

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ СЕЧЕНИЙ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР ПО НАБЛЮДЕНИЮ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ $\gamma$ -ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ

*А. А. Андреев, А. К. Ваньков, К. Ю. Платонов,  
Ю. В. Рождественский\*, С. П. Чижов, В. Е. Яшин*

*Институт лазерной физики  
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 14 декабря 2001 г.

Представлены теоретические оценки и первые экспериментальные результаты по наблюдению резонансной флуоресценции в ядрах изомера рублидия при накачке смежного перехода с энергией 3.4 кэВ рентгеновским излучением лазерной плазмы. Лазерная плазма получалась путем облучения серебряной мишени мощным излучением Nd-лазера с длительностью импульса 600 пс. Показано, как по регистрации количества испущенных  $\gamma$ -квантов можно определить вероятность низкоэнергетического ядерного перехода, возбуждаемого рентгеновским излучением лазерной плазмы.

PACS: 52.50.Jm, 52.40.Nk, 52.25.Dg

## 1. ВВЕДЕНИЕ

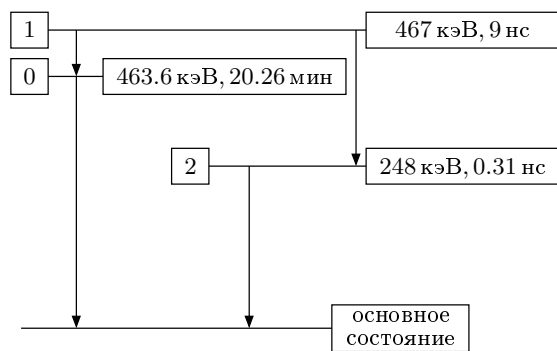
Получение спектроскопической информации о низкоэнергетических переходах (1–100 кэВ) в изомерных ядрах является одной из насущных проблем ядерной спектроскопии. Например, подтверждение (или опровержение) теории Акселя–Бринка, согласно которой сечения низкоэнергетических переходов в ядрах зависят только от разности энергий, но не зависят от абсолютных значений энергий уровней [1], требует прямого измерения вероятностей низкоэнергетических переходов. Кроме того, знание сечений поглощения рентгеновского излучения ядрами необходимо для практической реализации как когерентных (лазерных), так и некогерентных источников  $\gamma$ -диапазона при использовании двухступенчатой накачки [2].

В настоящее время такую спектроскопическую информацию пытаются получить традиционными методами ядерной спектроскопии, возможности которой уменьшаются по мере снижения энергии используемого ядерного перехода. В результате вслед-

ствие особенностей используемой в ядерной спектроскопии техники детектирования [3] уже при энергиях перехода порядка 100 кэВ такие традиционные методы не дают удовлетворительной информации. С другой стороны, развитие интенсивных источников теплового рентгеновского излучения, в принципе, позволяет осуществить детектирование таких низкоэнергетических переходов с помощью методов, характерных скорее для лазерной, чем для ядерной спектроскопии.

Например, была предпринята попытка наблюдения  $\gamma$ -флуоресценции в изомере  $^{178}\text{Hf}$ , индуцированной рентгеновским излучением медицинского источника [4]. Однако, несмотря на то что выбранный для эксперимента изомер гафния имеет ряд неоспоримых преимуществ по сравнению с другими изомерами (время жизни 31 год, значительное сечение радиационного поглощения рентгеновских квантов), полученные результаты не являются надежными прежде всего из-за слабой интенсивности используемого рентгеновского источника (см. [4]). Кроме того, в работе [5] были проведены наблюдения по возбуждению ядер стабильного изотопа  $^{181}\text{Ta}$ , который имеет низколежащий ядерный уровень с энер-

\* E-mail: RozdYu@soi.spb.su, Rozd-Yu@mail.ru



**Рис. 1.** Схема уровней изомера  $^{84}_{37}\text{Rb}_{47}$ , используемого в нашем эксперименте. После облучения на циклотроне мишени из брома получается мишень, активированная ядрами данного изомера в долгоживущем состоянии 0. На переходе 0–1 действует рентгеновское излучение лазерной плазмы. Часть ядер переходит в состоянии 1 и спонтанно распадается с относительной вероятностью  $1/2$  в состояния 0 и 2. В последнем случае должны наблюдаться  $\gamma$ -кванты с энергией 219 кэВ

гией 6.238 кэВ [5]. В этом случае для возбуждения ядер использовалось собственное рентгеновское излучение лазерной плазмы, полученное при облучении мишени из тантала субпикосекундными оптическими импульсами с интенсивностью  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Выбор стабильного изотопа в этом случае привел к необходимости использования сложной техники временной селекции при регистрации сигнала возбужденных ядер. Дело в том, что поскольку в [5] производилась рентгеновская накачка низколежащего ядерного уровня в тантале из основного состояния, энергия спонтанно испущенных квантов совпадала с энергией квантов накачки. Поэтому требовалась специальная техника по разделению во времени полезного сигнала от возбужденных ядер и сигнала от собственного излучения плотной плазмы. В результате, как отмечалось в [5], наиболее перспективным в такой ситуации является использование нестабильных ядерных изомеров, когда энергия рентгеновской накачки значительно ниже энергии регистрируемого  $\gamma$ -кванта. В этом случае остаются все преимущества от использования лазерной плазмы как источника рентгеновского излучения и в то же время существенно упрощается система регистрации спонтанно испущенных квантов.

В настоящей работе мы представляем первые экспериментальные результаты и теоретические оценки потенциальных возможностей нового метода определения радиационных низкоэнергетических  $\gamma$ -пере-

ходов в изомерных ядрах. Предлагаемый нами метод основан на наблюдении  $\gamma$ -флуоресценции интенсивного ядерного перехода при рентгеновской накачке низкоинтенсивного смежного перехода в изомерных ядрах. Для обоснования данного метода мы использовали ядра рубидия, которые находились в изомерном состоянии  $|0\rangle$  с временем жизни 20.26 мин (рис. 1). Такие изомерные ядра были получены при облучении мишени из брома на циклотроне СПбГУ. Затем активированная изомерными ядрами рубидия мишень подвергалась воздействию теплового рентгеновского излучения лазерной плазмы, полученной при облучении серебряной пластинки оптическим излучением неодимового лазера длительностью 600 пс. Интенсивность лазерного излучения была выбрана такой, что интенсивность рентгеновской накачки достигала своего максимального значения при энергии, близкой к энергии низкоэнергетического перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  в изомере рубидия (3.4 кэВ), см. рис. 1.

Подчеркнем, что информация о таком переходе с энергией 3.4 кэВ была ранее получена косвенным путем при анализе спектрального распределения конверсионных электронов. При этом нашей задачей являлось получение спектроскопических характеристик данного перехода путем прямого наблюдения  $\gamma$ -флуоресценции изомерных ядер на смежном переходе  $|1\rangle-|2\rangle$  с энергией порядка 200 кэВ. Поскольку в результате рентгеновской накачки перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  часть изомерных ядер должна перейти в верхнее возбужденное состояние  $|1\rangle$  с временем жизни в несколько наносекунд с последующем спонтанным распадом в состояние  $|2\rangle$ , мы должны были бы регистрировать  $\gamma$ -кванты с энергией порядка 200 кэВ, что значительно превышает энергию рентгеновской накачки. Отметим, что вследствие значительной разности энергий поглощенных и испущенных квантов в нашем случае не было необходимости использовать технику временной селекции испущенных  $\gamma$ -квантов, как это было сделано в [5] при рентгеновской накачке ядер таллия. Измеряя количество спонтанно испущенных  $\gamma$ -квантов с энергией 200 кэВ, можно определить сечение взаимодействия перехода  $|0\rangle-|1\rangle$ , если учесть зависимость количества испущенных квантов от сечения взаимодействия, интенсивности рентгеновской накачки и геометрии схемы наблюдения.

Работа построена следующим образом: в разд. 2 проводится анализ методики определения сечения радиационных переходов в изомерных ядрах по количеству спонтанно испущенных  $\gamma$ -квантов и рассматриваются возможности повышения чув-

ствительности предлагаемого метода. В разд. 3 описывается экспериментальная установка, а в разд. 4 обсуждаются полученные результаты. В Заключении приведены выводы, полученные в результате проведенных исследований.

## 2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ИЗОМЕРНЫХ ЯДРАХ

Оценим чувствительность метода определения сечения низкоэнергетических ядерных переходов по наблюдению индуцированной рентгеновским излучением резонансной  $\gamma$ -флуоресценции. Для обоснования указанного метода рассмотрим возбуждение рентгеновским излучением лазерной плазмы ядерного изомера, схема уровней которого изображена на рис. 1. Тепловое рентгеновское излучение лазерной плазмы осуществляет накачку низкоэнергетического перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  ядерного изомера. В результате часть изомерных ядер за время  $\tau$  высвечивания лазерной плазмы переходит в состояние  $|1\rangle$  с последующим спонтанным распадом как обратно в состояние  $|1\rangle$ , так и в низколежащее состояние  $|2\rangle$ . В последнем случае получают жесткие  $\gamma$ -кванты с энергией порядка 100–500 кэВ, и по их количеству можно судить о радиационном сечении  $\Sigma_x$  слабого перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  ядерного изомера.

Следует особо подчеркнуть, что таким способом мы измерим не полное  $\Sigma_{tot}$ , а радиационное сечение  $\Sigma_x$  низкоэнергетического перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  ядерного изомера. При этом полное сечение поглощения на переходе  $|0\rangle-|1\rangle$  может быть записано как

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_x + \Sigma_{01},$$

где  $\Sigma_{01}$  — сечение для нерадиационных переходов вследствие внутренней конверсии для перехода  $|0\rangle-|1\rangle$ . Отметим, что для переходов в области энергий 1–50 кэВ  $\Sigma_x \ll \Sigma_{01}$  [1].

Полное количество  $\gamma$ -квантов, полученных за время  $\tau$  высвечивания лазерной плазмы, можно определить как

$$N_\gamma = 2N_{is}\omega_x\tau(S_{sp}/S_{is})\Sigma_x\mu/lE_x\lambda_x^2, \quad (1)$$

где  $N_{is}$  — полное количество изомерных ядер в активированной мишени, облучаемой рентгеновским излучением с энергией  $E_x$ ;  $\omega_x$ ,  $\lambda_x$  — частота и длина волны рентгеновского излучения соответственно;  $S_{sp}$  — площадь пятна оптического излучения на металлической мишени;  $S_{is}$  — площадь мишени активированной изомерными ядрами;  $\mu$  — средняя длина

поглощения квантов рентгеновской накачки в активированной мишени,  $l$  — глубина легирования мишени изомерными ядрами (см. рис. 2). При выводе (1) мы считали, что излучение лазерной плазмы описывается формулой Планка для излучения абсолютно черного тела, а энергия кванта рентгеновского излучения соответствует температуре плазмы  $T_{cold}$ :

$$h\omega_x \approx 2\pi \cdot 2.822k_B T_{cold}.$$

Таким образом, сечение радиационного поглощения  $\Sigma_x$  связано с количеством  $N_\gamma$  испущенных  $\gamma$ -квантов через параметры лазерного излучения и параметры активированной мишени:

$$\Sigma_x = \alpha(E_x, \tau, S_{sp}; S_{is}, \mu, l, N_{is})N_\gamma, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — размерный числовой множитель.

Для типичных значений параметров, которые были использованы в нашем эксперименте с изомерными ядрами  $^{87}\text{Rb}$  (рис. 2)  $N_{is} = 10^{11}$ ,  $S_{sp} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$ ,  $S_{is} = 0.25 \text{ см}^2$ ,  $\mu \approx (1-2) \cdot 10^{-3} \text{ см}$ , энергии перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  равной 3.4 кэВ, считая время высвечивания плазмы равным длительности лазерного импульса 600 пс, получим следующее выражение для сечения радиационного поглощения:

$$\Sigma_x \approx 10^{-26} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ} \cdot N_\gamma. \quad (3)$$

Откуда, измеряя количество  $\gamma$ -квантов, можно определить значение  $\Sigma_x$  и сравнить его с соответствующим значением из работы [6]:

$$\Sigma'_x = 10^{-26} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}.$$

Таким образом, если за один «выстрел» оптического излучения мы получим единицы  $\gamma$ -квантов, то величина сечения радиационного поглощения перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  в изомере  $^{87}\text{Rb}$  будет совпадать с измеренным ранее:

$$\Sigma_x \approx \Sigma'_x.$$

Отметим также, что численные значения сечений переходов, полученные в [6], по-видимому, требуют дальнейшей проверки, поскольку эти величины везде приведены со знаком вопроса. Поэтому наш метод может или уточнить эти данные, или подтвердить, что истинные значения соответствующих величин не выше значений, приведенных в [6]. Это справедливо для всех ядерных изомеров, имеющих низкоэнергетичные переходы.

Обсудим теперь повышение чувствительности предлагаемого метода измерения сечений низкоэнергетических переходов в изомерных ядрах. Как показано выше, повышение чувствительности в данном случае непосредственно связано с увеличением

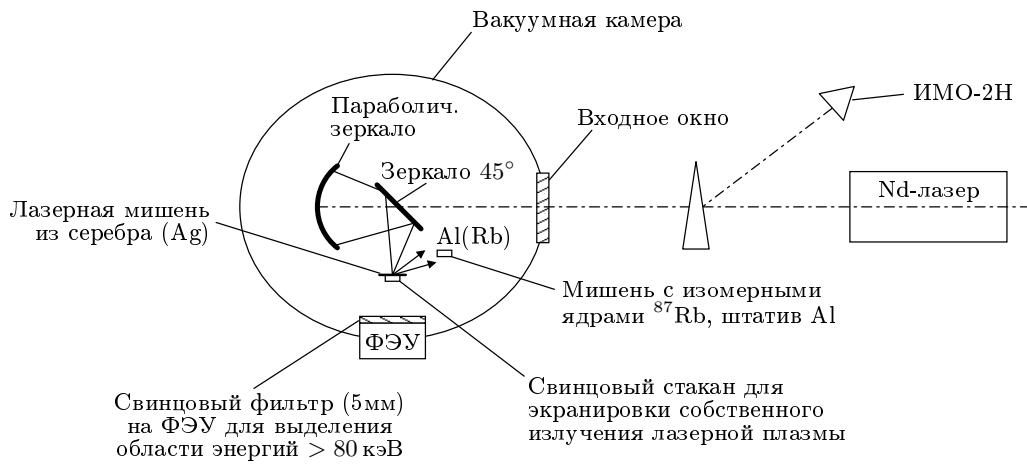


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

количества  $\gamma$ -квантов  $N_\gamma$ , испущенных на переходе  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ , которого можно достичь увеличением полного количества изомерных ядер или количества квантов рентгеновского излучения на переходе  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ .

Повысить количество ядер изомера можно, например, используя при изготовлении мишени методы радиохимии. Это дает возможность увеличить количество ядер изомера в мишени приблизительно в 100 раз. Однако использование радиохимических методов (вследствие относительно медленного протекания химических реакций) оправдано только в тех случаях, когда мы имеем дело с долгоживущим изомером, а для используемого нами изомера рубидия едва ли удастся получить увеличение количества изомерных ядер больше чем в 10 раз.

С другой стороны, невозможно добиться существенного увеличения количества квантов рентгеновской накачки, просто увеличивая интенсивность лазерного импульса, поскольку для повышения выхода накачки в 100 раз в нужной нам области энергий необходимо повысить интенсивность лазерного излучения как минимум в  $10^4$  раз. Поэтому более перспективным, с нашей точки зрения, является увеличение не общего количества рентгеновских квантов, а увеличение только квантов накачки с энергией порядка 3.4 кэВ в случае изомера  $^{87}\text{Rb}$ . Этого, в принципе, можно достичь, когда линии испускания ионов в лазерной плазме достаточно близки к нужному нам ядерному переходу [7]. В этом случае происходит резкое увеличение количества квантов рентгеновской накачки, поскольку наряду с тепловым излучением лазерной плазмы в нужной нам области энергий имеется мощное линейчатое излучение ионов плазмы.

Интенсивность излучения ионов плазмы (в  $\text{Вт}/\text{см}^2$ ) можно определить как [8]

$$I_i \approx 4 \cdot 10^8 \Delta E_i E_L Z_n^5 J_z^{-1/2} d^{-2}, \quad (4)$$

где  $E_i$  — энергия перехода иона (в кэВ),  $E_L = 0.1$  Дж — энергия лазерного импульса,  $Z_n = 10$  — заряд ядра,  $J_z$  — энергия ионизации атома (в кэВ),  $d = 20$  мкм — диаметр фокальной перетяжки оптического излучения. Сравним выражение (4) с выражением, использованным при оценке интенсивности излучения черного тела в том же диапазоне энергий квантов:

$$I_T \approx 2.5 \cdot 10^{11} T^4 (\Gamma_i/T) (\Delta E_i/T)^3 \times [\exp(\Delta E_i/T) - 1]^{-1} d^{-2}, \quad (5)$$

где  $T$  — температура (в кэВ),  $\Gamma_i = \Delta E_i (v_i/c)$  — ширина линии,  $d = 20$  мкм.

Например, для  $T = 1$  кэВ,  $E_L = 1$  Дж,  $\Delta E_i = 3.4$  кэВ,  $Z_n = 16$ ,  $J_z = 50$ ,  $A = 32$  имеем

$$I_i/I_T = 2.4 \cdot 10^2.$$

Таким образом, мы получили, что вследствие излучения ионов плазмы рентгеновская накачка на два порядка превышает интенсивность накачки с помощью теплового излучения. Выберем в качестве материала для лазерной мишени серу ( $Z_n = 16$ ,  $A = 32$ ). Тогда энергия низшего состояния, оцененная по водородоподобному спектру, равна 3.482 кэВ. Это значение очень близко к значению энергии перехода  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$  в ядре изомера  $^{87}\text{Rb}$ , равному 3.4 кэВ. Кроме того, поскольку атомы серы в лазерной плазме

частично ионизованы, они обладают спектром свободных сгущающихся высоколежащих состояний с энергиями уровней

$$\Delta E_i \approx 3.482(1 - 1/n^2).$$

Перебирая номер  $n$  высоколежащего состояния, можно подобрать энергию перехода ионов серы так, чтобы она была близка к энергии ядерного уровня. Отметим, что доплеровская ширина линии накачки составляет единицы электронвольт, и это также способствует тому, что энергии переходов в атоме серы и в ядерном изомере рубидия совпадают. Таким образом, количество квантов рентгеновской накачки может быть увеличено более чем в 100 раз.

В результате, используя методы радиохимии и возбуждая в плазме линии соответствующих ионов, можно повысить выход  $\gamma$ -квантов на переходе  $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$  до  $10^3$ . В этом случае уже при имеющейся регистрации  $\gamma$ -квантов мы получим порядка  $10^2$  квантов при данной апертуре ФЭУ, что позволит существенно повысить чувствительность предлагаемого метода.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

На рис. 2 представлена схема экспериментальной установки для наблюдения индуцированной рентгеновским излучением лазерной плазмы  $\gamma$ -флюоресценции изомерных ядер рубидия. Оптическое излучение Nd-лазера длительностью 600 пс и полной энергией 1–2 Дж вводится через окно внутрь стальной камеры размером 10 см, в которой поддерживается вакуум. Параболическое зеркало размером 10 см фокусирует оптическое излучение на полированную поверхность серебряной пластины (мы использовали серебро для повышения выхода теплового рентгеновского излучения) с помощью поворотного плоского зеркала. В результате такой фокусировки на металлической поверхности образуется высокотемпературная лазерная плазма, спектр излучения которой имеет вид чернотельного распределения с максимумом, соответствующим энергии порядка 3 кэВ. ФЭУ экранировался от рентгеновского излучения лазерной плазмы слоем свинца толщиной 15 мм.

Полученные таким образом рентгеновские кванты попадают на мишень, активированную изомерными ядрами рубидия. Расстояние между двумя мишенями около 1 см. Активированная мишень была получена на при облучении ядер брома потоком

быстрых ионов на циклотроне СПбГУ. При этом диаметр мишени составлял 0.5 см, а толщина выбиралась из условия полного поглощения рентгеновского излучения с энергией 3.4 кэВ в области активации. Полное количество изомерных ядер контролировалось по интенсивности естественного распада и не превышало медицинские нормы для работы с радиоактивными веществами в лабораториях без специального оборудования. ФЭУ с фильтром из свинцовой пластины толщиной 6 мм позволял регистрировать рентгеновское излучение только выше 80 кэВ (см. ниже); входное окно для ФЭУ имело диаметр 10 см. При этом сигнал ФЭУ показывал общее количество квантов, которое пришло на регистрирующую систему в некоторый момент времени.

Эксперимент проводился следующим образом. Сначала на циклотроне готовили активированную мишень и оценивали полное количество изомерных ядер; затем мишень помещали в камеру 1 (время между приготовлением мишени и помещением в камеру приблизительно равнялось периоду полураспада состояния 0–20 мин); после получения вакуума в камере 1 (время откачки равно двум периодам полураспада) производился «выстрел» оптического излучения, после которого металлическую пластинку 4 смещали и делали еще один «выстрел». Было исследовано пять мишеней с изомерными ядрами рубидия.

### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим сначала результаты измерений без рубидиевой мишени. На рис. 3а приведена зависимость фототока ФЭУ от времени при облучении серебряной мишени оптическим излучением. Как видно из приведенного результата измерений фототока ФЭУ, существует импульс рентгеновского излучения с энергией больше 80 кэВ (см. выше). При этом имеет место слабая зависимость интенсивности такого излучения от материала штатива, который фиксирует активированную мишень.

Кванты такой энергии (свыше 80 кэВ) могут образовываться двумя способами: в результате девозбуждения ядер и в результате тормозного излучения быстрых частиц, причем как электронов, так и ионов. При этом сам ион практически не излучает вследствие большой массы. Однако при попадании иона в мишень возникают электроны отдачи с энергией вплоть до энергии самого иона. Эти электроны и генерируют тормозное излучение.

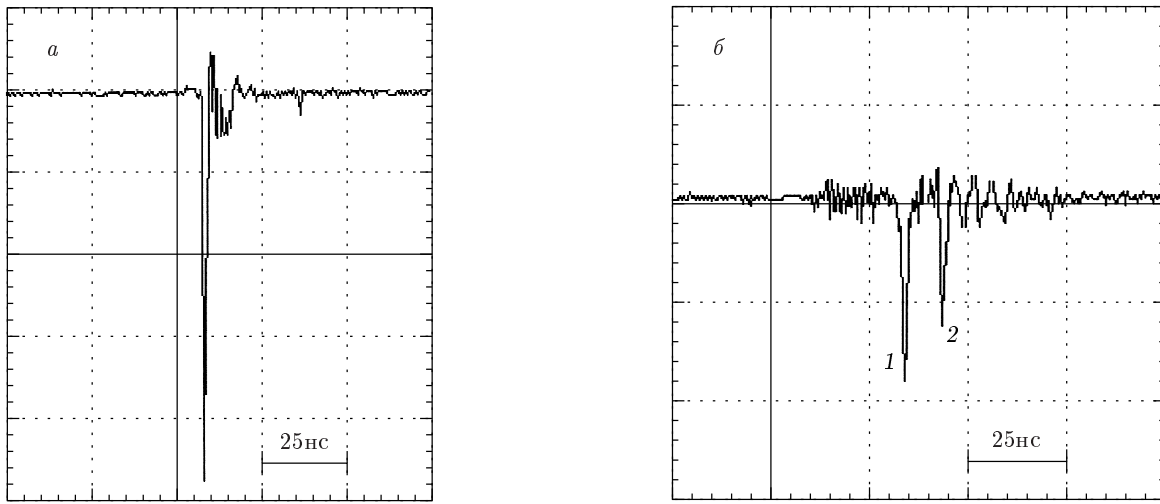


Рис. 3. Зависимость сигнала с ФЭУ от времени при отсутствии активированной мишени (а) и с активированной изотопом  $^{84}_{37}\text{Rb}_{47}$  мишенью (б). Мишень для лазерного излучения — серебро. Кривая 1 — сигнал индуцированной  $\gamma$ -флюоресценции возбужденных ядер, кривые 2 соответствуют сигналу рентгеновского излучения ионов плазмы с энергией кванта больше 80 кэВ

С целью установления источника генерации жестких квантов был проведен эксперимент без штатива и рабочей мишени. В этом случае сигнал ФЭУ исчезал полностью. Это означало, что тормозное излучение в горячей лазерной плазме и тормозное излучение от стенок камеры не дают рабочего сигнала. Первое экранировано от ФЭУ слоем свинца, второе мало из-за удаленности стенок (поскольку интенсивности потоков частиц относительно малы). Тормозное излучение при взаимодействии ионов с деталями крепежа (штатив и пр.) возникает всегда, так как такое излучение регистрируется и при полном отсутствии изотопных ядер и представляет собой паразитный сигнал. Оценим количественно интенсивность паразитного сигнала и возможность регистрации полезного сигнала от возбужденных изотопных ядер на фоне тормозного излучения. При выбранной интенсивности лазерного излучения  $I = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> температура горячих электронов, согласно [9], может быть

$$T_{hot} = 14T_{cold}[I/10^{16} \text{ Вт/см}^2]^{1/3} \text{ кэВ},$$

что составляет 6.5 кэВ для  $T_{cold} \approx 1$  кэВ. Такое значение  $T_{cold}$  следует из скейлинговых формул для оценки параметров лазерной плазмы, приведенных в [8].

Отметим, что такой температуры горячих электронов явно недостаточно для генерации квантов в диапазоне свыше 80 кэВ. Однако горячие электроны, вылетая из лазерной мишени, вытягивают за собой ионы за счет возникающего электростатического поля. При этом энергия такого иона определяется как [10]

$$\varepsilon_i = 2Z^*T_{hot} \ln(0.9\Omega_{pi}\tau_L), \quad (6)$$

где  $Z^*$ ,  $\Omega_{pi}$  — эффективный заряд и плазменная частота вылетающих ионов,  $\tau_L$  — длительность лазерного импульса. Таким образом, энергией, достаточной для генерации жесткого рентгена, обладают многозарядные ионы с  $Z^* \geq 10$ .

Оценим число таких ионов. Эффективная степень ионизации серебра  $Z_{eff}$  при данной температуре  $T_{cold}$  есть [8]

$$Z_{eff} = 16(T_{cold}/1 \text{ кэВ})^{1/3}$$

и составляет величину порядка 16. Более сложно оценить долю высокозарядных ионов относительно общего числа ионов. Дело в том, что помимо ионов серебра из мишени интенсивно вылетают протоны (водород содержится в мишени в составе водяных паров, адсорбированных поверхностью, и следов полировочных паст). Общий заряд всех ионов в силу квазинейтральности примерно равен заряду быстрых электронов, покидающих мишень. Для оцен-

ки числа высокозарядных ионов воспользуемся экспериментальными данными [11], которые были получены для близких параметров лазерного импульса для мишени из меди. Число ионов меди с зарядом выше 8 составляло приблизительно  $10^3$  за выстрел.

Число жестких квантов излучения с энергией от 0.3 до 1 энергии иона, возникающих при торможении одного иона, оценивается по формуле [12]

$$N_\gamma \approx \frac{16}{3} \frac{n_e Z^{*2} e^6 \tau_L}{m_e^2 c^4 \hbar},$$

где  $n_e$  — концентрация электронов в материале штатива (Al). Для  $Z^* \approx 10$  выход квантов составляет около 0.04 кванта на ион. Таким образом, порядка  $10^3$  ионов серебра создают сигнал, соответствующий десяткам жестких квантов, что является нижней границей чувствительности нашего детектора. Полезный сигнал от девозбуждения ядер имеет такой же или чуть меньший уровень. Выделить этот сигнал на фоне тормозного излучения мы можем только за счет его временных характеристик. Полезный сигнал возникает через  $t \sim 10^{-9}$  с (время жизни возбужденного состояния ядер), в то время как тормозное излучение возникает через десятки наносекунд (время пролета ионов от лазерной мишени к рабочей). Таким образом, при распаде ядер мы должны видеть характерную двухпиковую структуру сигнала. Отметим, что если бы существовала сверхбыстрая компонента электронов, также генерирующая тормозное излучение нужных энергий, то сигнал ФЭУ всегда имел бы двухпиковую форму (электроны равной с ионами энергии летят в десятки раз быстрее). Мы же при отсутствии возбужденных ядер во всех опытах (24 выстрела) наблюдали однопиковую форму сигнала.

На рис. 3б приведены результаты измерений при наличии второй мишени активированной изомерными ядрами  $^{87}\text{Rb}$ . Как видно, измеренный сигнал имеет в данном случае четкую двухпиковую структуру. Происхождение этих пиков может быть объяснено следующим образом: рентгеновское излучение лазерной плазмы переводит изомерные ядра рубидия в верхнее возбужденное состояние, и в результате спонтанного распада образуются рентгеновские кванты с энергией около 200 кэВ, сигнал от которых мы наблюдаем как первый пик. Затем, спустя время пролета, которое требуется ионам лазерной плазмы, чтобы достичь деталей крепления мишени, в сигнале ФЭУ наблюдается второй пик, происхождение которого может быть объяснено тормозным излучением ионов (см. выше). При этом время между двумя пиками в сигнале ФЭУ совпадает с временем проле-

та ионов плазмы, а вероятность регистрации рентгеновского излучения ядер в нашем эксперименте составляет около 20%. Наконец, порог чувствительности ФЭУ составляет несколько квантов рентгеновского излучения. Все это позволяет сделать вывод, что мы действительно наблюдали резонансную флюоресценцию изомерных ядер и получили значение радиационного сечения перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  порядка

$$\Sigma_x \approx 10^{-26} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ},$$

что согласуется с полученными ранее данными.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные выводы работы.

1. Показано, что рентгеновская накачка низкоэнергетических переходов в изомерных ядрах с последующей регистрацией жестких  $\gamma$ -квантов на смежном ядерном переходе может использоваться как новый метод ядерной спектроскопии.

2. Определены потенциальные возможности увеличения чувствительности данного метода при использовании  $K_\alpha$ -линии излучения ионов матрицы.

3. Рассчитан паразитный сигнал рентгеновского излучения от быстрых ионов.

4. Проведены первые качественные эксперименты по наблюдению индуцированной  $\gamma$ -флюоресценции.

5. Оказалось, что измеренное нами полное сечение  $\Sigma_x$  низкоэнергетического перехода  $|0\rangle-|1\rangle$  изомера рубидия не превышает  $10^{-26} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Е. В. Антропову, А. П. Дубецкому и В. А. Лазареву за подготовку мишеней изотопа рубидия, а также за постоянный и глубокий интерес к данной работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Bohr and M. Mottelson, *Atom. Nucl. Struct.* **1**, 346 (1976).
2. C. C. Balwin and J. C. Solem, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 1085 (1997).
3. Л. В. Грошев, И. С. Шапиро, *Спектроскопия атомных ядер*, Наука, Москва (1952).

4. C. B. Collins, F. Davanloo, M. C. Iosif et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 695 (1999).
5. А. В. Андреев, Р. В. Волков, В. М. Гордиенко и др., ЖЭТФ **118**, 1343 (2000).
6. *Nuclear Data Sheets*, ed. by M. J. Martin, Academic Press, New York (1989–1998).
7. В. С. Летохов, КЭ **1**, 125 (1973).
8. А. А. Андреев, А. Н. Семахин, Проблемы научного приборостроения, **3**, 35 (1993).
9. F. N. Beg, A. R. Bell et al., Phys. Plasmas **4**, 447 (1997).
10. А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, ЖЭТФ **80**, 1810 (1981).
11. E. Woryna, P. Parys et al., Laser and Particle Beams **14**, 293 (1996).
12. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, П. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1980).