Но для определенности будем обсуждать сейчас результаты по $^{178m2}\text{Hf}$. В общем, характер зависимости, регулярное расположение точек и величина изомерных отношений подтверждают определяющее значение спиновых ограничений. На долю структурных

K -запретов, по-видимому, не остается значительных факторов, которые подавляли бы выход изомера. Это не удивительно, так как ядро-остаток реакции имеет достаточно высокую энергию возбуждения, сравнимую с B_n , при которой K -смешивание велико или достигает 100 %.

Для реакций под действием частиц промежуточной и высокой энергии спин продукта трудно было бы вычислить теоретически. Как уже обсуждалось, зафиксированные в экспериментах величины σ_m/σ_g для реакций скалывания под действием протонов подтверждают немалое значение спина ядра-остатка реакции. Систематика рис. 19 позволяет сделать количественную оценку, получено значение $\bar{I} \approx 8-9 \hbar$ при энергии протонов 650 МэВ на мишени из Та. Может показаться удивительным, что облучение фотонами тормозного спектра с граничной энергией 4500 МэВ приводит к примерно такой же величине σ_m/σ_g . Конечно, фотон не обладает высоким орбитальным моментом протона, но фотопоглощение может сопровождаться эмиссией энергичных частиц, например посредством квазидейтронного механизма фотопоглощения. Эмиссия нуклонов с энергией порядка сотен МэВ должна привести к передаче углового момента, сопоставимого с тем, что имеет место при взаимодействии протонов промежуточной энергии с тяжелым ядром. Эти результаты представляют интерес для физики ядерных реакций и могут способствовать развитию теоретического описания взаимодействия частиц с ядрами при промежуточной и высокой энергиях.

В табл. 11 проводится сравнение абсолютной продуктивности различных реакций для накопления $^{178m2}\text{Hf}$. Сравнение не может быть совершенно строгим, потому что выход зависит не только от сечения реакции, но и от практических условий, таких как достижимая мощность облучения и количество вещества мишени. Все же мы предприняли попытку ранжировать реакции по величине абсолютного выхода. При этом для разного типа частиц предполагается одинаковая интенсивность пучка — 100 мкА, поскольку близкие значения тока пучка достигнуты в настоящее время на многих ускорителях. Толщину мишени выбираем в соответствии с конкретными ограни-

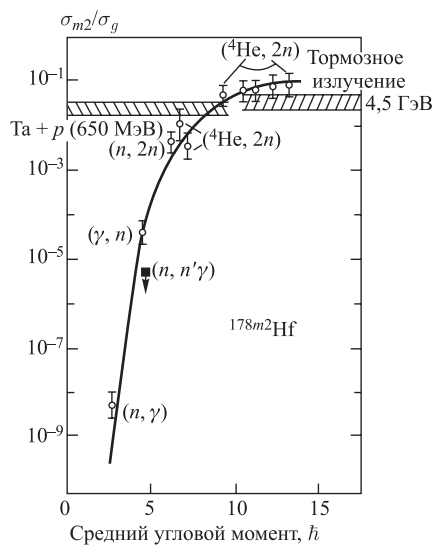


Рис. 19. Систематика изомерных отношений при получении изомера $^{178m2}\text{Hf}$ в реакциях под действием различных частиц (по результатам [72])

чениями, связанными с поглощением энергии бомбардирующей частицы. В случае обогащенных изотопов предполагаем, что в мишени могут быть использованы 10 г вещества. Больше количество если и достижимо, то имеет весьма высокую стоимость.

Таблица 11. Сравнение продуктивности различных реакций для получения изомера $^{178m2}\text{Hf}$. Приведены значения выхода, сечения и изомерного отношения, а также ранг каждой реакции в порядке убывания выхода [72]

Характеристика	Бомбардирующая частица						
	γ -квант		Нейтрон, 1_0n		Протон, $^1_1\text{H}^+$		Альфа, $^4_2\text{He}^{++}$
E_{max} , МэВ	22	4500	Тепловая	14	650		36
Интенсивность	100 мкА e^-	100 мкА e^-	$5 \cdot 10^{14}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	10^{12} $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	100 мкА		100 мкА
Мишень	^{179}Hf	Ta	^{177}Hf	^{179}Hf	Ta	^{186}W	^{176}Yb
Количество	10 г (полное)	33 г/см ²	1 г (полное)	10 г (полное)	33 г/см ²	5 г/см ²	0,07 г/см ²
σ_m , мб	—	—	$2 \cdot 10^{-3}$	7,3	0,3	0,5	7
σ_m/σ_g	$3 \cdot 10^{-5}$	0,03	$7 \cdot 10^{-9}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	0,02	0,09	0,05
Продуктивность, с^{-1}	$4 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$
Ранг	6	3	7	4	1	2	5

Примечание. Сечение σ_m не приводится для реакций под действием тормозного излучения из-за сплошного спектра фотонов. Измерялось отношение выходов, оно дано в таблице.

Из табл. 11 следует, что облучение ^{186}W протонами с энергией 650 МэВ могло бы обеспечить наибольшую продуктивность, но необходимость использовать обогащенный изотоп накладывает определенное ограничение на количество вещества мишени. Тогда наилучшей становится реакция $p + \text{Ta}$ с использованием Ta естественного изотопного состава. Именно эта реакция была использована в Лос-Аламосе. Стоимость облучений могла быть очень высокой, так как используется уникальный ускоритель, обеспечивающий мощность пучка вплоть до 1 МВт. Облучения оказались возможными только потому, что они шли как сопутствующие во время других физических экспериментов.

Табл. 11 подготовлена главным образом для сравнения различных методов, поэтому количественные характеристики мощности установок взяты на среднем уровне, соответствующем типичным установкам для физических исследований в университетах и научных центрах. Существуют, однако, ускорители особо высокой мощности, например, в Лос-Аламосе интенсивность

пучка 800-МэВ протонов может достигать 1000 мкА. Если взять к тому же толщину мишени из Та около 10 см, т. е. 166 г/см², то при том же сечении образования ^{178m2}Hf можно получить значение выхода

$$Y = 10^{12} \text{ с}^{-1}.$$

На сегодня это значение может считаться предельно достижимым, соответственно, в течение года эффективного облучения при обеспечении таких параметров будет получено около 10 мг изомерного вещества ^{178m2}Hf. Мы не касаемся сейчас вопроса о стоимости работ и об уровне активности мишеней, которые должны затем проходить стадию химической обработки. Но даже пренебрегая трудностями, нельзя ожидать получения граммов изомера.

Если обсуждать наиболее экономичный способ получения ^{178m2}Hf, то предпочтения могут быть другими. Например, пучок 100-МэВ протонов на мишени из Та при высокой интенсивности может обеспечить высокую продуктивность, хотя и меньшую, чем в Лос-Аламосе. Но преимущество состоит в использовании ускорителя, потребляющего намного меньше электроэнергии. Полная активность мишеней и их вес значительно уменьшаются, что существенно для работ по химическому разделению продуктов. Те же преимущества характеризуют мишень ¹⁷⁹Hf, к тому же выход изомера должен быть больше, чем в случае Та.

Среди других реакций неплохую перспективу имеют облучения на пучке ускорителя электронов на ГэВ-ные энергии с использованием тормозного излучения. Реакция ¹⁷⁹Hf(*n*, 2*n*) при 14 МэВ может обеспечить хорошую продуктивность, но здесь главный вопрос — это какой поток нейтронов с такой энергией можно было бы реально получить. В табл. 11 мы ограничились значением потока, реально достижимым на уже существующих современных установках при использовании реакции (*d* + *T*). Более подробно сравнение методов обсуждается в [72].

Для увеличения выхода изомеров можно предполагать, что в будущем будут созданы специальные установки высокой мощности и окажется возможным использование килограммовых количеств разделенных изотопов, таких как ¹⁷⁶Lu, ¹⁷⁹Hf и ^{180m}Ta. Тогда реальная продуктивность получения изомеров должна стать больше в 10–100 раз по сравнению с приведенными выше оценками, но на сегодня это кажется далеким от реальности.

7. ПУТИ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Выше дан обзор работ последнего десятилетия, возникших на волне ожиданий быстрого прогресса в области триггеринга изомеров, контролируемого выделения энергии, импульсов γ -излучения и, в пределе, создания гамма-

лазера на ядерных уровнях. Нетрудно понять, что надежды на скорейшее решение этих проблем пока не оправдались. Это не означает, что исследования оказались в тупике, напротив, можно ожидать появления новых предложений наряду с регулярным эволюционным прогрессом в уже известных областях. В данном разделе, не претендуя на полноту, попытаемся обозначить наиболее перспективные направления работ.

1. Начнем с проблемы достижения максимального выхода высокоспиновых изомеров при их получении. Выше были описаны существующие возможности, количественные ограничения и пределы, просматривающиеся на сегодня за счет дорогостоящих, но все еще реальных технических достижений. Казалось бы, вопрос исчерпан, тем не менее недавно выдвинуто новое предложение [73], которое позволит получать такие изомеры, как $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$, в рекордном количестве при весьма умеренных затратах. Как известно, эти изомеры образуются с хорошим сечением в реакции $(n, 2n)$ при энергии нейтронов около 14 МэВ. Однако в существующих установках поток таких нейтронов ограничен из-за трудностей интенсивного облучения тритиевой мишени при использовании экзотермической реакции синтеза $T(d, n)^4\text{He}$. Новое предложение состоит в возможности использовать другую реакцию, также характеризующуюся высоким энерговыделением: $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$. Выход и спектр нейтронов этой реакции был изучен ранее [74]. Наши количественные оценки показали [73], что, облучая мишень из ^7Li интенсивным пучком дейтронов при энергии около 2 МэВ, можно получить весьма интенсивный поток быстрых нейтронов с подходящей энергией 13–15 МэВ. Изомеры $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$ будут синтезироваться в мишенях ^{179}Hf и ^{180}Hf соответственно, с высоким выходом, сопоставимым с тем, который достигнут на пучках протонов с энергией 800 МэВ в Лос-Аламосе [65]. Мощность пучка, затраты и полная активация будут, однако, на несколько порядков величины меньше. Т. е. стоимость того же продукта (изомера) будет выражаться в «медных» деньгах, а не в «золотых». Эту возможность необходимо тестировать экспериментально.

2. Важный и все еще открытый вопрос — это поиск схемы стимуляции изомера через уровень, расположенный при относительно низкой энергии возбуждения (выше изомера). В литературе можно найти обещающие схемы для ограниченного числа ядер: ^{68m}Cu , ^{84m}Rb , ^{108m}Ag , ^{166m}Ho , ^{176g}Lu , ^{189m}Os и ^{242m}Am . ^{176}Lu вошел в этот список несмотря на то, что это не изомер, а основное состояние. Но его спин велик: $I^\pi = 7^-$, поэтому инициированный переход на 1^- -изомерное состояние может служить как модель для тестирования процессов стимуляции высокоспиновых изомеров. В работах [75, 76] ^{176m}Lu был активирован, наряду с активацией изомера ^{189m}Os и девозбуждением ^{180m}Ta , под действием тормозного излучения, а также линейчатого γ -спектра мощных радиоизотопных источников: ^{60}Co и ^{137}Cs . Характеристическая γ -линия, излучаемая при распаде ^{137}Cs , имеет энергию около 662 кэВ.

Следовательно, авторы [75, 76] могли говорить о существовании активационных (триггеринг-) уровней при $E^* \leq 662$ кэВ. Заметим, что в работе [77] показан путь активации 1^- -изомера при облучении ^{176g}Lu через 5^- -уровень при 838 кэВ. Обсуждается, кроме того, возможная роль ^{176}Lu в качестве термометра в звездных процессах нуклеосинтеза, так же как и ^{180m}Ta [7].

Изомеры ^{108m}Ag и ^{166m}Ho имеют время жизни 418 и 1200 лет соответственно, поэтому они перспективны в качестве аккумулятора энергии. Автор [78] путем анализа схем уровней, опубликованных ранее [79, 80], обнаружил потенциальные активационные уровни, связанные γ -переходами как с изомерным, так и с основным состоянием. Необходимо проверить эти возможности экспериментально. Подходы к стимуляции ^{242m}Am подробно обсуждены выше.

Другие изомеры из приведенного списка характеризуются довольно коротким временем жизни, тем не менее схемы их стимуляции имеют значение для понимания процессов, и особенно в том случае, если задача создания γ -лазера будет реанимирована. Для ^{84m}Rb ($T_{1/2} = 20,3$ мин) доказательство триггеринга в эксперименте [52] выглядит не очень убедительно, но схема сама по себе перспективна, так как используется переход с низкой энергией 3,5 кэВ и с мультипольностью $M1$. Авторы [81] сообщили о наблюдении триггеринга изомера ^{68m}Cu ($T_{1/2} = 3,7$ мин) методом кулоновского возбуждения. Энергия, затрачиваемая на стимуляцию, не мала, около 235 кэВ, а полное энерговыделение 956 кэВ. В данном эксперименте был использован пучок ускоренных изомерных ядер на установке REX ISOLDE в ЦЕРН.

Среди короткоживущих особенно интересен изомер ^{189m}Os ($T_{1/2}=5,7$ ч). В [82] сделана попытка измерения вероятности NEET с заселением ядерного уровня $5/2^-$, расположенного при $E^* = 69,5$ кэВ, т.е. весьма близко к энергии перехода электрона с M -оболочки на K -вакансию в атоме Os. Приводится предел для вероятности NEET меньше $0,9 \cdot 10^{-9}$, впоследствии этот предел был улучшен примерно в 2 раза в [83], но эти результаты пока не достигают уровня около 10^{-10} , который был обозначен в теоретических расчетах. Более интересно то, что изомерный $9/2^-$ -уровень при энергии 30,8 кэВ может быть заселен сверху с уровня $5/2^-$, и вероятность этого не слишком мала ($\sim 10^{-3}$). Практически было показано, что изомер должен заселяться с помощью синхротронного излучения с энергией выше порога ионизации K -оболочки атома Os через NEET или резонансным фотопоглощением на ядерных уровнях. Даже легче обеспечить триггеринг изомера, используя тот же переход, но в обратном порядке: $9/2^- \rightarrow 5/2^-$, $E_\gamma = 38,7$ кэВ. Это как раз искомый случай триггеринга изомера при резонансном поглощении фотонов небольшой энергии.

В плотной плазме при высокой температуре нижние уровни ядра ^{189}Os могут быть заселены и возможно даже инверсное заселение. К тому же полная обдирка электронных оболочек приведет к исключению электронной конвер-

сии ядерных переходов. Радиационные процессы будут доминировать, время жизни уровней возрастет. Все это полезно для создания γ -лазера, но остается фундаментальное ограничение: когерентная стимулированная эмиссия ансамбля ядер окажется подавленной из-за высокой температуры ядерного компонента в плазме. Фантастичной кажется идея ускорять эти ободранные, возбужденные ядра до релятивистской скорости, близкой к скорости света. Тогда сгусток ионов может оказаться холодным в смысле относительных скоростей отдельных частиц, и резонансная стимулированная эмиссия станет возможной.

3. Вопрос о возбуждении ядер в плазме, созданной мощным лазерным импульсом, остается не окончательно выясненным в экспериментальном отношении, хотя были проведены работы в этом направлении. Много усилий было потрачено на наблюдение заселения изомера ^{235m}U ($T_{1/2} = 26,8$ мин), расположенного при малой энергии возбуждения около 77 эВ [53, 84]. Не очень высокая мультипольность перехода $E3$ также не должна препятствовать заселению, но результат скорее отрицательный. Финальный вывод на текущий момент был сформулирован в [85]: изомер, возможно, и заселяется, но его излучение трудно обнаружить. Дело в том, что при высокой мощности импульса лазера [86] температура плазмы сравнима с энергией ядерного перехода. Тогда происходит не только заселение, но и вынужденная разрядка изомерного состояния, возможны даже осцилляции заселенности типа осцилляций Раби.

Так или иначе, эксперименты показали низкую вероятность заселения этого изомера [84]. Другая важная особенность лазерной плазмы — это высокая степень ионизации атомов, при которой подавлены такие атомные процессы, как внутренняя электронная конверсия, что отмечалось авторами [51], а также оже-эмиссия согласно [57]. Положение и ширина атомных уровней меняются в зависимости от зарядового состояния, что может способствовать выбору резонансных условий для процесса НЕЕТ. Обратный процесс — резонансная конверсия на связанный уровень (VIC) — был недавно обнаружен в экспериментах [87], и автор [46] предполагает, что VIC тоже может обеспечить ускоренный распад изомера при определенных условиях.

В дополнение скажем, что присутствие электронов теплового спектра в плазме может облегчить строгие резонансные ограничения на эффективность НЕЕС для возбуждения ядерных уровней. Эта особенность недавно прояснена в обсуждениях с Ю. П. Гангрским и И. Н. Изосимовым. Действительно, дополнительная энергия электрона может компенсировать дефицит энергии при неполном резонансе между атомным и ядерным переходами, так же как и при распаде автоионизационных состояний [50]. Тогда НЕЕС окажется возможным в плазме, даже если процесс имеет низкую вероятность при комнатной температуре. Вообще, вероятность этого процесса мала в присутствии электронов на своих орбитах выше вакансии.

Таким образом, из теоретических рассмотрений следует вывод, что в плазме должны осуществляться механизмы, позволяющие манипулировать заселением и временем жизни изомерных уровней.

Однако эксперименты с ^{235m}U не подтвердили эффективное заселение изомера. Этот факт можно объяснить слишком низкой энергией перехода, сравнимой с температурой плазмы, что ведет к интенсивной связи ядерного излучения с плазмой в прямом и обратном переходах. Тогда следует искать активацию ядерного уровня с энергией намного выше, чем средняя энергия излучения в плазме. Этому условию отвечает изомер в ^{181}Ta ($T_{1/2} = 6,8$ мкс), расположенный при энергии 6,2 кэВ. Возбуждение ^{181m}Ta впервые было замечено в опытах МГУ [51]. Впоследствии французские авторы не опровергли наблюдение [51], но высказали соображения, что использование образца W для оценки фона (при тех же условиях) может быть некорректным [86]. Спектр излучения, зарегистрированный детектором при облучении образца лазерным импульсом, может зависеть от материала образца и состояния поверхности. Для получения более твердых результатов с ^{181}Ta в Глазго планируется повысить плотность мощности лазера на несколько порядков величины и применить детекторы с лучшими параметрами [88]. Итак, заселение и разрядка ядерных уровней в плазме продолжает быть актуальной темой экспериментальных исследований.

4. На повестке дня также остается вопрос об эффективных инструментах, которые можно использовать для возбуждения ядерных состояний. Хорошо известные установки, такие как электронный синхротрон на ГэВ-ные энергии для генерации синхротронного излучения или ускоритель тяжелых ионов для применения метода кулоновского возбуждения, давно используются в исследованиях. Но они слишком громоздки, дороги и потребляют много энергии. Ясно, что для прикладных задач следует искать более экономичные устройства. К сожалению, возможности ограничены. Небольшие электронные ускорители на 2 или 4 МэВ уже были опробованы, и изомеры были возбуждены, но их выход недостаточен [89]. Возбуждение ядер прямым электронным пучком, как известно, имеет сечение в несколько десятков раз меньше, чем фотоядерные реакции. А при конвертировании энергии электрона в тормозной спектр теряется интенсивность и монохроматичность пучка. Тем не менее чаще используют тормозное излучение. Но в некоторых случаях реакция (e, e') на прямом электронном пучке была применена в ядерной спектроскопии для решения специфических задач, таких как измерение силы $E1$ - и $M1$ -гигантских резонансов при энергии возбуждения около 3 МэВ [90].

Недавно появились работы по генерации квазимонохроматических пучков излучения методом рассеяния фотонов, полученных с помощью лазера на свободных электронах, при взаимодействии с пучком ГэВ-ных электронов. Интенсивность пока невелика, но уже известны работы по ядерной спектроскопии на таких пучках [91]. Методы ускорения частиц в лазерной плазме

впоследствии могут привести к созданию новых компактных и интенсивных источников излучения. Ведутся работы в направлении создания лазера на свободных электронах с использованием электронов, ускоренных в лазерной плазме [92].

Все перечисленные проблемы требуют дальнейших исследований, но планировать те или иные продвижения трудно, так как в науке обычно возникает тем больше вопросов, чем больший прогресс достигнут. Завершая обзор, давайте вернемся из области предположений и далеких экстраполяций в обычную, «лабораторную» систему координат. Для этого можно порекомендовать читателю ознакомиться с известными ранее обзорами [4, 46, 93–96] и с трудами рабочих совещаний, упомянутых в [3, 24, 30, 39, 78], а также обратиться к уже цитированным статьям, которые кажутся наиболее надежными в экспериментальном отношении [7, 20, 21, 38, 45, 62]. Для устранения возможных трудностей в терминологии ниже приведено соответствие терминов, типичных для литературы на английском языке, их русским аналогам. Речь идет о процессах взаимной конверсии ядерных и атомных переходов:

ИС = внутренняя электронная конверсия = эмиссия связанного электрона за счет ядерного перехода;

НЕЕС = обратная электронная конверсия = возбуждение ядра при захвате электрона;

ВИС = конверсия на связанное состояние = резонансная конверсия;

НЕЕТ = обратная резонансная конверсия = возбуждение ядра атомным переходом;

ТЕЕН = внутренняя электронная конверсия = в частном случае ВИС;

ЕС = электронный захват = процесс, обратный бета-распаду на связанное состояние.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Свойства многих изомеров обсуждены в контексте перспектив триггеринга для создания управляемых источников ядерной энергии и гамма-излучения. Изомеры классифицированы по группам, соответствующим отбору наилучших кандидатов на решение той или иной прикладной задачи.

Дан обзор опубликованных работ по стимулированному распаду (триггерингу) изомеров. Триггеринг ^{180m}Ta — единственного распространенного в природе изомера — наблюдался и изучен многими группами. Для ^{180m}Ta требуется достаточно высокая энергия (≥ 1 МэВ) иницирующих фотонов, что ограничивает применение этого изомера. Вопрос о триггеринге долгоживущего изомера $^{178m2}\text{Hf}$, обладающего высокой удельной энергией, находится в стадии экспериментальных попыток наблюдения. Недавно в реакции кулоновского возбуждения получены указания на возможность триггеринга

$^{178m2}\text{Hf}$ через состояние, лежащее выше изомера на 331 кэВ. Более низкая энергия триггеринга пока под вопросом. Приведены имеющиеся результаты о механизме структурного K -смешивания в ядрах за счет увеличения энергии возбуждения и углового момента.

Обсуждаются опробованные экспериментальные схемы, а также предложенные нами альтернативные методы инициирования изомерного распада, в частности с помощью механизма атомно-ядерной гибридизации состояний в возбужденном, сильноионизованном атоме и с использованием таких технических средств, как мощные фемтосекундные лазеры оптического диапазона и современные ЭЦР-источники высокозарядных ионов.

Составлена сводка не решенных пока проблем, и сделана попытка увидеть перспективу исследований в ближайшем будущем на основе наиболее интересных экспериментальных работ последних лет.

Проблема накопления ядерных изомеров, интересных для стимулированного высвобождения энергии, характеризуется количественно на основе известных литературных данных, а также с привлечением результатов нашей новой серии измерений, предпринятых для изомера $^{178m2}\text{Hf}$. Приведены реально достижимые на современных установках значения выхода изомеров в ядерных реакциях, что позволяет оценить возможность тех или иных экспериментов или прикладных работ по использованию конкретного изомера в качестве рабочего тела. Наибольшее внимание уделено перспективным изомерам: ^{242m}Am , ^{177m}Lu , $^{178m2}\text{Hf}$ и $^{179m2}\text{Hf}$. Первые два могут быть накоплены в весовом количестве в стандартных облучениях на реакторе. Обсуждены возможности увеличения продуктивности в случае, если будут созданы новые мощные установки специально для получения изомеров.

В перспективе можно рассчитывать на успешное наблюдение триггеринга изомеров при относительно малой энергии, затрачиваемой на единственный акт триггеринга. От этого зависит эффективность практического использования изомерной энергии, поскольку выделенная энергия должна превышать затраченную. Такие работы потребуют, конечно, немалых материально-технических средств и затрат труда, но они будут иметь выход, по крайней мере в отношении новых научно-технических достижений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Walker P. M., Dracoulis G. // Nature. 1999. V. 399. P. 35.
2. Coussemont R. et al. // Eur. Phys. News. 2003. V. 34. P. 190.
3. Карамян С. А. // Тр. рабоч. совещ. по физике изомеров. Саров, 2001. С. 164.
4. Walker P. M., Carroll J. J. // Physics Today. 2005. V. 39, No. 6.
5. Carroll J. J. // Laser Phys. Lett. 2004. V. 1, No. 6. P. 275.

6. *Chadwick M. B., Young P. G.* // Nucl. Sci. Engin. 1991. V. 108. P. 117.
7. *Belić D. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 035801.
8. *Karamian S. A. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1812.
9. *Karamian S. A. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 755.
10. *Walker P. M. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 408. P. 42.
11. Table of Isotopes / Eds.: Firestone R. B. et al. 8th Ed. Wiley, 1996.
12. *Mughabghab S. F. et al.* Neutron Cross Sections. V. 1. Parts A, B. Acad. Press, 1981; 1984.
13. *Roig O. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 521. P. 5.
14. *Belier G. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 014603.
15. *Roig O. et al.* // Ibid. V. 74. P. 054604.
16. *Collins C. B. et al.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 37. P. 2267.
17. *Dracoulis G. D. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 037301.
18. *Walker P. M., Dracoulis G., Carroll J. J.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 061302(R).
19. *Loewe M. et al.* // Acta Phys. Polon. 1999. V. 30. P. 1319.
20. *Loewe M. et al.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 551. P. 71.
21. *Karamian S. A. et al.* // Z. Phys. A. 1996. V. 356. P. 23.
22. *Hayes A. B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 242501.
23. *Hayes A. B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 042505.
24. *Karamian S. A., Carroll J. J.* // Proc. of the 7th AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics. Dubna, 2005. P. 85.
25. *Karamian S. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 057301.
26. *Hayes A. B. et al.* // Laser Phys. 2007. V. 17. P. 745.
27. *Karamian S. A., Carroll J. J.* // Ibid. P. 80.
28. *Alder K. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1956. V. 28. P. 432.
29. *Van Bürck U. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 355.
30. *Kocharovskaya O.* // Hyp. Int. 1997. V. 107. P. 187.
31. *Rostovtsev Y., Kolesov R., Kocharovskaya O.* // Hyp. Int. 2002. V. 143. P. 121.
32. *Reiss H. R.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1229.
33. *Collins C. B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 695.
34. *Hambling D.* // New Scientist. Aug. 13th. 2003;
Becker M. // Der Spiegel. Aug. 14th. 2003;
Schwarzschild B. // Phys. Today. 2004. V. 57(5). P. 21;
Лесков С. // Известия. Наука. 2003. 11 сент.
35. *Weinberger Sh.* Imaginary Weapons. N. Y.: Nation Books, 2006.

36. *Collins C. B. et al.* // Laser Phys. Lett. 2005. V. 2. P. 162.
37. *Ткаля Е. В.* // УФН. 2005. Т. 175. С. 555.
38. *Ahmad I. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 024311.
39. *Roberts H. et al.* // Hyp. Int. 2003. V. 143. P. 111.
40. *Carroll J. J. et al.* // Ibid. P. 37.
41. *Ugorowski P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 565. P. 657.
42. *Karamian S. A., Carroll J. J.* // Laser Phys. 2001. V. 11. P. 23.
43. *Olariu S., Olariu A.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 333.
44. *Helba M. et al.* // Proc. of the 7th AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics. Dubna, 2005. P. 45.
45. *Karamian S. A. et al.* // High Energy Density Phys. 2006. V. 2. P. 48.
46. *Карпешин Ф. Ф.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. С. 523.
47. *Kishimoto S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1831.
48. *Kishimoto S. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 031301(R).
49. *Ткаля Е. В.* // 56-я конф. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра: Сб. тез. Саров, 2006. С. 29.
50. *Izosimov I. N.* // Laser Phys. 2007. V. 17. P. 755.
51. *Андреев А. В. и др.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. С. 1343.
52. *Андреев А. А. и др.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 1004.
53. *Harston M. R., Chemin J. F.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 2462.
54. *Cavalleri A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 586.
55. *Schmidt V., Husinsky W., Betz G.* // Ibid. P. 3511.
56. *Karamian S. A., Carroll J. J.* // Hyp. Int. 2002. V. 143. P. 69.
57. *Karamian S. A. et al.* // Laser Phys. 2004. V. 14. P. 166.
58. *Karamian S. A., Carroll J. J.* // Laser Phys. 2002. V. 12. P. 310.
59. *Boos N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2689.
60. *Karamian S. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 530. P. 463.
61. *Karamian S. A. et al.* // Laser Phys. 2004. V. 14. P. 438.
62. *Karamian S. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 527. P. 609.
63. *Karamian S. A., Adam J.* // Chech. J. Phys. 2003. V. 53. P. B381.
64. *Karamian S. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 489. P. 448.
65. *O'Brien H. A.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1989. V. 40/41. P. 1126.
66. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // J. Phys. (London). G. 1992. V. 18. P. 393.
67. *Oganessian Yu. Ts., Karamian S. A.* // Hyp. Int. 1997. V. 107. P. 43.
68. *Helmer R. G., Reich C. W.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 211. P. 1.

69. *Karamian S. A. et al.* // Proc. of Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics. Singapore, 1998. P. 565.
70. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // JINR Rapid Commun. 1992. No. 3[54]. P. 72.
71. *Kondurov I. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1981. V. 106. P. 383.
72. *Karamian S. A.* // Yad. Fiz. 2005. V. 68. P. 1827.
73. *Karamian S. A., Carroll J. J.* // Book of Abstr. of the 57th Intern. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Structure of Atomic Nuclei, Voronezh, 2007. St. Peterburg, 2007.
74. *Бочкарев О. В. и др.* // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1749.
75. *Lakosi L.* // Z. Phys. A. 1996. V. 356. P. 155.
76. *Lakosi L., Nguyen T. C.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 697. P. 44.
77. *Klay N. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 2839.
78. *Carroll J. J.* // Proc. of the 12th Intern. Conf. on Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Notre Dame, 2005 / Ed. by A. Woehr, A. Aprahamian. AIP Press, 2006.
79. *Espinosa-Quinones F. R. et al.* // Phys. Rev. 1995. V. 52. P. 104.
80. *Shirshikov E. N., Timofeeva N. V.* // Nucl. Data Sheets. 1992. V. 67. P. 45.
81. *Van Duppen P.* // Program and Abstract Book of IOP Nucl. and Part. Phys. Intern. Conf., Guildford, 2007. Univ. of Surrey Publ. P. 3.
82. *Ahmad I. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 051304(R).
83. *Aoki K. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 044609.
84. *Glaverie G. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 044303.
85. *Meot V. et al.* // Proc. of the 7th AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics. Dubna, 2006. P. 153.
86. *Gobet F. et al.* // Ibid. P. 162.
87. *Carreira T. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 024311.
88. *Thompson P.* // Report at IOP Nucl. and Part Phys. Intern. Conf., Guildford, 2007. Satellite Workshop on Isomers.
89. *Collins C. B., Carroll J. J.* // Hyp. Int. 1997. V. 107. P. 3.
90. *Sheck M. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 064313.
91. *Pietralla N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 012502.
92. *Grüner F. et al.* // Appl. Phys. 2007. V. B86. P. 431.
93. *Гангрский Ю. П., Тончев А. П., Балабанов Н. П.* // ЭЧАЯ. 1996. Т. 27. С. 1043.
94. *Гангрский Ю. П., Мазур В. М.* // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33. С. 158.
95. *Мазур В. М., Мельникова Л. М.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. С. 1744.
96. *Carroll J. J. et al.* // Hyp. Int. 2001. V. 135. P. 3.