

Замечания о триггерном индуцировании радиационного распада метастабильных состояний изомерных ядер

Л.А.Ривлин

Сопоставлены условия известных экспериментов по триггерному ускорению радиационного распада изомерных состояний. Показано, что в случае квазимонохроматических индуцирующих источников применение мессбауэровских мишеней может повысить эффективность процесса на несколько порядков. Отмечено, что асимптотическое поведение текущего значения сечения поглощения приводит к требованию сопоставимости времени экспозиции с временем жизни верхнего уровня перехода.

Ключевые слова: метастабильное состояние, изомерные ядра, индуцированный распад.

1. Многочисленные экспериментальные усилия по ускорению распада долгоживущих метастабильных ядерных состояний – одному из центральных направлений исследований современной квантовой нуклеоники – связаны с использованием стороннего триггерного индуцирования антистоксовых переходов в изомерных ядрах, находящихся в твердых мишенях (см., напр., обстоятельный аналитический обзор [1]). Этот двухступенчатый процесс состоит в поглощении стороннего гамма-кванта и в переходе ядра из метастабильного состояния (m) в вышележащее вспомогательное состояние (a) с последующим быстрым спонтанным распадом последнего. Наиболее популярным и практически почти единственным объектом экспериментов является изомер $^{178\text{m}}\text{Nf}$ с временем жизни метастабильного состояния 31 год.

Подобный процесс, по-видимому, не является принципиально запрещенным основными физическими законами. Поэтому, учитывая высказываемое иногда мнение [1], что результаты известных экспериментов пока не достигли убедительной доказательности, полезно попытаться сопоставить хотя бы некоторые возможные причины их количественной неадекватности. Высказываемые ниже простейшие замечания тем более актуальны, что используемые в экспериментах источники индуцирующего рентгеновского излучения (например, от стоматологического рентгеновского аппарата [2] до релятивистских излучателей ондуляторного типа [3]) радикально отличаются друг от друга по плотности потока фотонов Φ ($\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$), его спектральной плотности $d\Phi/d\omega$ (см^{-2}), длительности импульса Δt и т. п. Что касается ядерной мишени, то ее важной характеристикой служит параметр $\beta = \Delta\omega_\gamma/\Delta\omega_{\text{tot}}$, где $\Delta\omega_\gamma$ – естественная радиационная ширина линии перехода $a \rightarrow m$; $\Delta\omega_{\text{tot}}$ – его полная неоднородная ширина.

2. При стороннем индуцировании по антистоксовой схеме скорость радиационного распада возбужденных со-

стояний определяется скоростью первой ступени процесса и зависит от спектральной характеристики источника излучения. При широкополосном источнике с заданной спектральной плотностью $(d\Phi/d\omega)_{\text{bb}}$ в интервале частот $\Delta\omega \geq \Delta\omega_{\text{tot}}$ эта относительная скорость $|dn_m/dt|n_m^{-1}$ равна

$$-\frac{1}{n_m} \frac{dn_m}{dt} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_m + 1} \left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{\text{bb}} \Delta\omega_\gamma, \quad (1)$$

а полная плотность потока индуцирующих фотонов, необходимая для реализации этой скорости, есть

$$\Phi_{\text{bb}} = \left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{\text{bb}} \Delta\omega_{\text{tot}}, \quad (2)$$

где λ – резонансная длина волны гамма-перехода; n_m – концентрация метастабильных ядер; J_m и J_a – угловые моменты метастабильного и вспомогательного уровней соответственно; t – время. Отсюда

$$-\frac{1}{n_m} \frac{dn_m}{dt} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_m + 1} \Phi_{\text{bb}} \beta. \quad (3)$$

В проведенных экспериментах отношение ширин линий β было обычно существенно меньше единицы.

В альтернативном случае преднамеренного подавления неоднородного уширения до естественной ширины, когда $\Delta\omega_{\text{tot}} \rightarrow \Delta\omega_\gamma$ и $\beta \rightarrow 1$, величиной, определяющей в (3) скорость процесса, служит полная плотность потока фотонов Φ_{nb} , а необходимая спектральная плотность монохроматического источника с шириной линии, совпадающей с $\Delta\omega_\gamma$, есть

$$\left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{\text{bb}} = \frac{\Phi_{\text{nb}}}{\Delta\omega_\gamma}. \quad (4)$$

Таким образом, если для двух различных типов источников, создающих одинаковую относительную скорость индуцирования, задаться равными спектральными плотностями, то отношение полных плотностей потока индуцирующих фотонов

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru

$$\frac{\Phi_{bb}}{\Phi_{nb}} = \beta^{-1} \gg 1, \quad (5)$$

и наоборот, при заданном равенстве полных плотностей $\Phi_{bb} = \Phi_{nb}$ отношение спектральных плотностей

$$\frac{(d\Phi/d\omega)_{bb}}{(d\Phi/d\omega)_{nb}} = \beta \ll 1, \quad (6)$$

т.е.

$$\frac{\Phi_{bb} (d\Phi/d\omega)_{bb}}{\Phi_{nb} (d\Phi/d\omega)_{nb}} = 1.$$

Указанные различия могут быть весьма существенными, поскольку, как сказано выше, в отсутствие подавления неоднородного уширения отношение $\beta \ll 1$ может отличаться от единицы на много порядков. Кстати, следует отметить, что величины усиления $d\Phi/dz$ потока фотонов при стимулированном испускании для случаев с подавлением неоднородного уширения и без него различаются во много раз, поскольку $\beta^{-1} \gg 1$.

Эффективность процесса индуцированного распада метастабильных состояний можно оценить параметром качества Q – отношением скорости распада в присутствии стороннего индуцирующего гамма-излучения к скорости спонтанного процесса:

$$Q = -\frac{\tau_m dn_m}{n_m dt}. \quad (7)$$

Отсюда параметры качества для двух альтернативных источников индуцирующего излучения таковы:

$$Q_{bb} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_m + 1} \left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{bb} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_m + 1} \Phi_{bb} \tau_m \beta, \quad (8)$$

$$Q_{nb} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_m + 1} \left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{nb} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_m + 1} \Phi_{nb} \tau_m,$$

т.е.

$$\frac{Q_{bb}}{Q_{nb}} = 1 \quad (9)$$

при

$$\left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{bb} = \left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right)_{nb}$$

для источников с равными спектральными плотностями гамма-излучения и

$$\frac{Q_{bb}}{Q_{nb}} = \beta \ll 1 \quad (10)$$

при $\Phi_{bb} = \Phi_{nb}$ для источников с одинаковыми полными плотностями потока гамма-квантов.

Таким образом, из (5), (6), (9) и (10) следует, что применение достаточно монохроматического источника индуцирующего излучения в сочетании с устранением неоднородного уширения линии перехода способно повысить эффективность триггерного процесса на много порядков при том же значении полной плотности стороннего потока фотонов, но только ценой такого же увеличения их требуемой спектральной плотности.

Устранение неоднородного уширения линии (вызываемого главным образом тепловым движением атомов, содержащих ядра) вплоть до приближения к естественной ширине позволяет согласно (10) в некоторых случаях надеяться на осуществление достаточно продуктивного высвобождения энергии изомеров даже при прямом индуцированном переходе из метастабильного в основное состояние, не прибегая к вспомогательным уровням [4]. Видно, однако, что во всех случаях целесообразность подавления неоднородного уширения линии перехода для повышения скорости индуцированного распада возбужденных состояний полностью определяется их согласованностью со спектральными свойствами доступного источника сторонних гамма-квантов.

Достоинство антистоксовой схемы состоит в том, что энергии сторонних индуцирующих фотонов, как правило, уступают высвобождаемой энергии метастабильного состояния (в отличие от схемы прямого стимулированного перехода [4], где эти энергии совпадают). Другое ее преимущество состоит в менее строгих требованиях к монохроматичности индуцирующего излучения, поскольку при заданной полной плотности потока Φ спектральные плотности стороннего потока гамма-квантов

$$\left(\frac{d\Phi}{d\omega} \right) = \frac{\Phi}{\Delta\omega_m + \Delta\omega_{a\downarrow}} \quad (11)$$

по существу определяются шириной линии вспомогательного спонтанного перехода $\Delta\omega_{a\downarrow}$, которая, как правило, значительно больше ширины метастабильного состояния $\Delta\omega_m$ ($\Delta\omega_{a\downarrow} \gg \Delta\omega_m$).

3. Несколько модельных количественных оценок. Пусть антистоксова схема построена на долгоживущем изомере с энергией метастабильного состояния 250 кэВ и вышележащим вспомогательным уровнем с энергией 260 кэВ; время жизни радиационного перехода на метастабильный уровень $\tau_{a \rightarrow m} = 10^{-8}$ с. Тогда, если принять $Q = 0.01$, требуется $(d\Phi/d\omega)_{bb} \approx 300$ фот·см⁻² и $Q_{bb} \approx 10^{15}$ фот·см⁻²·с⁻¹, что на порядки величин превосходит возможности широкополосных источников. При этом энергия индуцирующих фотонов составляет всего 4% от энергии метастабильного состояния. Умеренное время $\tau_{a \rightarrow m}$ позволяет для сужения линии перехода $m \rightarrow a$ вплоть до естественной ширины применить мессбауэровскую методику, внедрив изомер в охлажденную твердотельную матрицу. Тогда сечение σ перехода $m \rightarrow a$ из метастабильного состояния вверх на вспомогательный уровень оказывается отнюдь не малым, $\sigma \approx 2.3 \times 10^{-17} (2J_a + 1)(2J_m + 1)^{-1}$ см², т.е. примерно на шесть порядков больше, чем в немессбауэровском случае (здесь принята малость коэффициента внутренней электронной конверсии ($\alpha \ll 1$) и не учтен фактор Дебая – Валлера), и соответственно на столько же снижается необходимое значение Φ_{nb} . В случае, когда время $\tau_{a \rightarrow m}$ заметно превышает микросекунду, мессбауэровская методика вряд ли окажется эффективной. Альтернативный подход к индуцированию антистоксовых переходов в изомерах мог бы быть построен на использовании гигантского сужения линий гамма-переходов ядер в атомах [5], входящих в состав бозе-эйнштейновского конденсата, если бы удалось совместить столь разнородные экспериментальные методики.

4. И, наконец, важную роль, ограничивающую возможности эксперимента, играет асимптотическое поведение сечения стимулированного испускания [4], которое

Табл.1.

Нуклид	E_m (кэВ)	E_a (кэВ)	$E_m/(E_a - E_m)$	τ_m	$\tau_{a\downarrow}$ (нс)	J_m	J_a	σ (10^{-17} см ²)
⁹³ / ₄₂ Mo	2425	4.8	510	9.8 часа	5.05	21 ⁺ /2	17 ⁺ /2	8.8
⁹⁹ / ₄₃ Tc	142.7	38.4	3.7	8.55 часа	5.15	1 ⁻ /2	5 ⁺ /2	5.05
¹¹⁰ / ₄₇ Ag	117.6	1.13	104	355 дней	52.5	6 ⁺	3 ⁺	104
¹¹³ / ₄₈ Cd	263.6	34.9	7.6	20 лет	0.042	11 ⁻ /2	3 ⁺ /2	6.65
¹⁵² / ₆₃ Eu	45.6	31.66	1.45	13.3 часа	54.5	0 ⁻	3 ⁻	9.7
¹⁷⁹ / ₇₂ Hf	1105.8	0.077	14400	36 дней	< 1	25 ⁻ /2	7 ⁺ /2	1270
¹⁸⁹ / ₇₆ Os	30.81	5.39	5.8	8.3 часа	0.76	9 ⁻ /2	1 ⁻ /2	1.7
²¹⁰ / ₈₃ Bi	271.3	48.4	5.6	4.6 × 10 ⁶ лет	0.0052	9 ⁻	2 ⁻	0.031

П р и м е ч а н и е: E_m – энергия метастабильного состояния; E_a – энергия вышележащего вспомогательного состояния; σ – асимптотическое значение сечения триггерного перехода $m \rightarrow a$.

состоит в том, что при импульсной экспозиции изомера сторонним источником текущее значение сечения перехода является функцией времени и возрастает от нуля в начальный момент до величины, приближающейся к стационарному значению, лишь за время, сопоставимое с временем спонтанного распада верхнего уровня. Это явление, не играющее заметной роли при малых временах жизни (например, в оптическом диапазоне), порой фактически определяет скорость ($-dn_m/dt$) индуцированно-го распада метастабильных состояний, требуя достаточно продолжительного воздействия стороннего излучения на ядра, мало отличающегося от времени жизни состояния. В качестве иллюстрации уместно вспомнить, например, о экспериментах по триггерному индуцированию изомеров сериями импульсов жестких квантов, излучаемых релятивистскими электронами, разогнанными в СВЧ ускорителях. Длительность каждого из этих импульсов лежит обычно в субнаносекундном диапазоне, т. е., как правило, она на много порядков уступает временам жизни ядерных состояний, что совершенно не искупается большим суммарным временем экспозиции всей серии.

Все сказанное ограничивает необходимую длительность импульса индуцирующего излучения снизу, что следует учитывать не только в случае прямого индуцирования распада метастабильного состояния [4], но и при анализе первого этапа антистоксова процесса, где соответствующие задержки могут достигать значений, сопоставимых с временами $\tau_{a \rightarrow m}$. В модельной оценке это время принято равным 10^{-6} с, что на несколько порядков больше упомянутой субнаносекундной длительности импульсов жесткого индуцирующего излучения, генерируемого релятивистскими электронами. Необходимость продолжительной непрерывной экспозиции индуцирующего излучения, сопоставимой с временем жизни верхнего состояния перехода, означает, что $W = \Phi\tau$ в (8) для параметра качества Q является, по существу, мерой полной энергии стороннего источника, затрачиваемой на процесс индуцирования. Разумеется, для получения прагма-

тически полезного результата энергия W должна заметно уступать высвобождаемой энергии изомеров. Отсюда следует очевидное преимущество узкополосных индуцирующих источников.

5. Перечень возможных нуклидов-кандидатов довольно обширен. В табл.1 приведены некоторые из них.

6. В итоге можно сделать несколько замечаний, касающихся анализа ранее проведенных и планирования предстоящих экспериментов по триггерному индуцированию распада метастабильных состояний изомерных ядер:

– В случае доступности квазимонохроматических источников индуцирующего излучения, резонансного с триггерным переходом, применение мессбауэровских мишеней с изомерами в охлажденных кристаллических матрицах (или других способов подавления неоднородного уширения линий перехода $m \rightarrow a$) может повысить эффективность процесса на несколько порядков.

– Этот же подход при использовании широкополосных индуцирующих источников не сулит заметного выигрыша в эффективности.

– Для достижения достаточной эффективности процесса индуцирования время непрерывной экспозиции индуцирующим излучением должно быть сопоставимо с временем жизни верхнего состояния перехода.

– Представляется целесообразным существенно расширить список изомеров, используемых в экспериментах (в дополнение к нуклидам, приведенным в табл.1, можно, например, упомянуть ^{242m}Am с временем жизни метастабильного состояния 141 год).

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ по гранту № 2651р.

1. Schwarzschild B. *Physics Today*, **57**, 21 (2004).
2. Collins S.B., Karamian S.A., Carroll J.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 695 (1999).
3. Ahmad I., Banar J.C., Becker J.A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87** (7), 720 (2001).
4. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **35**, 474 (2005)
5. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 736 (2004).