

**О ПРИЧИНАХ РАЗЛИЧИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ДЛЯ ВЕРОЯТНОСТИ  
ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР В АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ**

E.B.Tкаля

*Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН  
113191, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 июля 1992 г.

Объяснены противоречивые экспериментальные результаты по вероятности образования долгоживущего изомера  $^{189m}\text{Os}$  при исследовании безрадиационного возбуждения ядер в атомных переходах. Показана важность этого процесса для изучения аномалий связанных с динамическими эффектами проникновения электронного тока в ядро.

Прецизионные эксперименты <sup>1,2</sup> по возбуждению состояния  $5/2^-$  (69,5 кэВ) в ядре  $^{189}\text{Os}$  (см. рис.1) дали отличающиеся более чем на порядок значения для относительной вероятности  $P$  возбуждения ядра на указанный уровень при образовании вакансии на  $K$ -оболочке атома осмия:  $P = (1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$  в <sup>1</sup> и  $(5,7 \pm 1,7) \cdot 10^{-9}$  в <sup>2</sup>. В работе <sup>1</sup> образец, содержащий изотоп  $^{189}\text{Os}$ , облучался пучком электронов, с энергиями около 100 кэВ (энергия связи на  $K$ -оболочке атома осмия – 73,78 кэВ). В эксперименте <sup>2</sup> похожий образец подвергался воздействию синхротронного излучения (СИ). Оба эксперимента ставились с целью измерения вероятности предсказанного в <sup>3</sup> процесса безрадиационного возбуждения ядер в атомных переходах (в англоязычной литературе – NEET от Nuclear Excitation by Electron Transition). В последние годы этот процесс интенсивно исследовался теоретически и экспериментально. Список основных публикаций дан в обзоре <sup>4</sup>.

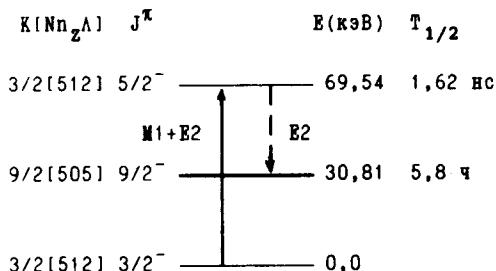


Рис.1.

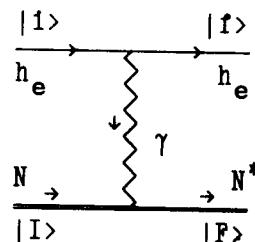


Рис.2.

Наиболее последовательный подход к NEET был развит в <sup>4,5</sup>. В рамках КЭД при учете реальных ширин вакансий  $\Gamma_i$  и  $\Gamma_f$  на атомных оболочках, между которыми происходит электронный переход, процесс NEET можно описывать показанной на рис.2 диаграммой второго порядка. При этом относительная вероятность возбуждения ядра при распаде вакансии на оболочке  $|i\rangle$  дается формулой <sup>4,5</sup>

$$P = \left(1 + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_i}\right) \frac{E_{int}^2(L; \omega_N; i \rightarrow f, I \rightarrow F)}{(\omega_N - \omega_A)^2 + (\Gamma_i + \Gamma_f)^2/4}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_N$  и  $\omega_A$  – энергии соответственно ядерного и атомного переходов (система единиц  $\hbar = c = 1$ ) мультипольности  $L$ ,  $E_{int}^2$  – квадрат усредненной по начальным и просуммированной по конечным состояниям энергии взаимодействия ядерного тока  $J_{IF}^\nu(\mathbf{R}) = e\Psi_F^+(\mathbf{R})\hat{J}^\nu\Psi_I(\mathbf{R})$  и тока электронной дырки  $j_{if}^\mu(\mathbf{r}) = e\bar{\psi}_f(\mathbf{r})\gamma^\mu\psi_i(\mathbf{r})$ :

$$H_{int} = \int d^3r d^3R j_{if}^\mu(\mathbf{r}) D_{\mu\nu}(\omega; \mathbf{r} - \mathbf{R}) J_{IF}^\nu(\mathbf{R}), \quad (2)$$

$D_{\mu\nu}(\omega; \mathbf{r} - \mathbf{R}) = -g_{\mu\nu} \exp(\omega|\mathbf{r} - \mathbf{R}|)/|\mathbf{r} - \mathbf{R}|$  – фотонный пропагатор в координатно-частотном представлении.

Для вычисления  $P$  на  $^{189}\text{Os}$  в <sup>1,2</sup> были использованы ядерные матричные элементы  $M1$ - и  $E2$ -переходов из основного (g.s.) в состояние  $5/2^-$  (69,5 кэВ) восстановленные из экспериментальных данных по интенсивностям  $\gamma$ -излучения с энергией 69,54 кэВ <sup>6</sup>. Переход g.s.  $\rightarrow 5/2^-$  (69,5 кэВ) идет внутри ротационной полосы (см. рис.1), и обе его указанные компоненты разрешены асимптотическими квантовым числом модели Нильссона. Поэтому использование в расчете вероятности NEET на  $^{189}\text{Os}$   $\gamma$ -излучательных ядерных матричных элементов корректно. Атомная часть в (1)–(2) рассчитывалась по тестированной прецизионной программе <sup>7</sup>. Вычисленная вероятность  $P$  оказалась меньше найденной в <sup>1</sup> и в <sup>2</sup> и составила  $3,4 \cdot 10^{-10}$ .

Следует отметить, что полученные в <sup>1,2</sup> значения для  $P$  не являются результатом прямых измерений отношения числа возбужденных на состояние  $5/2^-$  (69,5 кэВ) ядер  $N_{69,5}$  к числу созданных внешним облучением  $K$ -вакансий в атомах осмия  $N_K$ . В обоих случаях эффективность возбуждения уровня  $5/2^-$  (69,5 кэВ), определялась по активности распада накопленных за время облучения на долгоживущем состоянии  $9/2^-$  (30,8 кэВ) изомерных ядер  $^{189m}\text{Os}$ . Их количество  $N_{is}$  связано с  $N_{69,5}$  и  $N_K$  соотношениями типа

$$N_{is} = b_0(N_{69,5}^{e,\gamma} + N_{69,5}^{NEET}) + \sum_{i \geq 1} b_i N_i^\gamma, \quad N_{69,5}^{NEET} = P N_K, \quad (3)$$

где  $N_{69,5}^{NEET}$  – число ядер возбужденных на состояние  $5/2^-$  (69,5 кэВ) в результате NEET, а  $N_{69,5}^{e,\gamma}$  – в результате других процессов – неупругого рассеяния электронов на ядрах в <sup>1</sup>, и поглощения ядрами резонансных фотонов в <sup>2</sup>,  $N_i^\gamma$  – число ядер возбужденных СИ излучением в <sup>2</sup> на более высоколежащие состояния,  $b$  – коэффициенты ветвления. Самую важную роль играет величина коэффициента заселения изомерного уровня при распаде состояния  $5/2^-$  (69,5 кэВ) –  $b_0$ . При анализе экспериментальных данных в <sup>1,2</sup> для нее использовалось предложенное в <sup>1</sup> в качестве предварительной оценки значение  $1,2 \cdot 10^{-3}$ . При таком  $b_0$  основная роль в образовании изомеров априори отводилась именно механизму NEET, так как для объяснения наблюдавшейся активности распада  $^{189m}\text{Os}$  хорошо известные сечения других процессов оказались совершенно недостаточными и были отброшены. Определение параметра  $P$  из упрощенного равенства  $N_{is} = b_0 P N_K$  и дало отличающиеся примерно в 30 раз значения для вероятности NEET. На самом деле  $K$ -запрещенный первого порядка  $E2$ -переход  $5/2^-$  (69,5 кэВ)  $\rightarrow 9/2^-$  (30,8 кэВ) (показан пунктиром на рис.1) до настоящего времени экспериментально не наблюдался <sup>6</sup>. Коэффициент  $b_0$  не известен и, следовательно, должен быть свободным параметром в уравнениях (3).

Проводя заново анализ результатов эксперимента <sup>2</sup>, где число *K*-вакансий образующихся в атомах осмия под действием СИ излучения контролировалось по интенсивности характеристического рентгеновского излучения, легко установить опираясь на рассчитанную в <sup>4,5</sup> величину вероятности NEET  $P = 3,4 \cdot 10^{-10}$ , что доминирующим механизмом возбуждения ядер осмия на уровень  $5/2^-$ (69,5 кэВ) был не механизм NEET, а процесс поглощения ядрами из спектра синхротронного излучения резонансных фотонов с энергиями  $\approx 69,5$  кэВ. Существенный вклад в наработку изомеров оказали и три следующих, с энергиями 95,2 кэВ, 216,6 кэВ и 219,4 кэВ, уровня ядра <sup>189</sup>Os. С помощью данных <sup>6</sup> соответствующие величины сечений и коэффициенты ветвления легко определяются. Для уровня 69,5 кэВ необходимо учесть и комптоновское возбуждение СИ излучением, величина которого найдена в <sup>8</sup>. С учетом всех перечисленных процессов из данных <sup>2</sup> для коэффициента ветвления  $b_0$  получается величина  $\approx 3,4 \cdot 10^{-3}$ .

Обработка данных эксперимента <sup>1'</sup> с новыми параметрами  $P$  и  $b_0$  дает совершенно естественные результаты. Во-первых, имевшее место в <sup>1</sup> сечение возбуждения уровня  $5/2^-$ (69,5 кэВ) при энергии электронов 100 кэВ было равно  $\sigma_{69,5} = 3,2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$  (а отнюдь не  $9,2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ , как это следует из данных <sup>1</sup> при  $b_0 = 1,2 \cdot 10^{-3}$ ). Новое же значение  $\sigma_{69,5}$  практически совпадает с рассчитанным в <sup>4</sup> сечением возбуждения состояния  $5/2^-$ (69,5 кэВ) при неупругом рассеянии электронов пучка на ядрах <sup>189</sup>Os:  $\sigma_{69,5}^{(e,e')} = 3,1 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ , и хорошо согласуется с аналогичными расчетами <sup>9</sup>. Во-вторых, как и предполагалось в <sup>4,5,9</sup>, основным механизмом образования возбужденных ядер в <sup>1</sup> был процесс неупругого рассеяния электронов, а реальный вклад NEET оказался меньше последнего на два порядка <sup>4,5</sup>.

Полученное выше согласованное описание обоих экспериментов показывает, что процесс NEET действительно существует, и его "следы" ( $\approx 10\%$  от количества наработанных изомеров) были обнаружены в эксперименте <sup>2</sup>. Однако, роль этого механизма в возбуждении состояния  $5/2^-$ (69,5 кэВ) в <sup>189</sup>Os оказалась значительно меньше ожидавшейся в <sup>3</sup> и других теоретических работах. Еще одним весьма важным следствием измерений <sup>1,2</sup> можно считать определение коэффициента заселения  $b_0$ . Он связан с радиационной шириной показанного пунктиром на рис.2 перехода  $\Gamma_\gamma(E2)$ , его коэффициентом внутренней электронной конверсии  $\alpha$  ( $\approx 357,6$  – был вычислен в <sup>4,5</sup> по программе <sup>7</sup>), и полной шириной ядерного уровня с энергией 69,5 кэВ  $\Gamma(5/2^-)$  очевидным соотношением

$$b_0 = (1 + \alpha)\Gamma_\gamma(E2; 5/2^- \rightarrow 9/2^-)/\Gamma(5/2^-) = 5,7 \cdot 10^{-3} \cdot F_{E2}, \quad (4)$$

из которого можно определить  $F_{E2} = B(E2; 5/2^- \rightarrow 9/2^-)/B(E2; W)$  – фактор ослабления интенсивности рассматриваемого  $E2$ -перехода относительно одночастичной модели Вайскопфа (здесь  $B(E2)$  – приведенные вероятности ядерного перехода). Подставив в (4) найденное выше значение  $b_0$ , получаем для фактора ослабления:  $F_{E2} = 0,6$ .

Очень интересная ситуация с NEET сложилась на ядрах <sup>197</sup>Au и <sup>237</sup>Nr. В экспериментах <sup>10,11</sup> были получены значительно превосходящие все известные теоретические оценки (см. в <sup>4</sup>) величины для вероятности  $P$ :  $(2,2 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$  на <sup>197</sup>Au, и  $(2,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$  на <sup>237</sup>Nr. Здесь на наш взгляд возможны только два разумных объяснения: либо в <sup>10,11</sup> имели место систематические ошибки эксперимента, либо в соответствующих ядерных матричных элементах

существенной оказалась роль аномалий, аналогичных известным аномалиям в коэффициентах внутренней электронной конверсии (КВК).

Во всех теоретических моделях NEET предполагалось, что во-первых, области локализации ядерного  $J_\nu(R)$  и электронного  $j_\mu(r)$  токов в уравнении (2) подчиняются условию  $R \leq r$ , во-вторых, вклад статических эффектов при  $r \leq R_0$  ( $R_0$  – радиус ядра) пренебрежимо мал. Но как хорошо известно (см., например, <sup>12,13</sup>), при участии в процессе нижних атомных оболочек динамические эффекты, связанные с проникновением электронного тока в ядро могут играть существенную роль для запрещенных ядерных переходов. Именно к таким относятся  $l$ -запрещенный  $M1$ -переход  $3/2^+(g.s.) \rightarrow 1/2^+$  (77, 35 кэВ) между подоболочками  $2d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$  с фактором ослабления  $F_{M1} = 2, 12 \cdot 10^{-3}$  в ядре <sup>197</sup>Aи, и запрещенный по асимптотическим квантовым числам модели Нильссона протонный  $E1$ -переход  $5/2^+(g.s.) \rightarrow 7/2^-$  (102, 96 кэВ) между полосами  $K^\pi[Nn_z\Lambda] = 5/2^+[642]$  и  $5/2^-[523]$  с фактором ослабления  $F_{E1} = 4, 27 \cdot 10^{-6}$  в ядре <sup>237</sup>Nр. Отметим, что в ядре <sup>237</sup>Nр значительные аномалии в КВК именно для переходов между указанными полосами хорошо известны <sup>13</sup>. Трудно конечно рассчитывать на то, что имеющееся различие между теоретическими и экспериментальными значениями  $P$  можно будет объяснить только проявлением аномалий в NEET. На обоих ядрах поставлено по одному эксперименту, чего явно не достаточно, учитывая крайнюю сложность измерений. Скорее всего имеют место обе причины. Но важным является то, что точные измерения вероятности NEET могут дать новую информацию об аномалиях, которую нельзя получить при измерении КВК, так как для рассмотренных переходов конверсия возможна только на  $L$ -и более высоких оболочках атома, а в NEET существует и ближайшая к ядру  $K$ -оболочка, аномалии на которой являются наиболее сильными. Это делает процесс NEET весьма перспективным для изучения.

В заключение автор благодарит М.Д.Бондарькова, М.А.Листенгартина и Н.П.Юдина за полезные обсуждения результатов работы.

- 
1. K.Otozai et al., Nucl. Phys. **A 297**, 97 (1978).
  2. A.Shinohara et al., Nucl. Phys. **A 472**, 151 (1987).
  3. M.Morita, Progr. Theor. Phys. **49**, 1574 (1973).
  4. Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **102**, 379 (1992).
  5. Е.В.Ткаля, Nucl. Phys. **A 539**, 209 (1992).
  6. R.B.Firestone, Nucl. Data Sheet. **50**, 869 (1990).
  7. Д.П.Гречухин, А.А.Солдатов, Препринт ИАЭ-3174. М., 1979.
  8. И.С.Баткин, М.И.Беркман, ЯФ **32**, 972 (1980).
  9. М.Д.Бондарьков и др., в сб.: Вопросы точности в ядерной спектроскопии. Вильнюс, 1990, с.65.
  10. H.Fujioka et al., Z. Phys. **A 315**, 121 (1984).
  11. T.Saito et al., Phys. Lett. **B 92**, 293 (1980).
  12. М.Е.Войханский, М.А.Листенгартен, Изв. АН СССР, сер. физическая **23**, 238 (1959).
  13. G.Kramer, S.G.Nilsson, Nucl. Phys. **35**, 273 (1962).