Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 6, с. 460 – 465 © 2011 г. 25 сентября

Ускорение запрещенных захватов орбитальных электронов ядрами под действием лазерного излучения

М. Ю. Романовский[1)]

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Отделение физических наук РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2011 г.
После переработки 22 июля 2011 г.

Исследуется влияние линейно-поляризованного лазерного излучения на скорость захвата атомных электронов ядрами. В то время как разрешенный захват связанных электронов в s-состоянии из (внутренних) K-, L-, M-оболочек может быть только ослаблен внешним электрическим полем за счет сдвига максимума волновой функции связанного электрона относительно ядра, значение на ядре волновых функций электронов в состояниях с ненулевым орбитальным квантовым числом может возрастать. Соответственно возрастает и вероятность различных запрещенных уникальных электронных захватов с их участием. Задача исследуется в простом слэтеровском приближении. Расчеты показывают, что лазерные поля с амплитудой больше внутриатомной могут значительно ускорять захват первого запрещения p-электронов, а лазерные поля с амплитудой меньше внутриатомной – захват второго запрещения для d-электронов.

Введение. Ускорение процесса бета-распада частиц (процесса, обратного электронному захвату) под действием внешнего электромагнитного поля изучается уже более 40 лет, со времен пионерских работ [1, 2]. Ускорение бета-распада ядер объяснялось трансформацией волновой функции свободного вылетевшего электрона в (сильном) электромагнитном поле [3–6][2)]. Требуемые для кратного ускорения напряженности внешнего электрического поля при этом были порядка $E_{\rm crit} = m_e^2c^3/e\hbar \sim 1.3 \cdot 10^{16}$ В/см (m_e – масса электрона, e – его заряд, c – скорость света, $\hbar$ – постоянная Планка).

Ускорение обратного бета-распаду процесса захвата орбитальных электронов не привлекало столь же пристального внимания отчасти из-за того, что было давно и хорошо известно (например, скорость процесса $_7$Be$\to$ $_7$Li зависит от химической связи, в которой находится атом бериллия, см. [7]). Кроме того, теоретически и экспериментально изученный спектр воздействия на волновые функции орбитальных электронов был весьма широк. Это воздействия теми же химическими связями, высоким давлением [8], температурными эффектами, в т.ч. сверхпроводимостью, внутренними электрическими и магнитными полями среды, плазменными эффектами (см. обзор [9]). В основном рассматривался K-захват. Степень возможного ускорения процесса не превышала 10^{-2}. Примыкали к этому известные работы (см., например, [10, 11]) по ядерному возбуждению при электронных переходах соответствующего атома.

Электронный захват не из K, а из более высоколежащих оболочек атома также хорошо известен [12, 13], в том числе захват электронов с ненулевым орбитальным квантовым числом l [14, 15]. Именно последний процесс может быть ускорен действием внешнего электрического поля. При запрещенном электронном захвате пара связанный электрон–свободное нейтрино должна компенсировать изменение полного момента ядра, т.е. либо он должен быть изменен за счет захватываемого орбитального электрона, либо его должно "унести" нейтрино. Вероятность процесса передачи орбитального момента электрона ядру или уносам его нейтрино определяется двумя факторами. Первый из них – соотношение между радиусом ядра, характерным радиусом волновой функции электрона и длиной волны де-Бройля нейтрино. Вероятность уноса орбитального момента свободным нейтрино определяется отношением радиуса ядра r_n и де-Бройлевской длины волны нейтрино в степени $2l$ (l – уносимый орбитальный момент). В то же время вероятность передачи момента от орбитального электрона ядру определяется отношением радиуса ядра и характерного радиуса волновой функции орбитального электрона в той же степени $2l$. Вторым фактором является то обстоятельство, что орбитальный электрон имеет уже "готовый" момент для передачи ядру, а вылетающее нейтри-

[1)] e-mail: slon@kapella.gpi.ru; myrom@gpad.ac.ru

[2)] Мы не упоминаем здесь большого количества не совсем точных работ, предсказывавших ускорение бета-распада при сравнительно умеренных внешних полях.

но еще только должно его набрать в процессе распада. Тогда из соотношения неопределенностей следует, что этот процесс происходит достаточно быстро при больших энергиях вылетающего нейтрино E_ν. Оба эти фактора и приводят к вышеуказанному замедлению запрещенного захвата орбитального электрона в s-состоянии по сравнению с захватами в p-, d- и т.д. состояниях. Таким образом, при $E_\nu < 1$ МэВ запрещенный электронный захват осуществляется в основном с соответствующими электронами в p-, d- и т.д. состояниях, т.е. захват происходит из $L_{\rm III}$-, $M_{\rm V}$-, $N_{\rm VII}$- и т.д. оболочек. Характерным примером служит электронный захват ядра $_{205}$Pb: отношение скоростей K- и L-захватов оценивается на уровне 10^{-4} [14].

Теория захвата орбитальных электронов (см. последовательное изложение в [16]) гласит, что вероятность процесса разрешенных и уникальных захватов первого, второго и т.д. запрещений пропорциональна квадрату матричного элемента соответствующего перехода между материнским и дочерним ядрами, квадрату волновой функции (ВФ) захватываемого электрона на ядре, энергии нейтрино в квадрате для разрешенного захвата, в 4-й степени для захвата первого запрещения, в 6-й степени – для второго и т.д., а также квадрату постоянной Ферми слабого взаимодействия. Мы будем интересоваться в первую очередь уникальными переходами первого и второго запрещения, которые выражаются через один ядерный матричный элемент[3)]. Такие электронные захваты хорошо известны. Достаточно назвать вышеупомянутый процесс первого запрещения в $_{205}$Pb. Существуют и другие примеры, наиболее интересные из которых, с нашей точки зрения, приведены ниже.

Действие внешнего электрического поля на электронный захват. Из перечисленных сомножителей, входящих в вероятность процесса, мы понастоящему можем воздействовать внешним электрическим полем только на величину волновой функции связанного электрона на ядре. Действительно, внешнее электрическое поле поляризует атом. При этом волновые функции всех электронов атома "сдвигаются" относительно ядра. Очевидно, что для электронов в s-состоянии это может привести только к уменьшению волновой функции на ядре, т.к. у таких электронов там ее максимум. В то же время волновые функции электронов в p-, d- и т.д. состояниях внутри ядра имеют точку, где они обращаются в нуль. Это происходит как в дираковском описании одноэлектронных ВФ в атоме, так и при описании в простом слэтеровском приближении [17]. При поляризационном сдвиге плотность электронных состояний этих ВФ может только возрастать. За счет этого возрастания электронной плотности с необходимым орбитальным моментом на ядре и возможно ускорение электронного захвата.

В настоящее время в теории бета-процессов [16] принято описание одноэлектронного состояния релятивистским уравнением Дирака (см., например, [18]) с самосогласованным потенциалом Хартри–Фока. Ранее (до 60-х годов включительно) пользовались электронными волновыми функциями в упомянутом слэтеровском приближении [19], основная неточность которого заключается как раз в неучете релятивистских эффектов. Для наших целей – демонстрации возможности осуществления ускорения электронного захвата лазерным полем – вполне достаточно и слэтеровского приближения.

Оценим возможный эффект. Для внутренних электронных оболочек (к ним относятся K-, L- и, с определенными допущениями, M-оболочки) атомов волновые функции из $L_{\rm III}$ и $M_{\rm V}$ подоболочек вблизи ядра принимают значения

$$\psi_{L_{\rm III}} \simeq \frac{Z_{L_{\rm III}}^{5/2}}{4\sqrt{2\pi}r_{\rm B}^{5/2}} r\cos\theta;$$
$$\psi_{M_{\rm V}} \simeq \frac{\sqrt{3}Z_{M_{\rm V}}^{7/2}}{324\sqrt{2\pi}r_{\rm B}^{7/2}} r^2(\cos^2\theta - 1/3). \qquad (1)$$

Здесь $r_{\rm B}$ – боровский радиус, r – расстояние от центра ядра, $Z_{L_{\rm III}}$ и $Z_{M_{\rm V}}$ – эффективные экранированные заряды ядра для соответствующих подоболочек, θ – полярный угол. Если использовать уравнение Дирака с экранированным кулоновским потенциалом взаимодействия, то в волновых функциях (1) вместо множителя r^l появится множитель $r^{l'}$, $l' = l - Z_{\rm eff}e^2/2\hbar c(l+1)^2$, $Z_{\rm eff}$ – эффективный экранированный заряд. Даже для самых тяжелых ядер при $l = 1$ отличие между l и l' составляет 4%. Нас будут интересовать только состояния с магнитным квантовым числом $m = 0$ (см. ниже).

Волновые функции (1) записаны для чистого кулоновского взаимодействия электрона с ядром в уравнении Шредингера. Однако их сверхтонкое взаимодействие приводит к появлению некоторой постоянной добавки к ВФ на ядре (1). Легко показать, что для $l = 1$ и 2, т.е. для электронного захвата первого и второго запрещений, эта добавка не влияет на

[3)] Для простоты рассмотрения влияния электрического поля на процесс электронного захвата мы не будем интересоваться в работе эффектами обмена и перекрытия. Их влияние заметно, но не является определяющим [16].

ускорение рассмотренных электронных захватов лазерным излучением, а сверхтонкое взаимодействие снижает рассматриваемый эффект ускорения захвата уже третьего запрещения, особенно в тяжелых ядрах.

В электрическом поле атом поляризуется. В одноэлектронном слэтеровском приближении наведенный внешним электрическим полем A дипольный момент оценивается из Штарковского сдвига соответствующего уровня

$$d_{nm} = \frac{n^4}{8}(17n^2 - 9m^2 + 19)\frac{r_{\rm B}^3}{Z_{\rm eff}^4}A, \qquad (2)$$

где $Z_{\rm eff} = Z_{L_{\rm III}}$ для подоболочки $L_{\rm III}$, $Z_{\rm eff} = Z_{M_{\rm V}}$ для подоболочки $M_{\rm V}$ и т.д., n – главное квантовое число, а характерное поляризационное смещение волновой функции $\mathbf{L_{nm}} = \mathbf{d_{nm}}/e$. Чтобы оценить возмущенные волновые функции, нужно произвести векторное сложение: $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{L_{nm}}$. Так как атомы ориентированы хаотически, результат следует усреднить по ориентациям. Также надо усреднить полученный эффект по времени.

Амплитуды электрического поля, необходимые для реализации рассматриваемого эффекта ускорения электронного захвата, снизу ограничиваются условием $L > r_n$. Имеется также ограничение сверху, определяемое необходимостью существования связанного электрона с определенным орбитальным моментом. Легко оценить возмущенные волновые функции на ядре. Для этого в (1) надо подставить L_{nm} вместо r и проделать соответствующие усреднения. Энергии связи электронов внутренних оболочек атомов находятся в кэВ-диапазоне. Соответствующие "частоты обращения" этих электронов на много порядков превосходят частоту лазерного излучения. Поэтому лазерное излучение может считаться квазистационарным возмущением. Удобно записать выражение для квадрата L_{nm} через интенсивность лазерного излучения, нормированную на внутриатомную интенсивность: $I_0 = cE_{\rm at}^2/8\pi = 4.06 \cdot 10^{16}\,\text{Вт/см}^2$. Ее имеет в максимуме лазерное поле с напряженностью, равной напряженности электрического поля в атоме водорода, создаваемой протоном на расстоянии $r_{\rm B}$ ($E_{\rm at} = e/r_{\rm B}^2$). Тогда, если положить в (2) $n = 2$, $m = 0$, фактор α_1 ускорения электронного захвата первого запрещения оказывается пропорциональным интенсивности лазерного излучения $I_{l0} = cA^2/8\pi$, отношению квадратов боровского радиуса и радиуса ядра (r_n) и обратно пропорциональным восьмой степени эффективного заряда ядра. При характерных $Z_{L_{\rm III}} \sim 33$–70 для элементов с $Z \sim 50$–92, $r_n \sim (5.5$–$7.5)f$ [4] оценка величины α_1 меняется в пределах (0.1–0.0001) I_{l0}/I_0. Мы увидим при корректных расчетах по теории возмущений, что эта оценка оказывается значительно завышенной. Тем не менее и она показывает, при $I_{l0}/I_0 \sim 1$ ускорение процесса мало, а для ощутимого эффекта необходимы релятивистские интенсивности лазерного излучения. Эта оценка также означает, что и штарковское смещение рентгеновских линий [20] будет невелико: $\langle d_{20}A\rangle \sim (0.0036$–$0.00018)\ I_{l0}/I_0$ [эВ]. Поэтому изменением скорости электронного захвата за счет изменения энергии вылетающего нейтрино здесь можно пренебречь.

Для оценки ускорения электронного захвата второго запрещения следует в (2) взять $n = 3$, $m = 0$. Фактор α_2 ускорения электронного захвата второго запрещения оказывается пропорциональным квадрату интенсивности лазерного излучения, отношению биквадратов боровского радиуса и радиуса ядра (r_n) и обратно пропорциональным шестнадцатой степени эффективного заряда ядра. Характерные экранированные заряды здесь меньше: $Z_{M_{\rm V}} \sim 18$–47 для элементов с $Z \sim 50$–92, $r_n \sim (5.5$–$7.5)f$. Оценка величины α_2 составит $(10^8$–$10^2)\ (I_{l0}/I_0)^2$. Эта оценка также окажется завышенной, но необходимые для десятикратного ускорения электронного захвата интенсивности здесь в любом случае будут сравнимы или меньше I_0. Штарковское смещение $\langle d_{30}A\rangle$ рентгеновских линий будет порядка $(0.36$–$0.0077)\ I_{l0}/I_0$ [эВ]. Изменением энергии вылетающего нейтрино можно пренебречь. Очевидно, что ускорение электронного захвата третьего запрещения окажется пропорциональным кубу интенсивности лазерного излучения и эффект должен существовать уже при стандартных интенсивностях непрерывных лазеров (даже с учетом упомянутого завышения).

Корректный расчет эффекта захвата электронов из p-, d- и т.д. состояний должен включать расчет волновых функций этих электронов вблизи ядра с учетом действия квазистационарного электрического поля. Можно использовать теорию возмущений, так как внешнее лазерное поле может считаться в рассматриваемых условиях малым при $I < Z_{\rm eff}^6 I_0 \sim (10^8$–$10^{10})I_0$ (негиперрелятивистский случай).

Волновые функции электронов на ядре во внешнем электрическом поле. С помощью теории возмущений Гейзенберга–Шредингера рассмотрим, как внешнее электрическое поле влияет на одночастичные водородоподобные слэтеровские волновые

[4] Мы используем соотношение $r_n = 1.2A^{1/3}f$ (A – массовое число изотопа) [16].

функции электронов. Нам в конечном счете будут нужны только ВФ на ядре, т.е. при r порядка нескольких r_n. Запишем уравнение Шредингера с эффективным кулоновским зарядом и внешним электрическим полем:

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2}\left(E + \frac{Z_{\rm eff}e^2}{r} - eAr\right)\psi = 0. \qquad (3)$$

Здесь ψ и E – ВФ и энергия соответствующего электронного состояния. Как обычно для задач с внешним электрическим полем, перейдем в (3) к параболическим координатам (см. наилучшее описание в [21]). В координатах ξ, η, φ переменные разделяются. Нормированная ВФ, зависящая от параболических квантовых чисел n_1, n_2 и магнитного числа m есть

$$\psi_{n_1 n_2 m} = \sqrt{2}\varepsilon^{3/2} f_{n_1 m}(\varepsilon\xi) f_{n_2 m}(\varepsilon\eta)\frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}. \qquad (4)$$

Здесь ε, в отличие от [21], имеет смысл размерной постоянной – обратного эффективного боровского радиуса, $\varepsilon = Z_{\rm eff}/nr_{\rm B}$, $n = n_1 + n_2 + |m| + 1$ – главное квантовое число, функции $f_{n_1 m}$ и $f_{n_2 m}$ удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d}{d\xi}\left(\xi\frac{d}{d\xi}\right) f_{n_1 m} + \left(\frac{m_e E}{2\hbar^2}\xi - \frac{m_e eA}{4\hbar^2}\xi^2 - \frac{m^2}{4\xi}\right) f_{n_1 m} = $$
$$= -\beta_1 f_{n_1 m}, \qquad (5)$$
$$\frac{d}{d\eta}\left(\eta\frac{d}{d\eta}\right) f_{n_2 m} + \left(\frac{m_e E}{2\hbar^2}\eta + \frac{m_e eA}{4\hbar^2}\eta^2 - \frac{m^2}{4\eta}\right) f_{n_2 m} = $$
$$= -\beta_2 f_{n_2 m},$$

а $\beta_1 + \beta_2 = Z_{\rm eff}e^2 m_e/\hbar^2$, $\beta_1 = [n_1 + (|m| + 1)]Z_{\rm eff}e^2 m_e/2\hbar^2$, $\beta_2 = [n_2 + (|m| + 1)]Z_{\rm eff}e^2 m_e/2\hbar^2$.

Член с полем в (5) можно считать, как уже указывалось, малым возмущением вплоть до амплитуд лазерного поля $A < Z_{\rm eff}^3 E_{\rm at}$, т.е. для всех ныне существующих лазерных систем. Тогда поправка первого порядка к волновой функции $f^{(1)}_{n_i m}(x)$ [22] записывается в виде

$$f^{(1)}_{n_i m}(x) = \frac{A}{4Ze\varepsilon^2}\sum_{n_i \neq n_j}\frac{\langle x\rangle^2_{n_i n_j}}{n_i - n_j} f^{(0)}_{n_j m}(x), \qquad (6)$$

где $f^{(0)}_{n_i m}(x)$ – решение уравнений (5) с $A = 0$, а матричный элемент $\langle x\rangle^2_{n_i m_j}$ есть среднее от квадрата ξ или η по соответствующей невозмущенной ВФ $f^{(0)}_{n_i m}(x)$ (значения этих матричных элементов см. в [21]). Поправка второго порядка $f^{(2)}_{n_i m}(x)$ [22] записывается аналогично:

$$f^{(2)}_{n_i m}(x) =$$
$$= \frac{A^2}{16Z^2e^2\varepsilon^4}\Bigg[\sum_{n_i\neq n_k}\sum_{n_i\neq n_l}\frac{\langle x\rangle^2_{n_i n_l}}{n_k - n_i}\frac{\langle x\rangle^2_{n_i n_k}}{n_l - n_i} f^{(0)}_{n_k m}(x) -$$
$$- \sum_{n_i\neq n_s}\frac{\langle x\rangle^2_{n_i n_i}\langle x\rangle^2_{n_i n_s}}{(n_s - n_i)^2} f^{(0)}_{n_s m} -$$
$$- \frac{1}{2}\sum_{n_i\neq n_s}\frac{\langle x\rangle^2_{n_i n_s}}{(n_s - n_i)^2} f^{(0)}_{n_i m}(x)\Bigg]. \qquad (7)$$

Очевидно, что для полной ВФ (4) поправка первого порядка

$$\psi^{(1)}_{n_1 n_2 m} = \sqrt{2}\varepsilon^{3/2}[f^{(1)}_{n_1 m}(\varepsilon\xi) f^{(0)}_{n_2 m}(\varepsilon\eta) +$$
$$+ f^{(0)}_{n_1 m}(\varepsilon\xi) f^{(1)}_{n_2 m}(\varepsilon\eta)]\frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}, \qquad (8)$$

а поправка второго порядка

$$\psi^{(2)}_{n_1 n_2 m} = \sqrt{2}\varepsilon^{3/2}[f^{(2)}_{n_1 m}(\varepsilon\xi) f^{(0)}_{n_2 m}(\varepsilon\eta) +$$
$$+ f^{(1)}_{n_1 m}(\varepsilon\xi) f^{(1)}_{n_2 m}(\varepsilon\eta) + f^{(0)}_{n_1 m}(\varepsilon\xi) f^{(2)}_{n_2 m}(\varepsilon\eta)]\frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}. \qquad (9)$$

Нас, собственно, интересует поведение возмущенных лазерным полем волновых функций (1) в сферических координатах вблизи нуля. Малым r соответствуют малые ξ и η, так что функции $f_{n_1 m}$ и $f_{n_2 m}$ могут быть разложены в ряд Тейлора. Выраженная поляризация ВФ лазерным полем происходит только с состояниями с $|m| = 0$[5]. Тогда

$$\psi^{(1)}_{n_1 n_2 0}(\xi, \eta \sim 0) = \frac{3(n_1 - n_2)n^{1/2}Ar_{\rm B}^{1/2}}{8\sqrt{\pi}Z_{\rm eff}^{3/2}e}, \qquad (10)$$

т.е. поправка первого порядка пропорциональна разности параболических квантовых чисел. При равенстве их она обращается в нуль [21,22]. Поправка второго порядка к ВФ (4) будет иметь вид

$$\psi^{(2)}_{n_1 n_2 0}(\xi, \eta \sim 0) =$$
$$= \frac{n^{5/2}A^2 r_{\rm B}^{5/2}}{8\sqrt{\pi}A_{\rm eff}^{9/2}e^2}(n_1^3 + n_2^3 - n_1^2 - n_2^2 + 2n_1 + 2n_2 - 3/2). \qquad (11)$$

Она не равна нулю и при одинаковых параболических квантовых числах.

[5] Действие постоянного однородного электрического поля на одноэлектронные ВФ с $m \neq 0$ оказывается другим. Так как эти ВФ, кроме неравенства нулю в аксиально-симметричных областях, меняют знак, нулевое значение ВФ не перемещается из точки $r = 0$. Происходит только электроиндуцированное изменение коэффициента в (1) при r для ВФ с $l = 1$, при r^2 для ВФ $l = 2$ и т.д.

Перейдем теперь к вычислению ВФ (1) в лазерном поле. Так как точные водородоподобные ВФ в сферических координатах являются линейными комбинациями ВФ в параболических координатах [21], имеем

$$\psi_{2,1,0}(r,\theta,0)=\frac{1}{2\sqrt{2}}[\psi_{1,0,0}(\xi,\eta)-\psi_{0,1,0}(\xi,\eta)], \quad (12)$$

а

$$\psi_{3,2,0}(r,\theta,0)=$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_{2,0,0}(\xi,\eta)+\psi_{0,2,0}(\xi,\eta)-2\psi_{1,1,0}(\xi,\eta)]. \quad (13)$$

Подставляя (10) в (12), видим, что уже поправка первого порядка к первой ВФ в нуле (1) не равна нулю и

$$\psi_{2,1,0}(r\to 0,\theta,\varphi)\simeq\frac{Z_{\text{eff}}^{5/2}}{4\sqrt{2\pi}r_{\text{B}}^{5/2}}r\cos\theta+$$

$$+\frac{3A\sqrt{3r_{\text{B}}}}{8\sqrt{\pi}Z_{\text{eff}}^{3/2}}\cos(\theta-\gamma), \quad (14)$$

где γ – угол между направлением вектора электрического поля лазера и полярным углом ВФ, а $Z_{\text{eff}}=$ $=Z_{L_{\text{III}}}$. Аналогичный расчет поправки первого порядка ко второй ВФ (1) в нуле дает для нее нуль, т.е. должна быть учтена уже поправка второго порядка. Имеем

$$\psi_{3,2,0}(r\to 0,\theta,\varphi)\simeq\frac{\sqrt{3}Z_{\text{eff}}^{7/2}}{324\sqrt{2\pi}r_{\text{B}}^{7/2}}r^2(\cos^2\theta-1/3)+$$

$$+\frac{9\sqrt{3}A^2r_{\text{B}}^{5/2}}{2\sqrt{\pi}Z_{\text{eff}}^{9/2}e^2}\left[\cos^2(\theta-\gamma)-\frac{1}{3}\right]^2. \quad (15)$$

Здесь $Z_{\text{eff}}=Z_{M_{\text{V}}}$. Для электронного захвата третьего запрещения нужно рассчитывать поправку 3-го порядка к ВФ, $\psi_{4,3,0}(r\to 0,\theta,\varphi)$.

Чтобы получить фактор ускорения электронного захвата α, как уже указывалось, нужно усреднить модуль квадратов ВФ (14), (15) по времени и ориентации электрического вектора лазерного поля и взять интеграл по объему ядра. Далее полученная величина должна быть отнесена к интегралу по объему ядра от невозмущенных ВФ. Интересны, естественно, большие α, когда поляризационный сдвиг ВФ много больше r_n. Таким образом, для электронного захвата первого запрещения

$$\alpha_1=\alpha_{L_{\text{III}}}\approx\frac{25}{4Z_{L_{\text{III}}}^8}\left(\frac{r_{\text{B}}}{r_n}\right)^2\frac{I_{l0}}{I_0}. \quad (16)$$

Этот результат примерно в сто раз меньше оценки, полученной с помощью L_{20} (см. (2)).

Фактор ускорения электронного захвата второго запрещения при аналогичных условиях

$$\alpha_2=\alpha_{M_{\text{V}}}\approx\frac{3^{15}\pi}{8Z_{M_{\text{V}}}^{16}}\left(\frac{r_{\text{B}}}{r_n}\right)^4\frac{I_{l0}^2}{I_0^2}. \quad (17)$$

Этот результат уже примерно в сто тысяч раз меньше оценки с помощью (2).

Рассмотрим конкретные примеры. Распад долгоживущего ($1.53\cdot 10^7$ лет) изотопа свинца, $_{205}\text{Pb}\to$ $\to{}_{205}\text{Tl}$, идет с изменением полного момента ядра на 2 и изменением четности (это уникальный электронный захват первого запрещения). Ускорение (8) $\alpha_{\text{I}}\simeq 1.7\cdot 10^{-6}I_{l0}/I_0$. Для ощутимых ускорений этого электронного захвата ($\alpha_1\sim 10$) необходима интенсивность лазерного излучения $\sim 6\cdot 10^6 I_0\sim$ $\sim 10^{23}\,\text{Вт/см}^2$. Такие интенсивности в настоящее время еще не достигаются. Другим примером аналогичного процесса является электронный захват в долгоживущем изотопе $_{81}\text{Kr}$ ($2.29\cdot 10^5$ лет [13]). Для процесса $_{81}\text{Kr}\to{}_{81}\text{Br}$ $\alpha_{\text{I}}\simeq 0.35I_{l0}/I_0$. Десятикратное ускорение достигается уже при интенсивностях $I_{l0}\sim 10^{18}\,\text{Вт/см}^2$.

Экспериментальные возможности наблюдения ускорения электронного захвата второго запрещения в лазерном поле гораздо более очевидны: эффективный заряд меньше, поляризуемость выше. Электронный захват второго запрещения, например, изотопа $_{133}\text{Ba}$ составляет (период полураспада 10.51 лет), $_{133}\text{Ba}\to{}_{133}\text{Cs}$, имеет $\alpha_2\simeq 300(I_{l0}/I_0)^2$, что составляет ~ 10 при $I_{l0}\sim 10^{16}\,\text{Вт/см}^2$.

Наиболее интересно рассмотреть процессы между стабильными ядрами. Для электронного захвата второго запрещения $_{123}\text{Te}\to{}_{123}\text{Sb}$ $\alpha_2\simeq 1000(I_{l0}/I_0)^2$, что составляет ~ 10 при $I_{l0}\sim 10^{15}\,\text{Вт/см}^2$. До недавнего времени этот процесс интерпретировался как K-захват по имевшему место излучению с энергией кванта в районе 28 кэВ – K_α-линии $_{123}\text{Sb}$ [23] со временем жизни более 10^{13} лет. Эта же цифра фигурирует в [13]. Однако более поздние и более точные исследования показали, что этого излучения нет и распад $_{123}\text{Te}\to{}_{123}\text{Sb}$ не может быть интерпретирован как K-захват [24]. Для периода же полураспада было получено ограничение $t_{1/2}>9.2\cdot 10^{16}$ лет [24].

Возможности экспериментальной реализации. Заключение. Необходимые интенсивности лазерного излучения для ускорения процесса электронного захвата первого запрещения довольно велики. В настоящее время они реализуются в коротких сверхмощных лазерных импульсах длительностью менее 1 пс с небольшой частотой повторения. Тем не менее наблюдение усиления характеристического рентгеновского излучения с переходами из L_{III}-

оболочки, по-видимому, возможно, хотя бы и в режиме счета рентгеновских фотонов. Значительная ионизация исследуемых атомов будет сопровождать возможный процесс ускорения электронного захвата.

Проще реализация ускорения электронного захвата второго запрещения. Необходимые интенсивности лазерного излучения могут быть достигнуты даже при фокусировке мощных непрерывных лазеров. Для предотвращения образования высокоионизованной плазмы эксперимент может заключаться в фокусировке лазерного излучения в сильно разреженные "облака" пара исследуемых атомов. Общее количество "рабочих" ядер будет невелико, что, однако, компенсируется непрерывностью лазерного воздействия. Заметим, что за рамками приближения остались многие интересные ядра, в первую очередь легкие. Можно ожидать, например, что десятикратное ускорение электронного захвата $_{54}\mathrm{Mn} \to {}_{54}\mathrm{Cr}$ ($t_{1/2} = 312$ дней) будет достигнуто уже при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{11}$–10^{12} Вт/см^2. Эксперимент здесь может быть осуществлен путем облучения твердотельной мишени с большим количеством распадающихся ядер. Еще проще условия для электронного захвата третьего запрещения.

Другой интересной областью применения может явиться (все еще) гипотетический двойной безнейтринный электронный захват стабильных ядер (см., например, [25]): переходы между ядрами $0^+ \to 0^+$. Всего таких пар с чистым электронным захватом 12 [13]. При этом в 6 парах происходит либо нарушение полностью заполненной нуклонной оболочки, либо ее окончательное заполнение. Это означает, что состояние одного из двух нуклонов в процессе захвата меняется значительно и, соответственно, значительно изменяется полный момент кратковременно существующего ядра. Повысив вероятность нахождения в ядре орбитального электрона с ненулевым l поляризацией атома лазерным излучением, можно ускорить результирующий процесс двойного электронного захвата. С нашей точки зрения, наиболее перспективными для этого являются переходы $_{40}\mathrm{Ca} \to {}_{40}\mathrm{Ar}$ и $_{120}\mathrm{Te} \to {}_{120}\mathrm{Sn}$. Для последнего современные оценки [26] времени полураспада сравнительно не так уж и велики ($\sim 10^{16}$ лет). Поэтому десятикратное ускорение возможного безнейтринного захвата при лазерном облучении в соответствующем эксперименте может быть зарегистрировано.

Работа выполнена при поддержке гранта Фонда А. Фон Гумбольдта.

1. А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ **46**, 1768 (1964).
2. В. И. Ритус, ЖЭТФ **56**, 986 (1969).
3. И. М. Тернов, В. Н. Родионов, А. Е. Лобанов, О. Ф. Дорофеев, Письма в ЖЭТФ **37**, 388 1983); И. М. Тернов, В. Н. Родионов, О. Ф. Дорофеев, ЖЭТФ **84**, 1225 (1983).
4. Е. А. Ахмедов, ЖЭТФ **85**, 152 (1983).
5. А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ **85**, 24 (1983).
6. W. Becker, R. R. Schlicher, and M. O. Scully, Nuclear Physics A **426**, 125 (1984).
7. A. Ray, P. Das, S. K. Saha et al., Phys. Rev. C **66**, 012501(R) (2002).
8. M. Kusaba, M. Imamura, K. Yagi et al., Annu. Rept. Jan.-Dec., 1989. Inst. Nucl. Study Univ. Tokyo, Tokyo, 1990, P. 57.
9. G. N. Emery, Ann. Rev. Nucl. Sci. **22**, 165 (1972).
10. M. Morita, Progr. Theor. Phys. **49**, 1574 (1973).
11. Л. Н. Иванов, В. С. Летохов, ЖЭТФ **68**, 1748 (1975); Л. Н. Иванов, В. С. Летохов, ЖЭТФ **93**, 396 (1987); V. S. Letokhov, Optical Comm. **106**, 227 (1994).
12. B. Pontecorvo, D. H. W. Kirkwood, and G. C. Hanna, Phys. Rev. Lett. **75**, 982 (1949); W. M. Hubbard, Phys. Rev. B **137**, 245 (1965).
13. *Table of Isotopes*. The 8-th CD update. Ed. by R. B. Firestone, S. Y. F. Chu, and M. Baglin, Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, 1999.
14. J. Wing, C. M. Stevens, and J. R. Huizenga, Phys. Rev. **111**, 590 (1958).
15. P. K. Hopke, Phys. Rev. C **3**, 606 (1971).
16. В. С. Джелепов, Л. Н. Зырянова, Ю. П. Суслов, *Бета-процессы. Функции для анализа бета-спектров и электронного захвата*, Л.: Наука, 1972.
17. C. Zener, Phys. Rev. **36**, 51 (1930); J. C. Slater, Phys. Rev. **36**, 57 (1930).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*. Нерелятивистская теория, 2-е изд., М.: Физматгиз, 1963; А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, 2-е изд., М.: Наука, 1973.
19. А. Х. Вапстра, Г. И. Ниих, Р. Ван Лишут, *Таблицы по ядерной спектроскопии*, М.: Атомиздат, 1960.
20. *Таблицы физических величин*, Справочник под ред. акад. И. К. Кикоина, М.: Атомиздат, 1976.
21. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, М.: Физматгиз, 1960.
22. П. В. Елютин, В. Д. Кривченков, *Квантовая механика с задачами*, 2-е изд., М.: Физматлит, 2001.
23. D. T. Watt and R. N. Glover, Philos. Mag. **7**, 105 (1962).
24. A. Alessandrello, C. Arnaboldi, C. Brofferio et al., Phys. Rev. C **67**, 014323 (2003).
25. А. С. Барабаш, Ядерная физика **73**, 166 (2010).
26. T. Bloxham, A. Boston, J. Dawson et al., Phys. Rev. C **76**, 025501 (2007).