

УСКОРЕНИЕ РАСПАДА ИЗОМЕРОВ ЯДЕР ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМНОЙ ОБОЛОЧКИ

Е.В.Ткаля

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН

113191 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 сентября 1994 г.

Для ряда ядер рассмотрен резонансный процесс распада низколежащих изомерных уровней через атомную оболочку. Обсуждается эффект ускорения распада (на ^{197}Au примерно в 50 раз), и роль динамического эффекта объема ядра.

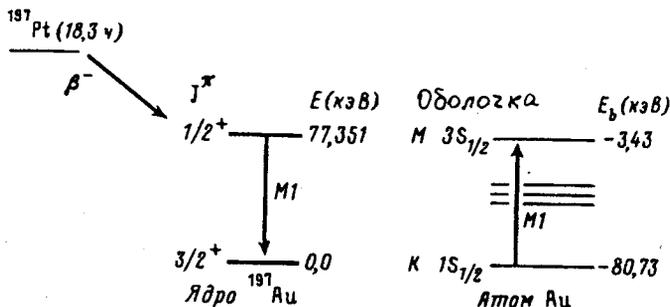
Внутренняя электронная конверсия γ -лучей является доминирующим каналом распада большинства низколежащих изомерных ядерных уровней. При этом вероятность процесса прямо зависит от наличия электронов на соответствующих атомных оболочках и ионизация одной из них сразу приводит к увеличению времени жизни ядерного состояния.

Здесь рассмотрена ситуация, когда при ионизации одной из таких атомных оболочек происходит не уменьшение, а резкое увеличение общей вероятности ядерного перехода и, соответственно, значительное уменьшение времени жизни изомерного уровня. Причиной ускорения является открытие нового канала распада, который в ряде случаев оказывается более эффективным, чем внутренняя конверсия. Речь идет о процессе, обратном к процессу НЕЕТ. (Аббревиатура НЕЕТ является сокращением от Nuclear Excitation by Electron Transition – англоязычного названия процесса резонансного возбуждения ядра при переходе электрона между атомными оболочками при совпадении энергий и мультипольностей ядерного и атомного переходов. Впервые такая возможность для μ -мезоатомов была указана в [1], а затем более подробно рассмотрена в [2] для обычных атомов. В [2] и было предложено ныне широко используемое название НЕЕТ.)

Есть, по крайней мере, три причины, по которым заслуживает внимания обратный процесс НЕЕТ. Во-первых, на некоторых ядрах этот процесс, как указывалось выше, превосходит по вероятности конверсию. Во-вторых, здесь должен наблюдаться динамический эффект объема ядра (так называемые аномалии, аналогичные аномалиям в коэффициентах внутренней электронной конверсии). В-третьих, изучение обратного процесса может стать важным шагом в исследовании и собственно НЕЕТ, который, будучи составной частью процессов взаимодействия ядра с атомной оболочкой в более высоких порядках теории возмущений, до сих пор экспериментально надежно не подтвержден.

Остановимся подробнее на процессе резонансного девозбуждения ядра через атомную оболочку. Он описывается той же самой диаграммой Фейнмана второго порядка, которой описывается процесс внутренней электронной конверсии γ -лучей. Отличие от конверсии состоит лишь в том, что теперь не только начальное, но и конечное электронное состояние является связанным. Чтобы процесс "пошел", необходима вакансия на одной из верхних атомных оболочек, куда переходит электрон с нижней оболочки за счет безрадиационной передачи энергии возбуждения с ядра на атом. Иллюстрация всего механизма дана на рисунке. Образец, содержащий изомеры $^{197\text{m}}\text{Au}$, подвергается воздействию рентгеновских квантов с энергиями, достаточными для ионизации M_I -оболочки

атомов золота. Ионизация открывает дополнительный, помимо γ -излучения и внутренней электронной конверсии, канал распада изомера ^{197m}Au – через обратный процесс НЕЕТ. При девозбуждении ядра (в результате чего электрон переходит с K - на M_I -оболочку) на K -оболочке образуется вакансия, которая распадается с излучением характеристических рентгеновских квантов. Последние могут регистрироваться в эксперименте. Рассчитаем вероятность этого механизма.



Теория НЕЕТ детально изложена в работах [3,4] а с учетом динамического эффекта конечных размеров ядра – в [5,6]. Так как вероятности прямого и обратного процессов связаны, то используя результаты [3-6], для вероятности W интересующего нас обратного к НЕЕТ процесса можно сразу записать

$$W = \Gamma_{M_I} \left\{ \left(1 + \frac{\Gamma_K}{\Gamma_{M_I}} \right) \frac{E_{int}^2(M1; e_K^- \rightarrow e_{M_I}^-; N_{is} \rightarrow N_{gr})}{(\omega_N - \omega_A)^2 + (\Gamma_M + \Gamma_K)^2/4} \right\}. \quad (1)$$

В этой формуле Γ_{K, M_I} – ширины вакансий на атомных уровнях в начальном (на K -оболочке) и конечном (на M_I -оболочке) состояниях электрона, ω_N и ω_A – энергии, соответственно, ядерного и атомного $M1$ -переходов, is означает изомерное, а gr – основное состояния ядра. Через E_{int}^2 в (1) обозначен усредненный по начальным и просуммированный по конечным состояниям квадрат модуля энергии взаимодействия

$$H_{int} = \int d^3R d^3r j_{K \rightarrow M_I}^\mu(\mathbf{r}) D_{\mu\nu}(\omega_N; \mathbf{r} - \mathbf{R}) J_{is \rightarrow gr}^\nu(\mathbf{R})$$

электронного $j_{K \rightarrow M_I}^\mu(\mathbf{r})$, и ядерного $J_{is \rightarrow gr}^\nu(\mathbf{R})$, токов во втором порядке теории возмущений ($D_{\mu\nu}(\omega_N; \mathbf{r} - \mathbf{R})$ – фотонный пропагатор) [3]. Интегрирование в формуле для H_{int} проводится по областям $R < r$ и $R > r$. Область $R > r$ может дать существенный вклад в энергию взаимодействия (динамический эффект объема ядра) для ядерных l -запрещенных $M1$ -переходов и запрещенных по асимптотическим квантовым числам $E1$ -переходов.

Выражение в фигурных скобках в (1) есть относительная вероятность возбуждения атома в ядерном переходе на одну вакансию в M_I -оболочке. Обозначим эту величину через P . С используемой в работах [3-6] относительной вероятностью НЕЕТ $P_{НЕЕТ}$ она связана очевидным соотношением

$$P = (\Gamma_K/\Gamma_{M_I})((2J_{gr} + 1)/(2J_{is} + 1))((2j_{M_I} + 1)/(2j_K + 1))P_{НЕЕТ},$$

в котором J и j — полные моменты соответственно ядерных и электронных состояний.

Используя ширины вакансий на атомных оболочках из [7] и относительные вероятности $P_{\text{НЕЕТ}}$ из [6], для величины W получим следующие значения. На ^{197}Au : $W = 1,4 \cdot 10^{-5}$ эВ (система единиц $\hbar = c = 1$) если бы в показанном на рисунке ядерном l -запрещенном $M1$ -переходе не было аномалии, $W = 1,3 \cdot 10^{-5}$ эВ при наличии аномалии и величине параметра проникновения $\lambda^{(0)} = 1,8$ из эксперимента [8] (приведенное значение W соответствует новому времени жизни изомерного уровня $T_{1/2} = 3,28 \cdot 10^{-11}$ с) и $W = 1,2 \cdot 10^{-5}$ эВ ($T_{1/2} = 3,83 \cdot 10^{-11}$ с) при $\lambda^{(0)} = 3,4$ из эксперимента [9]. На ^{193}Ir : $W = 6,7 \cdot 10^{-7}$ эВ ($T_{1/2} = 6,86 \cdot 10^{-10}$ с) при отсутствии аномалии, $W = 4,9 \cdot 10^{-7}$ эВ ($T_{1/2} = 9,34 \cdot 10^{-10}$ с) при величине параметра проникновения $\lambda^{(0)} = 9,7$, теоретически предсказанной в [10] (экспериментальных данных нет).

В обычных условиях время жизни показанного на рисунке изомерного состояния в ^{197}Au составляет $1,91 \cdot 10^{-9}$ с [11]. Таким образом, при наличии вакансии на M_1 -оболочке вероятность распада изомерного уровня $1/2^+(77,351 \text{ кэВ})$ в ^{197}Au , во-первых, возрастает более чем в 50 раз и, во-вторых, зависит от величины аномалии, относительно которой в настоящее время имеются противоречивые экспериментальные данные [8,9].

То же самое для ядра ^{193}Ir . Распад по обратному к НЕЕТ каналу в несколько раз уменьшает время жизни состояния $1/2^+(73,041 \text{ кэВ})$, равное в обычных условиях $6,09 \cdot 10^{-9}$ с.

Конечно, вакансии на M_1 -оболочке стремятся распасться по своим обычным каналам, таким как рентгеновское излучение и процесс Оже. Поэтому относительная вероятность P возбуждения атома в ядерном переходе при образовании дырки на M_1 -оболочке мала. И тем не менее, величина $P \approx 0,6 \cdot 10^{-6}$ для золота-197 представляется реальной для измерения.

Как известно, экспериментальная проверка НЕЕТ оказалась делом весьма сложным [3,12]. Может быть изучение обратного процесса в экспериментах с синхротронным излучением типа, описанного в [13], или с плазмой типа, описанной в [14] (с той, конечно, разницей, что ионизовать теперь нужно "верхнюю" атомную оболочку) окажется более успешным.

Автор благодарит В.Ф.Стрижова за ряд полезных консультаций.

Настоящая работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 94-02-3838а) и Международным научным фондом (грант МРАООО).

1. J.A.Wheeler, Rev. Mod. Phys. **21**, 133 (1949).
2. M.Morita, Progr. Theor. Phys. **49**, 1574 (1973).
3. Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **100**, 379 (1992).
4. E.V.Tkalya, Nucl. Phys. **A539**, 209 (1992).
5. Е.В.Ткаля, Письма в ЖЭТФ **59**, 15 (1994).
6. Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **105**, 449 (1994).
7. W.Bambynek, B.Crasemann, R.W.Fink et al., Rev. Mod. Phys. **4**, 716 (1972).
8. D.Kpic, R.Stepic, I.Bikit et al., Z. Phys. **243**, 452 (1971).
9. L.E.Young, R.Brenn, and G.D.Sprouse, Nucl. Phys. **A229**, 157 (1974).
10. И.М.Банд, М.А.Листенгартен, Ф.П.Фересин. Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей. Л.: Наука, 1976.
11. Z.Chunmei, Nucl. Data Sheet. **62**, 433 (1991).
12. Е.В.Ткаля, Письма в ЖЭТФ **56**, 137 (1992).
13. A.Shinohara, T.Saito, M.Shaji, et al., Nucl. Phys. **A472**, 151 (1987).
14. Y.Isawa and C.Yamanaka, Phys. Lett. **B88**, 59 (1979).