

4. Ionin A A et al. *Proc. SPIE* **1397** 453 (1991)
5. Spalding I J et al. *Proc. SPIE* **2713** 103 (1996)
6. Вальтер С и др. *Квантовая электроника* **22** 833 (1995) [Walter S et al. *Quantum Electron.* **25** 851 (1995)]
7. Биристо К и др. *Квантовая электроника* **24** 631 (1997) [Beairsto C et al. *Quantum Electron.* **27** 614 (1997)]
8. Ionin A A, Kleine K R F, Kobsa H *Proc. SPIE* **3092** 422 (1997)
9. Graves R M et al. *Proc. SPIE* **3885** 159 (2000)
10. Ionin A A, in *Gas Lasers* (Eds M Endo, R F Walter) (Boca Raton, FL: CRC Press/Taylor and Francis, 2007) p. 201
11. Basov N G et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 810 (2000)
12. Бон В и др. *Квантовая электроника* **35** 1126 (2005) [Bohn W et al. *Quantum Electron.* **35** 1126 (2005)]
13. Ionin A A et al. *Laser Phys.* **21** 500 (2011)
14. Ionin A A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 215 (2009)
15. Ionin A A et al. *Opt. Commun.* **282** 294 (2009)
16. Антонюк Е А и др., в сб. *Лазеры. Измерения. Информация. 2011. Тезисы докладов 21-й международ. конф. 7–9 июня 2011 г. Т. 3* (Под ред. В Е Привалова) (СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2011) с. 8
17. Баранов В Ю и др., в сб. *Изотопы: свойства, получение, применение* Т. 1 (Под ред. В Ю Баранова) (М.: Физматлит, 2005) с. 474
18. Eerkens J W, in *Selected Papers on Laser Isotope Separation — Science and Technology* (Ed. J W Eerkens) (Bellingham, Wash.: SPIE Opt. Eng. Press, 1995) p. 531
19. Ionin A A et al. *Laser Phys. Lett.* **8** 723 (2011)
20. Андреев Ю М и др. *Опт. журн.* **78** (2) 26 (2011) [Andreev Y M et al. *J. Opt. Technol.* **78** 102 (2011)]
21. Carroll D L et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 111104 (2005)
22. Ionin A A et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **40** R25 (2007)
23. Carroll D L et al. *Proc. SPIE* **8238** 823803 (2012)
24. Hecht J *Laser Focus World* (9) 41 (2011)
25. Ionin A A et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **36** 982 (2003)
26. Ionin A A et al. *Proc. SPIE* **7581** 758103 (2010)
27. Zvorykin V D et al. *Laser Part. Beams* **25** 435 (2007)
28. Zvorykin V D et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **244** 032014 (2010)
29. Ionin A A et al. *Opt. Commun.* **282** 45 (2009)
30. Голосов Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **90** 116 (2009) [Goloso V E et al. *JETP Lett.* **90** 107 (2009)]
31. Гейнц Ю Э и др. *ЖЭТФ* **138** 822 (2010) [Geints Yu É et al. *JETP* **111** 724 (2010)]
32. Ionin A A et al. *Laser Phys.* **21** 500 (2011)
33. Ionin A A et al. *Laser Phys.* **20** 1778 (2010)
34. Alekhin A A et al. *Laser Phys. Lett.* **7** 463 (2010)
35. Голосов Е В и др. *ЖЭТФ* **140** 21 (2011) [Goloso V E et al. *JETP* **113** 14 (2011)]
36. Голосов Е В и др. *Российские нанотехнологии* **6** (3–4) 82 (2011) [Goloso V E et al. *Nanotechnol. Russia* **6** 237 (2011)]
37. Goloso V E et al. *Phys. Rev. B* **83** 115426 (2011)
38. Голосов Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **90** 116 (2009) [Goloso V E et al. *JETP Lett.* **90** 107 (2009)]
39. Голосов Е В и др. *Физика и химия обработки материалов* (2) 10 (2010)
40. Goloso V E et al. *Appl. Phys. A* **104** 701 (2011)
41. Ионин А А и др. *Квантовая электроника* **41** 829 (2011) [Ionin A A et al. *Quantum Electron.* **41** 829 (2011)]
42. Корольков В П и др. *Квантовая электроника* **41** 387 (2011) [Korol'kov V P et al. *Quantum Electron.* **41** 387 (2011)]
43. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 289 (2011) [Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 266 (2011)]
44. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 816 (2011) [Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 753 (2011)]
45. Ионин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 35 (2011) [Ionin A A et al. *JETP Lett.* **94** 34 (2011)]
46. Ionin A A, Kudryashov S I, Seleznev L V *Phys. Rev. E* **82** 016404 (2010)
47. Ионин А А, Кудряшов С И, Селезнев Л В *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38** (6) 13 (2011) [Ionin A A, Kudryashov S I, Seleznev L V *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **38** 161 (2011)]
48. Горелик В С и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38** (11) 20 (2011) [Gorelik V S et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **38** 328 (2011)]
49. Koopman D V, Wilkenson T D J. *Appl. Phys.* **42** 1883 (1971)
50. Zhao X M et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **31** 599 (1995)
51. Tzortzakakis S et al. *Phys. Rev. E* **60** R3505 (1999)
52. Ionin A A et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 104105 (2012)
53. Ionin A A et al., in *High-Power Laser Ablation Conf. HPLA 2012, 28 April–30 May 2012, Santa Fe, NM, USA, 2012*, HPLA Online Book of Proc.

PACS numbers: 14.60.St, **23.40.**–s, **31.10.** + z
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207i.0781

Ускорение запрещённых захватов орбитальных электронов и двойных безнейтринных захватов электронов ядрами под действием лазерного излучения

М.Ю. Романовский

1. Введение

Ускорение процесса бета-распада частиц (процесса, обратного электронному захвату) под действием внешнего электромагнитного поля изучается уже более 40 лет со времён пионерских работ [1, 2]. Ускорение бета-распада ядер объяснялось трансформацией волновой функции свободного вылетевшего электрона в электромагнитном (сильном) поле [3–7]¹. Необходимые для кратного ускорения напряжённости внешнего электрического поля при этом составляли порядка $E_{\text{crit}} = m_e^2 c^3 / e \hbar \sim 1,3 \times 10^{16}$ В см^{–1} (m_e — масса электрона, e — его заряд, c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка).

Ускорение процесса захвата орбитальных электронов, обратного бета-распаду, не привлекало такого пристального внимания отчасти потому, что было давно и хорошо известно: например, скорость процесса ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$ зависит от химической связи, в которой находится атом бериллия (см. [8]). Кроме того, теоретически и экспериментально изученный спектр воздействия на волновые функции орбитальных электронов был весьма широк: воздействие, обусловленное теми же химическими связями, высоким давлением [9], температурными эффектами, в том числе сверхпроводимостью, внутренними электрическими и магнитными полями среды, плазменными эффектами (см. обзор [10]). В основном рассматривался К-захват, степень возможного ускорения процесса не превышала 10^{-2} . Прими-кали к этому и известные работы (см., например, [11–14]) по ядерному возбуждению при электронных переходах соответствующего атома.

Электронный захват не из К-оболочки, а из более высоколежащих оболочек атома также хорошо известен [15–17], в том числе захват электронов с ненулевым орбитальным квантовым числом l [18, 19]. Именно последний процесс может быть ускорен действием внешнего электрического поля. При запрещённом электронном захвате пара связанный электрон–свободное нейтрино должна компенсировать изменение полного момента ядра, т.е. либо он должен быть изменён за счёт захватываемого орбитального электрона, либо его должно "унести" нейтрино. Вероятность процесса пере-

¹ Мы не упоминаем здесь большого количества не совсем точных работ, предсказывавших ускорение бета-распада при сравнительно умеренных внешних полях.

М.Ю. Романовский. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ
E-mail: slon@kapella.gpi.ru

дачи орбитального момента электрона ядру или унесения его нейтрино определяется двумя факторами. Первый из них — соотношение между радиусом ядра, характерным радиусом волновой функции электрона и длиной волны де Бройля нейтрино. Вероятность унесения 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 нейтрино ещё только должно его набрать в процессе распада. Тогда из соотношения неопределённостей следует, что этот процесс происходит достаточно быстро при больших энергиях вылетающего нейтрино E_ν . Оба эти фактора и приводят к вышеуказанному замедлению запрещённого захвата орбитального электрона. Таким образом, при $E_\nu < 1$ МэВ запрещённый электронный захват осуществляется в основном с соответствующими электронами в p -, d -, ...-состояниях, т.е. захват происходит из оболочек L_{III} , M_V , N_{VII} и т.д. Характерным примером служит электронный захват ядра ^{205}Pb : отношение скоростей K - и L -захватов оценивается на уровне 10^{-4} [18].

Теория захвата орбитальных электронов (см. последовательное изложение в [20]) гласит, что вероятности процесса разрешённых и уникальных захватов первого, второго и т.д. запрещённых пропорциональны квадрату матричного элемента соответствующего перехода между материнским и дочерним ядром, квадрату волновой функции (ВФ) захватываемого электрона на ядре, энергии нейтрино — в квадрате для разрешённого, в 4-й степени для захвата первого запрещения, в 6-й степени — 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 элемент². 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 приведём ниже.

2. Действие внешнего электрического поля на электронный захват

Из перечисленных множителей, входящих в вероятность процесса, мы по-настоящему 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, так как ВФ таких электронов имеет там максимум. В то же время

волновые функции электронов в p -, d -, ...-состояниях внутри ядра имеют точку, в которой они обращаются в нуль. Это происходит как в дираковском описании одноэлектронных ВФ в атоме, так и при описании в простом слэтеровском приближении [21, 22]. При поляризационном сдвиге плотность электронных состояний этих ВФ может только возрастать: за счёт этого возрастания электронной плотности с необходимым орбитальным моментом на ядре и возможно ускорение электронного захвата.

В настоящее время в теории бета-процессов [20] принято описание одноэлектронного состояния релятивистским уравнением Дирака (см, например, [23, 24]) с самосогласованным потенциалом Хартри–Фока. Ранее (до 1960-х годов включительно) пользовались электронными волновыми функциями в упомянутом слэтеровском приближении [25], основная неточность которого заключается как раз в неучёте релятивистских эффектов. Для наших целей — демонстрации возможности осуществления ускорения электронного захвата лазерным полем — вполне достаточно и слэтеровского приближения.

Волновые функции слэтеровского приближения записаны для чисто кулоновского взаимодействия электрона с ядром в уравнении Шрёдингера. Однако их сверхтонкое взаимодействие приводит к появлению некоторой постоянной добавки к ВФ на ядре. Легко показать, что для $l = 1$ и 2 , т.е. для электронного захвата первого и второго запрещённых, эта добавка не влияет на ускорение рассмотренных электронных захватов лазерным излучением, а сверхтонкое взаимодействие снизит рассматриваемый эффект ускорения захвата уже третьего запрещения.

Корректный расчёт эффекта захвата электронов из p -, d -, ...-состояний должен включать в себя расчёт волновых функций этих электронов вблизи ядра с учётом воздействия квазистационарного электрического поля. Возможно использование теории возмущений, так как внешнее лазерное поле в рассматриваемых условиях может полагаться малым при $I < Z_{\text{eff}}^6 I_0 \sim (10^8 - 10^{10}) I_0$, т.е. в негиперрелятивистском случае; здесь Z_{eff} — эффективный экранированный заряд.

3. Волновые функции электронов на ядре во внешнем электрическом поле

С помощью теории возмущений Гейзенберга–Шрёдингера рассмотрим, как внешнее электрическое поле влияет на одночастичные водородоподобные слэтеровские волновые функции электронов. Нам в конечном счёте будут нужны только ВФ на ядре, т.е. при r порядка нескольких r_n . Для этого запишем уравнение Шрёдингера с эффективным кулоновским зарядом и внешним электрическим полем:

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Z_{\text{eff}} e^2}{r} - eAr \right) \psi = 0. \quad (1)$$

Здесь ψ и E — волновая функция и энергия соответствующего электронного состояния. Как обычно для задач с внешним электрическим полем, перейдём в (1) к параболическим координатам ξ , η , φ (см. наилучшее описание в [26]). В этих координатах переменные разделяются, нормированная ВФ, зависящая от параболических квантовых чисел n_1 , n_2 и магнитного числа m ,

² Для простоты рассмотрения влияния электрического поля на процесс электронного захвата мы не будем учитывать эффекты обмена и перекрытия. Их влияние является заметным, но не определяющим [20].

выражается в виде

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

Здесь ε , в отличие от такового в [20], имеет смысл размерной постоянной — обратного эффективного боровского радиуса r_B , $\varepsilon = Z_{\text{eff}}/nr_B$, $n = n_1 + n_2 + |m| + 1$ — главное квантовое число, функции $f_{n_1 m}$ и $f_{n_2 m}$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{d}{d\xi} \right) f_{n_1 m} + \left(\frac{m_e E}{2\hbar^2} \xi - \frac{m_e e A}{4\hbar^2} \xi^2 - \frac{m^2}{4\xi} \right) f_{n_1 m} &= -\beta_1 f_{n_1 m}, \\ \frac{d}{d\eta} \left(\eta \frac{d}{d\eta} \right) f_{n_2 m} + \left(\frac{m_e E}{2\hbar^2} \eta - \frac{m_e e A}{4\hbar^2} \eta^2 - \frac{m^2}{4\eta} \right) f_{n_2 m} &= -\beta_2 f_{n_2 m}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \beta_1 + \beta_2 &= \frac{Z_{\text{eff}} e^2 m_e}{2\hbar^2}, \quad \beta_1 = \left(n_1 + \frac{|m| + 1}{2} \right) \frac{Z_{\text{eff}} e^2 m_e}{2\hbar^2}, \\ \beta_2 &= \left(n_2 + \frac{|m| + 1}{2} \right) \frac{Z_{\text{eff}} e^2 m_e}{2\hbar^2}. \end{aligned}$$

Член с полем в (3) можно считать, как указывалось, малым возмущением при амплитудах величиной вплоть до амплитуд лазерного поля $A < Z_{\text{eff}}^3 E_{\text{at}}$, т.е. для всех ныне существующих лазерных систем. Тогда поправка первого порядка к волновой функции $f_{n,m}^{(1)}(x)$ [27] записывается в виде

$$f_{n,m}^{(1)}(x) = \frac{A}{4Ze\varepsilon^2} \sum_{n_i \neq n_j} \frac{\langle x \rangle_{n_i n_j}^2}{n_i - n_j} f_{n_j m}^{(0)}(x), \quad (4)$$

где $f_{n,m}^{(0)}(x)$ — решение уравнений (3) с $A = 0$, а матричный элемент $\langle x \rangle_{n_i n_j}^2$ — среднее от квадрата ξ или η по соответствующей невозмущённой ВФ $f_{n,m}^{(0)}(x)$ (значения этих матричных элементов см. в [26]). Поправка второго порядка $f_{n,m}^{(2)}(x)$ [27] имеет аналогичный вид:

$$\begin{aligned} f_{n,m}^{(2)}(x) &= \frac{A^2}{16Z^2 e^2 \varepsilon^4} \left[\sum_{n_i \neq n_k} \sum_{n_i \neq n_l} \frac{\langle x \rangle_{n_i n_l}^2}{n_k - n_l} \frac{\langle x \rangle_{n_i n_k}^2}{n_l - n_i} f_{n_k m}^{(0)}(x) - \right. \\ &\quad \left. - \sum_{n_i \neq n_s} \frac{\langle x \rangle_{n_i n_i}^2 \langle x \rangle_{n_i n_s}^2}{(n_s - n_i)^2} f_{n_s m}^{(0)}(x) - \frac{1}{2} \sum_{n_i \neq n_s} \frac{(\langle x \rangle_{n_i n_s}^2)^2}{(n_s - n_i)^2} f_{n_i m}^{(0)}(x) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Очевидно, что для полной ВФ (2) поправка первого порядка

$$\begin{aligned} \psi_{n_1 n_2 m}^{(1)} &= \sqrt{2} \varepsilon^{3/2} [f_{n_1 m}^{(1)}(\varepsilon \xi) f_{n_2 m}^{(0)}(\varepsilon \eta) + f_{n_1 m}^{(0)}(\varepsilon \xi) f_{n_2 m}^{(1)}(\varepsilon \eta)] \times \\ &\quad \times \frac{\exp(im\varphi)}{\sqrt{2\pi}}, \end{aligned} \quad (6)$$

а поправка второго порядка

$$\begin{aligned} \psi_{n_1 n_2 m}^{(2)} &= \sqrt{2} \varepsilon^{3/2} [f_{n_1 m}^{(2)}(\varepsilon \xi) f_{n_2 m}^{(0)}(\varepsilon \eta) + f_{n_1 m}^{(1)}(\varepsilon \xi) f_{n_2 m}^{(1)}(\varepsilon \eta) + \\ &\quad + f_{n_1 m}^{(0)}(\varepsilon \xi) f_{n_2 m}^{(2)}(\varepsilon \eta)] \frac{\exp(im\varphi)}{\sqrt{2\pi}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Нас интересует, собственно говоря, поведение возмущённых лазерным полем волновых функций 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 для состояний с

$|m| = 0^3$. Тогда

$$\psi_{n_1 n_2 0}^{(1)}(\xi, \eta \sim 0) = \frac{3(n_1 - n_2)n^{1/2} A r_B^{1/2}}{8\sqrt{\pi} Z_{\text{eff}}^{3/2} e}, \quad (8)$$

т.е. поправка первого порядка пропорциональна разности параболических квантовых чисел; при их равенстве она обращается в нуль [26, 27]. Соответственно поправка второго порядка к ВФ (2)

$$\begin{aligned} \psi_{n_1 n_2 0}^{(2)}(\xi, \eta \sim 0) &= \\ &= \frac{n^{5/2} A^2 r_B^{5/2}}{8\sqrt{\pi} Z_{\text{eff}}^{9/2} e^2} \left(n_1^3 + n_2^3 - n_1^2 - n_2^2 + 2n_1 + 2n_2 - \frac{3}{2} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

не равна нулю и при одинаковых параболических квантовых числах.

Перейдём теперь к вычислению ВФ в лазерном поле. Так как точные водородоподобные ВФ в сферических координатах являются линейными комбинациями ВФ в параболических координатах [26], то

$$\psi_{2,1,0}(r, \theta, 0) = \frac{1}{2\sqrt{2}} [\psi_{1,0,0}(\xi, \eta) - \psi_{0,1,0}(\xi, \eta)], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \psi_{3,2,0}(r, \theta, 0) &= \\ &= \frac{1}{2\sqrt{3}} [\psi_{2,0,0}(\xi, \eta) + \psi_{0,2,0}(\xi, \eta) - 2\psi_{1,1,0}(\xi, \eta)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя (8) в (10), видим, что уже поправка первого порядка к первой ВФ в нуле не равна нулю и

$$\begin{aligned} \psi_{2,1,0}(r \rightarrow 0, \theta, \varphi) &\simeq \\ &\simeq \frac{Z_{\text{eff}}^{5/2}}{4\sqrt{2}\pi r_B^{5/2}} r \cos \theta + \frac{3A\sqrt{3}r_B}{8\sqrt{\pi} Z_{\text{eff}}^{3/2} e} \cos(\theta - \gamma), \end{aligned} \quad (12)$$

где γ — угол между направлением вектора электрического поля лазера и полярным углом ВФ, $Z_{\text{eff}} = Z_{\text{Lин}}$. Аналогичный расчёт поправки первого порядка к второй ВФ в нуле даёт для неё нулевое значение, и должна быть учтена уже поправка второго порядка. Имеем

$$\begin{aligned} \psi_{3,2,0}(r \rightarrow 0, \theta, \varphi) &\simeq \frac{\sqrt{3} Z_{\text{eff}}^{7/2}}{324\sqrt{2}\pi r_B^{7/2}} r^2 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) + \\ &\quad + \frac{9\sqrt{3} A^2 r_B^{5/2}}{2\sqrt{\pi} Z_{\text{eff}}^{9/2} e^2} \left[\cos^2(\theta - \gamma) - \frac{1}{3} \right]^2. \end{aligned} \quad (13)$$

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

Для того чтобы получить фактор ускорения электронного захвата α , необходимо, как указывалось, взять модуль квадратов ВФ (12), (13), усреднённый по времени и ориентации электрического вектора лазерного поля, и

³ Действие постоянного однородного электрического поля на одно-электронные ВФ с $m \neq 0$ другое. Так как эти ВФ, кроме неравенства нулю в аксиально-симметричных областях, меняют знак, то 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 $l = 2$ и т.д.

проинтегрировать по объёму ядра. Далее полученная величина должна быть отнесена к интегралу по объёму ядра от невозмущённых ВФ. Интересны большие α , когда поляризационный сдвиг ВФ много больше r_n . Таким образом, для электронного захвата первого запрещения

$$\alpha_1 = \alpha_{L_{III}} \approx \frac{25}{4Z_{L_{III}}^8} \left(\frac{r_B}{r_n} \right)^2 \frac{I_0}{I_0}. \quad (14)$$

Фактор ускорения электронного захвата второго запрещения при аналогичных условиях

$$\alpha_2 = \alpha_{M_V} \approx \frac{3^{15}\pi}{8Z_{L_{III}}^{16}} \left(\frac{r_B}{r_n} \right)^4 \frac{I_0^2}{I_0^2}. \quad (15)$$

Рассмотрим конкретные примеры. Распад долгоживущего (период полураспада $1,53 \times 10^7$ лет) изотопа свинца $^{205}\text{Pb} \rightarrow ^{205}\text{Tl}$ идёт с изменением полного момента ядра на 2 и изменением чётности — это уникальный электронный захват первого запрещения. Ускорение $\alpha_1 \simeq 1,7 \times 10^{-6} I_0/I_0$. Для ощутимых ускорений этого электронного захвата ($\alpha_1 \sim 10$) необходима интенсивность лазерного излучения $\sim 6 \times 10^6 I_0 \sim 10^{23}$ Вт см $^{-2}$. Такие интенсивности в настоящее время ещё не достигнуты. Другим примером аналогичного процесса является электронный захват в также долгоживущем изотопе ^{81}Kr (период полураспада $2,29 \times 10^5$ лет [17]). Для процесса $^{81}\text{Kr} \rightarrow ^{81}\text{Br}$ $\alpha_1 \simeq 0,35 I_0/I_0$. Десятикратное ускорение достигается уже при интенсивностях $I_0 \sim 10^{18}$ 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}Ba (период полураспада 10,51 лет) $^{133}\text{Ba} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$ имеет $\alpha_2 \simeq 300(I_0/I_0)^2$, т.е. $\alpha_2 \sim 10$ при $I_0 \sim 10^{16}$ Вт см $^{-2}$.

Наиболее интересно рассмотреть процессы между стабильными ядрами. Для электронного захвата второго запрещения $^{123}\text{Te} \rightarrow ^{123}\text{Sb}$ $\alpha_2 \simeq 1000(I_0/I_0)^2$, т.е. $\alpha_2 \sim 10$ при $I_0 \sim 10^{15}$ Вт см $^{-2}$. До недавнего времени этот процесс интерпретировался как К-захват, согласно имевшему место излучению с энергией кванта в области 28 кэВ — K_α -линии ^{123}Sb [28] со временем жизни более 10^{13} лет. Это же значение фигурирует в [17]. Однако впоследствии более точные исследования показали, что такого излучения нет и распад $^{123}\text{Te} \rightarrow ^{123}\text{Sb}$ не может быть интерпретирован как К-захват [29]. Для периода полураспада было получено ограничение $t_{1/2} > 9,2 \times 10^{16}$ лет [29].

4. Возможности экспериментальной реализации

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 и 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 счёта рентгеновских фотонов. Значительная ионизация исследуемых атомов будет сопровождать возможный процесс ускорения электронного захвата.

Проще реализация ускорения электронного захвата второго запрещения. Необходимые интенсивности ла-

зерного излучения могут быть достигнуты даже при фокусировке мощных непрерывных лазеров. Для предотвращения образования высокоионизованной плазмы эксперимент может заключаться в фокусировке лазерного излучения в сильно разрежённые "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 лёгкие. Можно ожидать, например, что десятикратное ускорение электронного захвата $^{54}\text{Mn} \rightarrow ^{54}\text{Cr}$ ($t_{1/2} = 312$ сут)⁴ будет достигнуто уже при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{11} - 10^{12}$ Вт см $^{-2}$. Эксперимент здесь может быть проведён посредством облучения твердотельной мишени с большим количеством распадающихся ядер. Ещё проще условия для электронного захвата 3-го запрещения [30].

5. Ускорение двойного безнейтринного захвата орбитальных электронов

Приведём некоторые физические соображения, как приложением к атомам сильного электрического (в том числе лазерного) поля можно добиться ускорения (значительного) гипотетического (всё ещё) двойного безнейтринного электронного захвата орбитальных электронов стабильными ядрами. Такой процесс, который был предложен ещё в 1955 г. [31], возможен, если нейтрино совпадает со своей античастицей (гипотеза Э. Майораны). В этом случае для ядра с массовым числом $A + 2$ следует просуммировать два последовательно идущих процесса электронного захвата:

$$\begin{aligned} &[(A + 2) + e \rightarrow (A + 1) + \nu_e] + \\ &+ [(A + 1) + e + \bar{\nu}_e \rightarrow A + \gamma] = \\ &= (A + 2) + 2e \rightarrow A + \gamma. \end{aligned} \quad (16)$$

Формально в этих процессах нейтрино первого процесса сокращается с антинейтрино второго (физически оно в первом процессе излучается, а во втором — поглощается) и получается результирующий процесс (с испусканием гамма-кванта). Такого рода переходы происходят между ядрами $0^+ \rightarrow 0^+$, всего таких пар с чистым электронным захватом без испускания позитронов 12 [17].

Очевидно, что время между первым и вторым процессом невелико — менее времени пробега нейтрино в рассматриваемом ядре, а расстояние, пробегаемое нейтрино, меньше радиуса ядра. С этим обстоятельством связана величина ядерного матричного элемента перехода между материнским ядром ($A + 2$) и дочерним (A): по-видимому, она меньше для таких переходов, в которых меньше момент промежуточного ядра. Действительно, соотношение неопределённостей для величин угла φ и углового момента L_z [23, 24]

$$\langle (\Delta L_z)^2 \rangle \langle (\Delta \varphi)^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$$

⁴ Поскольку пробойное напряжение чистых солей Mn достигает 10^9 В см $^{-1}$ (такая амплитуда поля соответствует интенсивности излучения 10^{15} Вт см $^{-2}$), эксперимент может быть поставлен помещением образца подобной соли в постоянное электрическое поле ~ 10 МВ см $^{-1}$.

при малых угловых перемещениях $\Delta\varphi$ (так как и пространственные перемещения протонов, захвативших электрон внутри ядра, малы) определяет довольно большие величины ΔL_z , которые должны возникать при первом захвате, т.е. в промежуточном ядре $A+1$. Поэтому упомянутый ядерный матричный элемент должен быть больше (значительно) для таких двойных безнейтринных захватов, в которых захват в промежуточное ядро является запрещённым. Очевидно, однако, что при этом величина волновой функции захватываемого электрона на ядре меньше (в $Z_{\text{eff}}r_n/r_B$ соответствующей степени раз) и результат для скоростей двойных запрещённых и разрешённых захватов будет примерно одинаковым (во всяком случае, не настолько различным, как для одноэлектронных захватов [20, 25]). При смещении электрическим полем волновой функции захватываемого электрона с ненулевым орбитальным квантовым числом относительно ядра величина этой волновой функции на ядре возрастает, что даёт ускорение двойного электронного захвата. При переходах между ядрами $0^+ \rightarrow 0^+$ фактором ускорения будет просто квадрат соответствующего ускорения одноэлектронного запрещённого захвата (14), (15).

6. Двойной безнейтринный захват в резонансные состояния дочерних ядер и возможности экспериментальной реализации

"Лишняя" энергия при двойном безнейтринном электронном захвате должна быть удалена γ -квантом с соответствующей энергией. При отсутствии близкорасположенных резонансных уровней в дочернем ядре к основному состоянию (за минусом энергии связи захватываемых электронов) в материнском ядре основной процесс генерации таких γ -квантов — тормозной [32]. Наличие таких близкорасположенных возбуждённых уровней резко увеличило бы вероятность двойного захвата, так как он мог бы происходить в резонансное состояние с последующим резонансным высвечиванием соответствующего γ -кванта. Расчёт таких резонансных процессов выполнен для ряда ядер [33–36]; предлагается использовать синхротронное излучение для реализации вынужденных переходов в возбуждённое состояние дочернего ядра [37]. Резонансный параметр F в вероятности двойного захвата в возбуждённое состояние имеет вид [38]

$$F = \frac{\Gamma_{2h}}{\Delta^2 + \Gamma_{2h}^2/4}, \quad (17)$$

где $\Delta = Q - B_{2h} - E_\gamma$, Γ_{2h} и B_{2h} — энергия и ширина двойной электронной дырки в электронной оболочке атома дочернего ядра, Q — разница энергий связи материнского и дочернего ядер, E_γ — энергия возбуждённого уровня дочернего ядра.

Наименьшее Δ среди известных ядер — у ^{74}Se : для захвата электронов из L_{III} - и L_I -оболочек $\Delta_{Se} = 2,6$ кэВ (данные [33], величина Q для пары $^{74}\text{Se} - ^{74}\text{Ge}$ измерена с точностью 2,3 кэВ [33]). Первым происходит захват первого запрещения в основное состояние виртуального ядра $2^- ^{74}\text{As}$, вторым — разрешённый захват в возбуждённое состояние $2^+ ^{74}\text{Se}$. По данным [33], при такой расстройке Δ_{Se} период полураспада (при первом захвате из оболочки не L_{III} , а L_{II}) оценивается сверху величиной $0,55 \times 10^{19}$ лет, вышеприведённые соображения показы-

вают, что двойной захват из оболочек L_{III} и L_I должен быть более быстрым.

По мере ионизации атома энергия связи электронов в оставшихся оболочках становится по модулю больше, так как экранирование ядра в этом случае уменьшается. Кроме того, при переходе между электронными оболочками энергия ионизации испытывает значительный скачок (у неонподобного Se^{24+} энергия ионизации 2542 эВ, в то время как энергия ионизации предыдущего иона Se^{23+} 1036,3 эВ); это обстоятельство использовалось, например, при создании плазменных лазеров рентгеновского диапазона [39, 40]. В неонподобном $^{74}\text{Se}^{24+}$ энергия связи электронов в оболочке L_{III} примерно равна энергии ионизации 2542 эВ, энергия связи электронов в оболочке L_I на 15 % больше (как в исходном атоме [41]), что составляет 2923 эВ. Таким образом, в ионе $^{74}\text{Se}^{24+}$ $B_{2h}^i \approx 5,5$ кэВ, что даёт $\Delta_{Se}^i \approx 0!$ (см. рисунок). Можно оценить на этом основании порядок величины Δ_{Se}^i иона $^{74}\text{Se}^{24+}$ в несколько десятков электронвольт. Поскольку и Γ_{2h}^i в ионе $^{74}\text{Se}^{24+}$ также отлична от атомарной величины Γ_{2h} (примерно в 1,5 раза больше), то это должно быть учтено в факторе ускорения.

Таким образом, факторов ускорения двойного безнейтринного электронного захвата из оболочек L_{III} и L_I ^{74}Se в сильном лазерном поле оказывается два. Самый сильный из них — это приведение в резонанс величины (17) вследствие шарковского сдвига уровней энергии внутренних электронов в ионе по сравнению с таковыми в атоме. При этом ускорение электронного захвата первого запрещения в виртуальное ядро из оболочки L_{III} (ускорения захвата из оболочки L_I нет (см. выше)) может быть невелико. Для того чтобы получить результирующее ускорение α_1^{res} , нужно взять отношение резонансных факторов (17) для иона и атома и при необходимости умножить на α_1 . Тогда, если

$$\frac{25}{4Z_{L_{III}}^8} \left(\frac{r_B}{r_n} \right)^2 \frac{I_{I0}}{I_0} > 1,$$

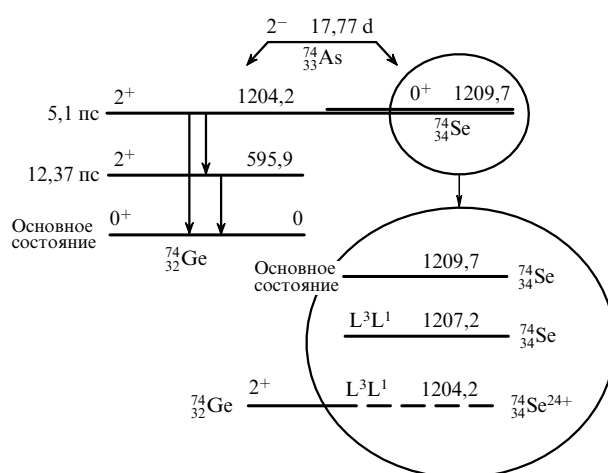


Рисунок. Схема уровней энергии при безнейтринном захвате $^{74}\text{Se} \rightarrow ^{74}\text{Ge}$. В левой части рисунка показаны нижние возбуждённые уровни ^{74}Ge с соответствующими временами жизни. В эллипсе показаны уровни энергии основного состояния ^{74}Se , двойной дырки в электронных оболочках L_I и L_{III} атома ^{74}Se и неонподобного иона $^{74}\text{Se}^{24+}$. Переход $1204,2 \rightarrow$ основное состояние ^{74}Ge примерно вдвое менее вероятен, чем переход $1204,2 \rightarrow 595,9$ [13] (все энергии приведены в килоэлектронвольтах).

то

$$\alpha_1^{\text{res}} \approx \frac{25}{4Z_{\text{LIII}}^8} \left(\frac{r_B}{r_n} \right)^2 \frac{I_{10}}{I_0} \frac{\Delta^2 \Gamma_{2h}}{(\Delta^i)^2 \Gamma_{2h}^i}, \quad (18a)$$

в противном случае

$$\alpha_1^{\text{res}} \approx \frac{\Delta^2 \Gamma_{2h}}{(\Delta^i)^2 \Gamma_{2h}^i}. \quad (18b)$$

Подставляя параметры L_{III} и L_I ^{74}Se и $\Gamma_{2h} \sim 1$ эВ и учитывая, что ускорения электронного захвата из оболочки L_{III} на этот раз нет (лазерное поле имеет интенсивность, обеспечивающую только поддержание плазмы с ионами нужной степени ионизации, и реализуется случай (18b)), получим $\alpha_1^{\text{res}} \sim 10^4$, что даст время такого процесса в лазерном поле упомянутой интенсивности $\sim 5 \times 10^{14}$ лет.

Поддержание плотной горячей плазмы $^{74}\text{Se}^{24+}$ производится различными способами [39, 40]. Возможно, например, удержание её в ловушке (см. [42, 43] и описание там ловушек), созданной импульсными пучками одного или нескольких CO_2 -лазеров. При удержании системой лазерных пучков [42, 43] количества ионов, соответствующего 1 г вещества ^{74}Se , минимально необходимое время эксперимента по детектированию γ -квантов излучающего ядра ^{74}Ge с энергией 608,35 и 595,85 кэВ может составить несколько секунд.

7. 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 и небольшой частотой повторения. Тем не менее наблюдение усиления характеристического рентгеновского излучения с переходами из L_{III} -оболочки, по-видимому, возможно, хотя бы в режиме счёта рентгеновских фотонов.

Проще реализация ускорения электронного захвата второго запрещения. Необходимые интенсивности лазерного излучения могут быть достигнуты даже при фокусировке мощных непрерывных лазеров. По-видимому, эксперименты могут быть поставлены и в постоянном электрическом поле с напряжённостью $10\text{--}100$ МВ см^{-1} , которое ниже напряжённости пробойного поля многих чистых диэлектриков, содержащих интересные нас ядра.

Возможны значительное ускорение безнейтринного двойного электронного захвата и проверка гипотезы Э. Майораны о природе нейтрино в эксперименте с плазмой, состоящей из электронов и неонподобных ионов $^{74}\text{Se}^{24+}$. Перспективен здесь также тяжёлый ион ^{168}Er .

Работа выполнена при поддержке грантом фонда А. фон Гумбольдта.

Список литературы

1. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **46** 1768 (1964) [Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **19** 1191 (1964)]
2. Ритус В И *ЖЭТФ* **56** 986 (1969) [Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **29** 532 (1969)]
3. Тернов И М и др. *Письма в ЖЭТФ* **37** 288 (1983) [Ternov I M et al. *JETP Lett.* **37** 342 (1983)]
4. Тернов И М, Родионов В Н, Дорофеев О Ф *ЖЭТФ* **84** 1225 (1983) [Ternov I M, Rodionov V N, Dorofeev O F *Sov. Phys. JETP* **57** 710 (1983)]
5. Ахмедов Е Х *ЖЭТФ* **85** 1521 (1983) [Akhmedov E Kh *Sov. Phys. JETP* **58** 883 (1983)]
6. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **85** 24 (1983) [Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **58** 14 (1983)]
7. Becker W, Schlicher R R, Scully M O *Nucl. Phys. A* **426** 125 (1984)
8. Ray A et al. *Phys. Rev. C* **66** 012501(R) (2002)
9. Kusaba M et al., *Annu. Rept. Jan. – Dec. 1989* (Tokyo: Inst. Nucl. Study Univ. Tokyo, 1990)
10. Emery G T *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **22** 165 (1972)
11. Morita M *Prog. Theor. Phys.* **49** 1574 (1973)
12. Иванов Л Н, Летохов В С *ЖЭТФ* **68** 1748 (1975) [Ivanov L N, Letokhov V S *Sov. Phys. JETP* **41** 877 (1975)]
13. Иванов Л Н, Летохов В С *ЖЭТФ* **93** 396 (1987) [Ivanov L N, Letokhov V S *Sov. Phys. JETP* **66** 227 (1987)]
14. Letokhov V S *Opt. Commun.* **106** 227 (1994)
15. Pontecorvo B, Kirkwood D H W, Hanna G C *Phys. Rev.* **75** 982 (1949)
16. Hubbard W M *Phys. Rev.* **137** B245 (1965)
17. Firestone R B, Baglin C M, Chu S Y F (Eds) *Table of Isotopes* (New York: Wiley, 1999)
18. Wing J, Stevens C M, Huizenga J R *Phys. Rev.* **111** 590 (1958)
19. Hopke P K, Naumann R A *Phys. Rev. C* **4** 606 (1971)
20. Джелепов Б С, Зырянова Л Н, Сулов Ю П *Бета-процессы. Функции для анализа бета-спектров и электронного захвата* (Л.: Наука, 1972)
21. Zener C *Phys. Rev.* **36** 51 (1930)
22. Slater J C *Phys. Rev.* **36** 57 (1930)
23. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* 2-е изд. (М.: Физматгиз, 1963) [Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics. Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1977)]
24. Давыдов А С *Квантовая механика* 2-е изд. (М.: Наука, 1973) [Davydov A S *Quantum Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1976)]
25. Wapstra A H, Nijgh G J, Van Lieshout R *Nuclear Spectroscopy Tables* (Amsterdam: North-Holland, 1959) [Вапстра А Х, Нийх Г И, Ван Лишут Р *Таблицы по ядерной спектроскопии* (М.: Госатомиздат, 1960)]
26. Bethe H A, Salpeter E E *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Berlin: Springer, 1957) [Бете Г, Солпитер Э *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (М.: Физматгиз, 1960)]
27. Елютин П В, Кривченко В Д *Квантовая механика с задачами* 2-е изд. (М.: Физматлит, 2001)
28. Watt D T, Glover R N *Philos. Mag.* **7** 105 (1962)
29. Alessandrello A et al. *Phys. Rev. C* **67** 014323 (2003)
30. Романовский М Ю *Письма в ЖЭТФ* **94** 460 (2011) [Romanovskii M Yu *JETP Lett.* **94** 425 (2011)]
31. Winter R G *Phys. Rev.* **100** 142 (1955)
32. Sujkowski Z, Wycech S *Phys. Rev. C* **70** 052501(R) (2004)
33. Barabash A S et al. *Nucl. Phys. A* **785** 371 (2007)
34. Vergados J D *Phys. Rev. C* **84** 044328 (2011)
35. Eliseev S et al. *Phys. Rev. C* **83** 038501 (2011)
36. Eliseev S et al. *Phys. Rev. C* **84** 012501(R) (2011)
37. Goncharov M *Phys. Rev. C* **84** 028501 (2011)
38. Bernabeu J, De Rujula A, Jarlskog C *Nucl. Phys. B* **223** 15 (1983)
39. Matthews D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 110 (1985)
40. MacGowan B J J. *Appl. Phys.* **61** 5243 (1987)
41. Григорьев И С, Мейлихов Е З (Ред.) *Физические величины* (М.: Энергоатомиздат, 1991) [Grigoriev I S, Meilikhov E Z (Eds) *Handbook of Physical Quantities* (Boca Raton, NY: CRC Press, 1996)]
42. Korobkin V V, Romanovsky M Yu *Phys. Rev. E* **49** 2316 (1994)
43. Korobkin V V, Romanovsky M Yu *Laser Part. Beams* **16** 235 (1998)