

УДК 539.143:539.184.25

ЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ КАК МЕТОД ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРА ^{129m}Sb

© 2020 г. Ф. Ф. Карпешин¹, *, М. Б. Тржасковская², Л. Ф. Витушкин¹

¹Федеральное государственное унитарное предприятие
“Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии имени Д.И. Менделеева”,
Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова”
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

*E-mail: fkarpeshin@gmail.com

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Исследуется способ возбуждения ядер с помощью обратной конверсии. Ядерное возбуждение происходит за счет резонансного поглощения кинетической энергии рекомбинирующего электрона и его энергии связи в конечном состоянии. Выполнены расчеты сечений триггеринга путем обратной конверсии энергии ионов изомерного ядра ^{129m}Sb на голом ядре и литиеобразных ионах. Обсуждаются эксперименты по изучению этого процесса в накопительных кольцах в ГСИ Дармштадт, ИСФ Ланьчжоу.

DOI: 10.31857/S0367676520100130

ВВЕДЕНИЕ

Физике изомеров уделяется значительное внимание в современных ядерных исследованиях. Актуальной темой является создание ядерно-оптического стандарта частоты и часов нового поколения [1]. Эффективным инструментом манипуляции изомерами могут быть лазеры. Необходимым посредником воздействия на ядро является электронная оболочка, которая позволяет многократно усилить воздействие резонансного лазерного поля на ядро. Электронные пучки могут служить альтернативным инструментом. На накопительных кольцах в ГСИ (Дармштадт), Институте современной физики (ИСФ, Ланьчжоу) и других организациях можно изучать их взаимодействие с ядрами и тяжелыми ионами.

Предметом изучения являются различные рекомбинационные процессы на тяжелых ионах. Помимо традиционного канала радиационной рекомбинации, рассматриваются безрадиационные процессы II рода: диэлектронная рекомбинация, обратная внутренняя конверсия (ВК), известная в англо-язычной литературе под именем НЕЕС – Nuclear Excitation by Electron Capture. В работе [2] как отдельный вариант был предложен НЕЕС-процесс. Его характерной особенностью является то, что возбужденное посредством НЕЕС ядро девозбуждается каскадом конверсионных переходов. Соответственно, испускание α -конвер-

сионных электронов может служить уникальным признаком этого процесса. О важности той роли, которая придается этим процессам на современном этапе исследований, говорит организация первой международной конференции, целиком посвященной вопросам изучения НЕЕС [3]. В числе разновидностей обратных конверсионных процессов можно упомянуть и НЕЕТ – Nuclear Excitation by Electronic Transition. Отличительной чертой этого процесса является возбуждение ядра при безрадиационном переходе электрона в атоме. Все эти процессы также исследовались в мюонных атомах. Обратная конверсия может быть использована для изучения мультипольных гигантских резонансов. Вероятность их возбуждения составляет десятки процентов, тогда как вероятность НЕЕТ на уровне 8–10 отрицательных порядков величины. Некоторые причины этой малости были рассмотрены в работе [4].

НЕЕС можно использовать для избирательного возбуждения ядерных изомеров. Налетающий электрон садится на вакантный дискретный уровень в атоме, передавая энергию ядру. Этот же механизм может быть использован и для триггеринга энергии ядерных изомеров. Такие эксперименты занимают центральное место в исследовательских программах многих институтов, занимающихся ядерными процессами в плазме. Недавно был успешно проведен первый эксперимент тако-

Таблица 1. Результаты расчета сечения НЕЕС на голых изомерных ядрах ^{129m}Sb , для 9.2 кэВ $E2$ -перехода, с захватом электронов на атомные орбиты L -оболочки при спектральной ширине электронного пучка 1 эВ. В качестве ширины ядерного перехода использована односторонняя оценка Вайскопфа. I – энергия связи конечного электрона в одноэлектронном атоме сурьмы, E – кинетическая энергия налетающего электрона. В скобках указан десятичный порядок числа

Подоболочка	I , кэВ	$\alpha(E2)$	E , кэВ	Сечение σ , бн
$L1$	9.260	0.707(2)	0.590	4.31(–6)
$L2$	9.261	0.146(5)	0.589	8.91(–4)
$L3$	8.925	0.237(5)	0.925	1.84(–3)
$M1$	4.078	0.167(2)	5.772	1.04(–7)
$M2$	4.078	0.473(4)	5.772	2.93(–5)
$M3$	3.978	0.790(4)	5.872	9.62(–5)
$M4$	3.978	0.155(3)	5.872	1.89(–6)
$M5$	3.947	0.194(3)	5.903	3.53(–6)

го рода [5] по триггерингу $21/2^+$ 2425 кэВ уровня ядра ^{93m}Mo с периодом полураспада 6.85 ч. В эксперименте [5] это ядро было дополнительно возбуждено из изомерного состояния до $17/2^+$ 2430-кэВ уровня. С периодом полураспада 3.5 нс последний уровень распадается $E2$ -переходом с излучением 268-кэВ кванта на нижележащий уровень $13/2^+$ той же ротационной полосы.

В данной работе мы проводим расчет сечения триггеринга энергии на примере другого изомера: 1851-кэВ $19/2^-$ состояния ядра ^{129m}Sb с периодом полураспада 17.7 мин. Посредством НЕЕС этот изомер может быть довозбужден до уровня $15/2^-$ 1861 кэВ со временем жизни >2 мкс, распадающегося главным образом $M2$ -732-кэВ гамма-переходом на уровень 1128 кэВ $11/2^+$. Регистрация этого гамма-кванта может быть признаком успешного триггеринга. Ниже мы проводим расчет сечения данного процесса.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

НЕЕС – резонансный процесс. Энергия ω_n , передаваемая ядру, связана с кинетической энергией электронов E_e соотношением

$$\omega_n = E_e + I, \quad (1)$$

где I – энергия связи электрона в атоме в конечном состоянии. Другое обстоятельство состоит в том, что спектральная ширина электронных пучков значительно превосходит полную ширину возбужденного ядерного уровня. Поэтому на возбуждение “работает” только та часть пучка, которая в резонансе. С учетом этого обстоятельства

формулу для сечения процесса запишем в виде (например, [2, 6, 7] и ссылки там):

$$\sigma(\tau L) = \frac{\pi^2}{p^2} \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1} \alpha(\tau L) \Gamma_\gamma^{(n)}(\tau L) S. \quad (2)$$

Тем же путем приходим к известному соотношению между радиационной шириной распада и сечением фотопоглощения ядром [2]

$$\sigma(\tau L) = \frac{\pi^2}{p^2} \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \Gamma_\gamma^{(n)}(\tau L) S. \quad (3)$$

В (2) S – спектральная ширина пучка, $\alpha(\tau L)$ – табличный коэффициент внутренней конверсии (КВК) для электронной оболочки атома в конечном состоянии, $\Gamma_\gamma^{(n)}$ – радиационная ширина возбуждаемого ядерного уровня. I_0, I_1 – спины ядра в исходном и конечном состояниях соответственно, J_0 и J_1 – соответственно полные моменты атомной оболочки атома в этих состояниях.

Статистический фактор $\frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \cdot \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1}$ учитывает обращение времени по сравнению с обычной конверсией, p – импульс налетающего электрона, k – энергия фотона. Сравнивая (2) и (3), получим наглядное соотношение

$$\sigma(\tau L) = \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1} \frac{k^2}{p^2} \alpha(\tau L) \sigma_\gamma(\tau L). \quad (4)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим 1851-кэВ $19/2^-$ изомер ^{129m}Sb с периодом полураспада 17.7 мин [8, 9]. Изомер освобождается от возбуждения с помощью перехода $M4$ с энергией 723 кэВ в нижележащее $11/2^+$ -состояние. Фактор запрета по Вайскопфу для этого перехода составляет $h = 80$. Имеется, однако, более высокий уровень $15/2^-$ с энергией 1861 кэВ. Из изомерного состояния ядро может быть возбуждено с помощью НЕЕС в это состояние с помощью обратного конверсионного $E2$ -перехода. Этот уровень обладает гораздо меньшим временем жизни, с $T_{1/2} \geq 2$ мкс. Он девобуждается радиационным $M2$ переходом на нижележащий 1128-кэВ уровень $11/2^+$. Возможен также радиационный переход обратно на уровень 1852-кэВ. Время жизни этого перехода, к сожалению, остается неизвестным. Вайскопфовская же оценка для $E2$ -перехода с энергией 9.9 кэВ дает период полураспада 0.076 с, или для радиационной ширины $\Gamma_n^{(\gamma)} = 6 \cdot 10^{-15}$ эВ. Через НЕЕС на L - или M -оболочке энергия рекомбинации электрона передается в ядро. Результаты расчета для водородоподобных атомов: энергии связи, КВК представлены в табл. 1 вместе с рассчитанными сечениями процесса. Расчеты были выполнены с помощью пакета компью-

Таблица 2. То же, что и в табл. 1 в случае НЕЕС на литиеподобных ионах

Подоболочка	I , кэВ	$\alpha(E2)$	E , кэВ	Сечение σ , бн
$L1$	8.465	0.134(3)	1.385	1.73(–6)
$L2$	8.358	0.126(5)	1.492	3.03(–4)
$L3$	8.067	0.206(5)	1.783	8.32(–4)
$M1$	3.687	0.161(2)	6.163	9.34(–8)
$M2$	3.644	0.402(4)	6.206	2.32(–5)
$M3$	3.559	0.673(4)	6.291	7.65(–5)
$M4$	3.533	0.122(3)	6.317	1.38(–6)
$M5$	3.508	0.154(3)	6.342	3.25(–6)

терных программ RAINE [10]. Сечение имеет максимальное значение для захвата на $L2$ и $L3$ электронные орбиты. Для $L1$ -оболочки соответствующий КВК на два порядка ниже. НЕЕС на уровень 1861 кэВ может быть зарегистрирован по эмиссии 732-кэВ гамма-кванта.

В табл. 2 приведены значения в случае НЕЕС на литиеподобных ионах. Как известно, КВК максимальны вблизи потенциала ионизации электронной оболочки. В литиеобразном ионе энергии связи уменьшаются вследствие экранирования. Соответственно, это приводит к уменьшению КВК и, как результат, сечения НЕЕС. Более того, в случае $L1$ подоболочки в литиеобразном ионе налетающий электрон может занять только одну имеющуюся вакансию. Поэтому учет принципа Паули дополнительно приводит к скачкообразному уменьшению сечения в два раза по сравнению с голым ядром. Этот факт прослеживается при сравнении табл. 1 и 2. В то же время почти вдвое возрастает кинетическая энергия электронов, необходимая для реализации НЕЕС. Это также приводит к падению НЕЕС. КВК и сечения уменьшаются приблизительно на 20%.

Как известно, $E2$ переходы обычно ускорены примерно в сто раз по сравнению с одночастичной оценкой. С учетом этого ускорения из табл. 1 получаем более аккуратную оценку для эффективного сечения девозбуждения изомера. Оно оказывается максимальным для $L3$ -подоболочки и достигает порядка $\sigma \approx 0.2$ бн при спектральной ширине электронного пучка 1 эВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для того, чтобы лучше понять ядерные явления, подчас полезно изучать процессы, происходящие в электронной оболочке. К таким процессам относятся, например, ВК, или сверхтонкая структура атомных уровней. Это тем более справедливо, если речь идет о манипуляциях с ядром. Так, оптическая накачка ядерных изомеров лазером в принципе

имеет шанс на успех только с активным использованием резонансных свойств электронной оболочки. НЕЕС является альтернативным инструментом, также основанным на резонансном взаимодействии ядер с электронами. Выше мы провели расчет сечения триггеринга энергии изомерного уровня ^{129m}Sb с энергией 1.8 МэВ, близкой к энергии знаменитого изотопа ^{178m}Hf . Используя электроны с кинетической энергией меньше 1 кэВ, мы получаем выигрыш в энергии почти в двадцать раз. До сих пор нам известны всего две удачные попытки триггеринга: в случае ^{180m}Ta путем прямого облучения гамма-квантами [11] и упомянутого выше изотопа ^{93m}Mo . Во всех рассмотренных случаях налицо большой выигрыш в энергии по сравнению с кинетической энергией электрона, инициирующего триггеринг. Выполненные расчеты приводят к оптимистическим оценкам сечения процесса, в результате чего эксперимент выглядит вполне реализуемым на практике. Среди других возможных кандидатов на применение НЕЕС привлекательно выглядит практически актуальный изотоп ^{229}Th , в котором энергия изомера меньше 10 эВ. Привлекательными следствиями является огромная величина КВК: в нейтральных атомах он достигает 10^9 . К тому же, с уменьшением энергии, согласно (2), сечение возрастает как p^{-2} [2]. Изучение этого изомера другими способами встречает колоссальные трудности. Поэтому поиск альтернативных методов всегда актуален. И НЕЕС в этом отношении представляется весьма эффективным инструментом исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Peik E., Tamm Chr.* // *Europhys. Lett.* 2003. V. 61. P. 181.
2. *Карпешин Ф.Ф., Тржасковская М.Б., Брандау К.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2014. V. 78. P. 891; *Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B., Brandau K.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2014. V. 78. P. 672.
3. *Carbone F., Palffy A.* *Int. Conf. "Time domain control of atomic shell for nuclear excitation"* (Lerici, 2019). P. 1.
4. *Karpeshin F.F., Trzhaskovskaya M.B.* // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 95. Art. № 034310.
5. *Chiara C.J., Carroll J.J., Carpenter M.P. et al.* // *Nature.* 2018. V. 554. P. 216.
6. *Gagyi-Palffy A.* *Theory of nuclear excitation by electron capture for heavy ions.* PhD Thesis. Giessen: Justus-Liebig-Universität, 2006.
7. *Palffy A., Harman Z., Kozhuharov C. et al.* // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 661. P. 330.
8. *Stone C.A., Walters W.B.* // *Z. Phys. A.* 1987. V. 328. P. 257.
9. *Firestone R.B.* *Table of isotopes CD-ROM.* 8-th Edition. Lawrence Berkeley Lab. University of California, 1998.
10. *Band I.M., Trzhaskovskaya M.B., Nestor C.W. et al.* // *Atom. Data Nucl. Data Tables.* 2002. V. 81. P. 1.
11. *Belic D., Arlandini C., Besserer J. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 5242.