ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2007, том 70, № 2, с. 280 – 287

ЯДРА

УВЕЛИЧЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАЗРЕШЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ β-РАСПАДОВ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2007 г. Д. В. Филиппов*

Институт общей физики РАН, Москва

Поступила в редакцию 05.12.2005 г.

Рассмотрено влияние внешнего однородного постоянного сверхсильного, $H \gg H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3}$, магнитного поля на вероятность разрешенных электронных β-распадов. Показано, что при помещении атома с β^--активным ядром в сверхсильное магнитное поле увеличивается вероятность β^--распада ядра за счет увеличения вероятности β^--распада в связанное состояние электрона. Эффект возникает как для ядра полностью ионизованного атома, так и для ядра нейтрального атома.

PACS: 23.40.-s

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–5] исследованы изменения атомных электронных состояний при помещении атома во внешнее однородное постоянное сверхсильное магнитное поле. Из [1–5] следует, что в таком поле увеличивается плотность электронных состояний в области ядра и меняется энергия ионизации атома. В данной работе будет показано, что для атома с β^--активным ядром такие перестройки атомных электронных состояний приводят к увеличению вероятности β^--распада.

В работах [6–8] исследовался вопрос о влиянии поля электромагнитной волны на вероятность β^--распада ядра. В качестве частного случая было рассмотрено и постоянное магнитное поле. Вывод работ [6, 7] состоит в следующем: полная вероятность β^--распада ядра во внешнем магнитном поле не изменяется, с точностью до небольшой квантовой поправки, возникающей при распаде на нижний уровень Ландау и приводящей к уменьшению вероятности β^--распада.

В [6–8] не учитывалось электрическое поле ядра, то есть фактически был рассмотрен распад ядра полностью ионизованного атома без учета β^--распада в связанные состояния электрона. Однако β^--распад ядра полностью ионизованного атома отличается от β^--распада нейтрального атома главным образом за счет распада в связанное состояние, т.е. такого распада, при котором β^--электрон не покидает атом, а рождается на незанятой атомарной орбите ([9, 10] — теория распада в связанное состояние; [11, 12] — теория распада полностью ионизованного атома; [13] — эксперимент по наблюдению β^--распада в связанное состояние ^{187}Re; [14] — обзор работ по β^--распаду трития). В том случае, когда исходным β^--распадающимся ядром является излучатель запаздывающих нейтронов, распад в связанное состояние приводит к изменению доли запаздывающих нейтронов [15].

Таким образом, на сегодняшний день хорошо известно, что плотность электронных состояний в области, близкой к ядру (и, следовательно, вероятность распада в связанное состояние), зависит от внешнего электромагнитного поля, что не учитывалось в [6–8]. Кроме того, при помещении нейтрального атома (или не полностью ионизованного иона) во внешнее сверхсильное магнитное поле меняется энергия ионизации атома [4, 5], что приводит к изменению граничной энергии β^--распада [16, 17] и, следовательно, к изменению вероятности β^--распада.

1. β^--РАСПАД В СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ

Вероятность β^--распада λ является суммой вероятностей распада в непрерывный спектр электрона λ_c и распада в связанное состояние λ_b [9, 10]. Распад в связанное состояние особенно существен для распадов полностью ионизованных ядер [11, 12]. Для распада нейтрального невозмущенного атома вероятность λ_b мала, так как все нижние электронные орбиты заняты, а верхние имеют очень маленькую плотность электронов в области ядра. Однако, как будет показано в данной работе, при помещении атома в сверхсильное магнитное поле, плотность возбужденных атомных состояний электронов в области ядра возрастает и, таким

*E-mail: filippov-atom@yandex.ru

образом, вероятность β^--распада в связанное состояние становится существенной не только для β^--распада ядра полностью ионизованного атома, но и для распада ядра нейтрального атома.

Далее, если не оговорено особо, будем пользоваться релятивистскими единицами $\hbar = c = m_e = 1$, где $\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме, m_e — масса электрона. Вероятность β^--распада разрешенных переходов в непрерывный спектр пропорциональна интегральной функции Ферми, характеризующей фазовый объем конечных состояний [18]:

$$\lambda_c = \frac{g^2|M|^2}{2\pi^3} f(Z,U), \qquad (1)$$

$$f(Z,U) = \int_1^U F(Z,E)E\sqrt{E^2-1}(U-E)^2 dE.$$

Здесь g — константа слабого взаимодействия; M — ядерный матричный элемент; Z — заряд ядра; U — граничная энергия β^--распада; F — отношение плотности конечных состояний электронов в области ядра, вычисленной с учетом внешних и атомных электромагнитных полей, к плотности свободных частиц:

$$F(Z,E) = \frac{2\pi^2}{p_e^2} \sum_i \psi_i^+ \psi_i, \qquad (2)$$

где p_e — импульс электрона, обладающего полной энергией E; ψ_i — спинор, описывающий состояние электрона с набором квантовых чисел i; ψ_i^+ — эрмитовое сопряжение; сумма берется по всем возможным состояниям с полной энергией E.

Для разрешенных β^--распадов λ_c и λ_b пропорциональны одинаковым ядерным матричным элементам [9, 10]:

$$\lambda_b(E_j) = \frac{g^2|M|^2}{\pi} \sum_i \psi_i^+ \psi_i (U-E_j)^2, \qquad (3)$$

где аналогично (2) сумма берется по всем связанным состояниям с полной энергией электрона E_j. Полная вероятность β^--распада:

$$\lambda = \lambda_c + \sum_j \lambda_b(E_j). \qquad (4)$$

Для вычисления вероятности β^--распада в связанные состояния необходимо знать функцию распределения электронов в центральном электрическом поле ядра и внешнем постоянном однородном магнитном поле. В общем случае в такой задаче переменные не разделяются. Нас интересует случай сверхсильных магнитных полей:

$$H \gg H_0 = \frac{cm_e^2e^3}{\hbar^3} \approx 2.35 \times 10^9 \text{ Э}, \qquad (5)$$

т.е. таких, где ларморовский радиус электрона в магнитном поле r_{L} мал по отношению к боровскому радиусу R_{B}:

$$r_{\mathrm{L}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{eH}} = \sqrt{\frac{cm_e^2e^3}{\hbar^3 H}}\frac{\hbar^2}{m_e e^2} = \sqrt{\frac{H_0}{H}}\frac{\hbar^2}{m_e e^2} \ll \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = R_{\mathrm{B}}, \qquad (6)$$

а энергия циклотронного вращения $\frac{1}{2}\hbar\Omega_C$ велика по сравнению с потенциалом ионизации атома водорода:

$$\frac{1}{2}\hbar\Omega_C = \hbar\frac{eH}{2m_e c} \gg \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = I_{\mathrm{H}}. \qquad (7)$$

В этом случае влияние электрического поля ядра является поправкой к внешнему магнитному полю.

2. ЭЛЕКТРОН В ЦЕНТРАЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И ОДНОРОДНОМ СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

В нерелятивистском приближении поставленная задача решена в [1, 2, 5], где исследован вопрос влияния сверхсильных магнитных полей на деформацию электронных оболочек атома. Движение электрона в постоянном однородном сверхсильном магнитном поле и центральном электрическом описывается суперпозицией двух движений:

1) в плоскости, перпендикулярной магнитному полю (движение по уровням Ландау);

2) вдоль направления магнитного поля (одномерное кулоновское движение).

При этом связанные состояния электрона (вдоль направления поля) существуют для всех уровней Ландау, в том числе и для достаточно высоких уровней (с большой энергией). Это означает, что в случае сверхсильных магнитных полей и для непрерывного спектра и для связанных состояний необходимо пользоваться релятивистским приближением. В релятивистском приближении задача о водородноподобной орбите в сверхсильном магнитном поле решена в [19], где рассмотрен случай более сильных магнитных полей, в которых ларморовский радиус мал по сравнению с комптоновской длинной волны электрона.

В приближении сверхсильного магнитного поля (5) рассмотрим электрическое поле как возмущение, накладываемое на основное движение электрона в магнитном поле по уровням Ландау. Воспользуемся известным решением уравнения Дирака в постоянном однородном магнитном поле [20]. Запишем уравнение Дирака в цилиндрической системе координат (r, φ, z) для электрона в электромагнитном поле, являющемся суперпозицией центрального электростатического поля ядра заряда Z, расположенного в начале координат, и постоянного магнитного поля напряженности H, направленного вдоль оси z:

$$\left\{i\partial_t - \boldsymbol{\alpha}_0 + \frac{\alpha Z}{\sqrt{r^2+z^2}} + i\boldsymbol{\alpha}_3\partial_z + \right. \tag{8}$$
$$\left. + i\boldsymbol{\alpha}_1 e^{\pm i\varphi}\left[\partial_r \pm \frac{i}{r}\partial_\varphi \mp \gamma r\right]\right\}\psi = 0,$$

где $\gamma = eH/(2c\hbar)$ (условие (6) означает $\gamma \gg \alpha^2$), α — постоянная тонкой структуры; $\partial_\mu \equiv \partial/\partial\mu$ — частная производная по соответствующей координате; верхний знак в (8) относится к действию на 1-ю и 3-ю компоненты спинора ψ (нижний — на 2-ю и 4-ю); $\boldsymbol{\alpha}_k$ — α-матрицы Дирака.

Ищем решения уравнения (8) в виде [20]

$$\psi_{ns} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp[-iEt + \tag{9}$$
$$+ i(n-s)\varphi]\sqrt{2\gamma}\begin{pmatrix} \chi_{1,ns}(z)I_{n-1,s}(\gamma r^2)e^{-i\varphi} \\ i\chi_{2,ns}(z)I_{n,s}(\gamma r^2) \\ \chi_{3,ns}(z)I_{n-1,s}(\gamma r^2)e^{-i\varphi} \\ i\chi_{4,ns}(z)I_{n,s}(\gamma r^2) \end{pmatrix}$$

с условием нормировки

$$\sum_{\mu=1}^{4}\int_{-\infty}^{\infty}\chi_\mu^+(z)\chi_\mu(z)dz = 1$$

для дискретного спектра продольного движения или

$$\sum_{\mu=1}^{4}\int_{-\infty}^{\infty}\chi_\mu^+(z,k_1)\chi_\mu(z,k_2)dz = \delta(k_1-k_2)$$

для непрерывного спектра; I — радиальные функции, выраженные через полиномы Лагерра Q:

$$I_{n,s}(\rho) = \frac{1}{\sqrt{n!s!}}e^{-\rho/2}\rho^{(n-s)/2}Q_s^{n-s}(\rho), \tag{10}$$

$$Q_k^m(\rho) = e^\rho\rho^{-m}\frac{d^k}{d\rho^k}(e^{-\rho}\rho^{k+m}),$$

n — главное квантовое число; s — радиальное квантовое число; $I_{n,n}(0) = 1$, $I_{n,s}(0) = 0$ при $n \neq s$, $I_{-1,0}(\rho) \equiv 0$. Для вычисления изменения вероятности разрешенного β^--распада (2) и (3), необходимо оценить изменения плотности электронов на ядре, т.е. в точке начала координат. Воспользуемся условием медленности (адиабатичности) движения электрона вдоль направления магнитного поля по сравнению с его вращением в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, что эквивалентно условию малости энергии продольного движения по сравнению с энергией поперечного движения (7).

В качестве нулевого приближения рассмотрим решение уравнения (8) без электрического поля. В этом случае в (9) функции $\chi_\mu(z)$ принимают вид [20]:

$$\begin{pmatrix}\chi_1\\ \chi_2\\ \chi_3\\ \chi_4\end{pmatrix} = \frac{e^{ik_z z}}{4\sqrt{\pi}}\begin{pmatrix}\sqrt{1+\sigma/E_0}(A_1+A_2)\\ \sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}(A_2-A_1)\\ \sqrt{1+\sigma/E_0}(A_1-A_2)\\ \sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}(A_1+A_2)\end{pmatrix}, \tag{11}$$

где $\sigma = \pm 1$ — число, характеризующее спиновое состояние электрона (проекцию спина на направление магнитного поля),

$$A_1 = \sqrt{1+k_z/E},\ A_2 = \sigma\sqrt{1-k_z/E}, \tag{12}$$
$$E = \sqrt{1+k_z^2+4n\gamma},\ E_0 = \sqrt{1+4n\gamma}.$$

Для невозмущенного электрическим полем решения определим среднее по поперечному движению значение кулоновского потенциала

$$\Phi_{ns}(z) = \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\left(\psi_{ns}^+\frac{\alpha Z}{\sqrt{z^2+r^2}}\psi_{ns}\right)d\varphi r dr. \tag{13}$$

Подставляя в (13) решение (9), (11) и переходя к переменной $\rho = \gamma r^2$, получаем

$$\Phi_{ns}(z) = \frac{1}{2}\alpha Z\sqrt{\gamma}\,\times \tag{14}$$
$$\times\int_0^{\infty}\frac{\left(1+\dfrac{\sigma}{E_0}\right)I_{n-1,s}^2(\rho) + \left(1-\dfrac{\sigma}{E_0}\right)I_{n,s}^2(\rho)}{\sqrt{\gamma z^2+\rho}}d\rho.$$

Из (14) несложно увидеть следующие свойства функций $\Phi_{ns}(z)$:

1) функции $\Phi_{ns}(z)$ — четные;

2) при $z > 0$ — монотонные (производные $\Phi'_{ns}(z)$ отрицательны);

3) в нуле $\Phi_{ns}(0)$ конечны, так как интеграл $\int\limits_0^\infty \rho^{-1/2} I^2_{n,s}(\rho)d\rho$ — конечен, и $\Phi_{ns}(0) = C_{ns}\alpha Z\sqrt{\gamma}$, константы C_{ns} (здесь и далее) не зависят от параметров Z и γ;

4) асимптотика $\Phi_{ns}(z)$ при $z \gg r_{\rm L}$ не зависит от квантовых чисел n и s: $\Phi_{ns} \to \alpha Z/|z|$.

Следовательно, аналогично нерелятивистскому случаю [5] для получения интересующей нас оценки можно воспользоваться аппроксимацией с параметром a_{ns}:

$$\Phi_{ns}(z) \approx \frac{\alpha Z}{|z| + a_{ns}}, \tag{15}$$

причем величина параметра $a_{ns} = \alpha Z/\Phi(0) = (C_{ns}\sqrt{\gamma})^{-1}$ порядка ларморовского радиуса электрона (6).

Используя полученное приближение, из (8) и (9) получаем следующие уравнения для χ_μ:

$$\begin{gathered}[E \mp 1 + \Phi_{ns}(z)]\chi_{1,3} + i\partial_z\chi_{3,1} - \sqrt{4n\gamma}\chi_{4,2} = 0, \\ [E \mp 1 + \Phi_{ns}(z)]\chi_{2,4} - i\partial_z\chi_{4,2} - \sqrt{4n\gamma}\chi_{3,1} = 0.\end{gathered} \tag{16}$$

В рассматриваемой конфигурации полей тензор поляризации не сохраняется, в отличие от случая постоянного магнитного поля [20] в отсутствии электрического поля. Тем не менее проекция полного момента импульса на направление магнитного поля $J_z = -i\partial_\varphi + \frac{1}{2}\sigma_3$ (σ_3 — матрица Паули) остается интегралом движения. Решение (9) является собственной функцией оператора J_z с собственным значением $(n - s - 1/2)$. Для построения общего решения можно воспользоваться параметром, аналогичным поляризации σ (11). В системе (16) сделаем подстановку:

$$\begin{pmatrix}\chi_1\\ \chi_2\\ \chi_3\\ \chi_4\end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix}\sqrt{1+\sigma/E_0}f_1(z)\\ \sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}f_2(z)\\ -\sqrt{1+\sigma/E_0}f_2(z)\\ \sigma\sqrt{1-\sigma/E_0}f_1(z)\end{pmatrix}, \tag{17}$$

где аналогично (11) $\sigma = \pm 1$ (в данном случае — это параметр, а не проекция спина) и $E_0 = \sqrt{1+4n\gamma}$. Сделав замену переменной z на $x = k(|z| + a_{ns})$ и оставляя главный член в разложении $\Phi(z)$ по степеням $1/z$, для $f_{1,2}$ получаем систему уравнений:

$$\begin{gathered}\left[\frac{E+\sigma E_0}{k} + \frac{\alpha Z}{x}\right] f_2(x) = if_1'(x), \\ \left[\frac{E-\sigma E_0}{k} + \frac{\alpha Z}{x}\right] f_1(x) = if_2'(x).\end{gathered} \tag{18}$$

Для связанных состояний (дискретный спектр) $E < E_0$ эта система сводится к уравнению Уиттекера заменой $k = 2E\alpha Z/m$:

$$f''_{xx}(x) + \left[-\frac{1}{4} + \frac{m}{x}\right] f(x) = 0, \tag{19}$$

при условии:

$$E^2 = E_0^2\left[1 + \left(\frac{\alpha Z}{m}\right)^2\right]^{-1} = \frac{1+4n\gamma}{1+(\alpha Z/m)^2} < E_0^2. \tag{20}$$

Решения полученного уравнения исследованы в работах [1, 5, 19]. В квазиклассическом случае спектр (20) разделяется на сумму энергий поперечного движения, $2n\gamma$, и продольного, $-1/2(\alpha Z/m)^2$. Для дискретного спектра решениями (19) будут функции Уиттекера $W_{m,1/2}$. Квантовое число продольного движения m (не обязательно целое) определяется из требования непрерывности решения $f(z)$ при $z = 0$, т.е. при $x_0 = 2E\alpha Z a_{ns}/m$ либо $W_{m,1/2}(x_0) = 0$ для нечетных функций $f(z)$, либо $W'_{m,1/2}(x_0) = 0$ — для четных. Нас интересует ненулевая плотность электронных состояний на ядре, т.е. четные функции $f(z)$, для которых m определяется из условия:

$$m = 2E\alpha Z\frac{a_{ns}}{q_m} = \frac{2E\alpha Z}{C_{ns}\sqrt{\gamma}q_m}, \tag{21}$$

где q_m — нули производной функции Уиттекера $W_{m,1/2}$.

Для непрерывного спектра (нелокализованных движений) $E > E_0$ из (18) получаем уравнение

$$f''_{xx} + \left[1 + \frac{2E\alpha Z}{kx}\right] f = 0 \tag{22}$$

с дисперсионным соотношением:

$$E^2 = E_0^2 + k^2 = 1 + 4n\gamma + k^2. \tag{23}$$

На больших расстояниях асимптотика решений уравнения (22) $f(x) \equiv f(kz) \sim e^{ikz}$ совпадает с решениями (11) без электрического поля. Условие непрерывности четных функций, аналогично (21) требует выполнения

$$f'(ka_{ns}) \equiv f'(k/C_{ns}\sqrt{\gamma}) = 0. \tag{24}$$

3. ВЕРОЯТНОСТЬ РАЗРЕШЕННЫХ β-РАСПАДОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Проанализируем полученные решения для оценки изменения вероятности β^--распада при наложении на атом внешнего сверхсильного магнитного поля.

3.1. Электрическое поле ядра отсутствует

В этом случае возможны только состояния непрерывного спектра (9), (11), (12). При каждом значении главного квантового числа n возможны ровно два состояния $s = n$ и $s = n - 1$, имеющие ненулевую плотность на ядре ($r = 0$, $z = 0$) (исключение составляет уровень $n = 0$, на котором существует только одно состояние $s = 0$). Плотность каждой пары таких состояний на ядре не зависит от энергии E и пропорциональна магнитному полю (9):

$$\psi_n^+\psi_n = \gamma/(2\pi^2). \tag{25}$$

Из спектра (12) ясно, что для заданной полной энергии электрона E главное квантовое число может принимать значения от 0 до $N_{\max}$:

$$N_{\max} = (E^2 - 1)/(4\gamma). \tag{26}$$

Следовательно, плотность состояний непрерывного спектра в отсутствии электрического поля ядра, при достаточно большой энергии $E \gg \gamma$, не зависит от величины магнитного поля:

$$\psi_E^+\psi_E \sim \sum_{n=1}^{N_{\max}} \psi_n^+\psi_n \sim N_{\max}\psi_n^+\psi_n \sim (E^2-1)/(8\pi^2), \tag{27}$$

что согласуется с результатами [6].

3.2. Непрерывный спектр в электрическом поле ядра

Уравнение (22) не содержит в явном виде характеристики магнитного поля γ. Следовательно, изменение магнитного поля $\gamma \to \gamma\lambda$ приводит к подобному изменению решений, то есть функция $f(x)$ не меняется, но значения волнового вектора k (24) увеличиваются пропорционально $k \to \tilde{k} = k\sqrt{\lambda}$. Из условия нормировки функции $\chi(z)$, пользуясь известным свойством δ-функции Дирака $\delta(k\sqrt{\lambda}) = \delta(k)/\sqrt{\lambda}$, получаем, что изменение магнитного поля приводит к изменению амплитуды $\chi_0 \to \tilde{\chi}_0 = \chi_0\sqrt[4]{\lambda}$:

$$\delta(k_1 - k_2) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}^+(z,k_1)\tilde{\chi}(z,k_2)dz = \tag{28}$$

$$= \frac{\tilde{\chi}_0^2}{\chi_0^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \chi^+(z,\tilde{k}_1)\chi(z,\tilde{k}_2)dz =$$

$$= \frac{\tilde{\chi}_0^2}{\chi_0^2}\delta(\tilde{k}_1 - \tilde{k}_2) = \frac{\tilde{\chi}_0^2}{\sqrt{\lambda}\chi_0^2}\delta(k_1 - k_2).$$

Следовательно, вместо (25) получаем

$$\psi_n^+\psi_n = \frac{\gamma}{2\pi^2}\sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_0}}, \tag{29}$$

где $\gamma_0 \sim \alpha^2$, что с учетом (26) приводит к зависимости плотности состояний непрерывной части спектра от магнитного поля:

$$\psi_E^+\psi_E \sim \sum_{n=1}^{N_{\max}} \psi_n^+\psi_n \sim \frac{E^2-1}{8\pi^2}\sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_0}}. \tag{30}$$

Другими словами, увеличение магнитного поля приводит не только к сжатию “электронного облака” за счет уменьшения ларморовского радиуса, но и к увеличению эффективного потенциала электрического поля (14). Это в свою очередь приводит к сжатию электронной функции распределения в продольном направлении магнитного поля.

3.3. Дискретный спектр (связанные состояния) в электрическом поле ядра

Уравнение (19) не содержит характеристик поля. Следовательно, из подобия решений $f(x)$ и условия нормировки $\chi(z)$

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \chi^+(z)\chi(z)dz = \tag{31}$$

$$= 2\chi_0^2\int\limits_{x_0}^{\infty} f^+(x,k)f(x,k)\frac{dx}{k} \approx \frac{2\chi_0^2}{k} = 1,$$

получаем, что амплитуда функции $\chi(z)$ равна:

$$\chi_0^2 = \frac{E\alpha Z}{m}, \tag{32}$$

где m — квантовое число продольного движения. Следовательно, плотность состояния дискретного спектра (с квантовыми числами n, m) на ядре равна:

$$\psi_{nm}^{+}\psi_{nm}=\frac{1}{\pi}\gamma\frac{E\alpha Z}{m}>\frac{1}{\pi}\gamma\frac{\alpha Z}{m}. \qquad (33)$$

Известно, что в трехмерной задаче движения в сферически-симметричном кулоновском потенциале (без магнитного поля) плотность водородоподобной орбиты в центре равна:

$$\psi_{m}^{+}\psi_{m}\sim\frac{1}{\pi}\left(\frac{\alpha Z}{m}\right)^{3}. \qquad (34)$$

Сравнение (33) и (34) показывает, что в отсутствии магнитного поля плотность на ядре возбужденных электронных орбит очень быстро падает с ростом номера орбиты как m^{-3} и соответственно подавлен распад в связанные состояния на возбужденные уровни. При наличии внешнего магнитного поля становится существенным β-распад в связанные состояния на орбиты с большими квантовыми числами, которые свободны и для нейтрального атома (33). Формально сумма $\sum 1/m$ — расходится; фактически суммирование следует обрезать на уровнях, для которых характерный продольный размер изменения электронной плотности достигает характерного масштаба изменения внешнего магнитного поля.

Подставляя (33) в (3), получаем, что относительное увеличение вероятности β-распада за счет распада в связанное состояние λ_{bH}/λ_c при наличии внешнего магнитного поля H составляет

$$\frac{\lambda_{bH}}{\lambda_c}\sim 2\pi(\gamma\alpha Z)\sum_{n=1}^{N_{\max}}\sum_{m=1}^{M}\frac{1}{m}\frac{(U-E_{nm})^2}{f(Z,U)}, \qquad (35)$$

где E_{nm} — энергия связанного состояния с квантовыми числами n, m (20); U — граничная энергия β-распада; $N_{\max}=(U-1)/(4\gamma)$.

Относительное увеличение вероятности β-распада за счет распада в связанное состояние при полной ионизации атома в отсутствии магнитного поля составляет [9, 10]:

$$\frac{\lambda_b}{\lambda_c}\sim 2\pi(\alpha Z)^3\frac{(U-1+\varepsilon)^2}{f(Z,U)}, \qquad (36)$$

где ε — энергия связи электрона на орбите, $\varepsilon\ll\ll 1$. Сравнение (35) и (36) показывает, что в сверхсильном магнитном поле $\gamma\gg\alpha^2$ (6) распад в связанное состояние превышает распад в связанное состояние полностью ионизованного атома при $\gamma>(\alpha Z)^2$.

Полученные оценки сделаны в предположении водородоподобной орбиты. Это приближение применимо и для высоковозбужденных (ридберговских) состояний, когда в возбужденном состоянии находится один электрон многоэлектронного атома [21]. Так как увеличение вероятности β-распада происходит главным образом за счет распадов в связанные высоковозбужденные состояния, то полученный вывод качественно применим и к распаду ядра в составе атома.

Кроме рассмотренного увеличения вероятности разрешенных β^--распадов из-за увеличения плотности свободных электронных состояний вероятность может измениться также и вследствие изменения граничной энергии β^--распада.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ β-РАСПАДА В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При β-распаде ядра атома, находящегося во внешнем магнитном поле граничная энергия β-распада U отличается от энергии β-распада ядра невозбужденного атома U_0 [16, 17]. Поскольку начальным и конечным состояниями системы является ядро, окруженное взаимодействующими с ним электронами, граничная энергия β-распада U является разностью между полными внутренними энергиями начального и конечного состояний системы с учетом полной энергии ионизации атома:

$$\begin{gathered}U_0=U_n+[I_f^0-I_i^0], \qquad (37)\\ U=U_n+[I_f^H-I_i^H],\\ U=U_0-[I_f^0-I_i^0]+[I_f^H-I_i^H],\end{gathered}$$

где U_n — разность ядерных энергий; $I>0$ — полная энергия ионизации атома; верхний индекс “0” обозначает невозмущенный атом, “H” — атом в магнитном поле; нижний индекс “f” относится к конечному атому (или иону) — продукту β-распада, “i” — к начальному атому.

В рамках модели Томаса–Ферми полный потенциал ионизации невозмущенного многоэлектронного атома с зарядом ядра Z равен [22]:

$$I^0(Z)\approx 20.8Z^{7/3}\ [\text{эВ}], \qquad (38)$$

следовательно,

$$I_f^0(Z)-I_i^0(Z)\approx 48.5Z^{4/3}\ [\text{эВ}]. \qquad (39)$$

В работах [2, 3] рассмотрено поведение электронной оболочки атома в сверхсильном магнитном поле (5). В предельных сверхсильных магнитных полях $H\gg H_0Z^3$ полная энергия ионизации атома (или иона) с зарядом ядра Z, имеющего K электронов, равна [2]:

$$I^H(Z,K) \approx \frac{K}{8} L^2 (4Z - K + 1)^2, \qquad (40)$$
$$L = \frac{1}{2} \ln \frac{H}{H_0 Z^3}.$$

Из (40) с логарифмической точностью $L \approx \mathrm{const}$ получаем:

$$I_f^H(Z) - I_i^H(Z) \approx 3L^2 Z(Z+1) \approx \qquad (41)$$
$$\approx 81.6 L^2 Z(Z+1) \ [\text{эВ}].$$

Из сравнения (39) и (41) видно, что энергия ионизации атома в достаточно сильном внешнем магнитном поле растет при увеличении заряда ядра быстрее, чем для невозмущенного атома. Следовательно, граничная энергия β-распада U атома, помещенного в сверхсильное внешнее магнитное поле (37), больше граничной энергии β-распада невозмущенного атома.

Увеличение граничной энергии β-распада приводит к увеличению вероятности β-распада (1). Этот эффект может быть существен для распадов с малыми граничными энергиями распада. Известно [13], что полная ионизация атома ^{187}Re приводит к увеличению граничной энергии β-распада с 2.66 кэВ для нейтрального атома до 72.97 кэВ. Это приводит к тому, что открывается канал распада на возбужденный уровень 9.75 кэВ ^{187}Os, и вероятность β-распада ^{187}Re увеличивается в 10^9 раз. Из (41) следует, что в рамках применимости модели (40) такое же увеличение вероятности β-распада ^{187}Re произойдет при помещении нейтрального атома в сверхсильное магнитное поле $L \sim 1/2$ ($H > 3H_0 Z^3 \sim 3 \times 10^{15}$ Э).

При распаде ядра полностью ионизованного атома, а также в тех случаях, когда магнитное поле не очень велико, $H < H_0 Z^3$, а энергия β-распада велика по сравнению с изменением полной энергией ионизации атома, изменение граничной энергии β-распада будет мало и не приведет к изменению вероятности распада. В этих случаях все изменение вероятности β-распада во внешнем магнитном поле будет происходить только за счет изменения плотности свободных электронных состояний на ядре (35).

Итак мы видим, что вероятность β-распада нейтрального атома и иона в сверхсильном постоянном однородном магнитном поле увеличивается.

Автор выражает глубокую благодарность Л. И. Уруцкоеву за постановку задачи и обсуждение результатов, а также А. А. Рухадзе за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Г. Жилич, Б. С. Монозон, ФТТ **8**, 3559 (1966).
2. Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ **58**, 1765 (1970).
3. Б. Б. Кадомцев, В. С. Кудрявцев, Письма в ЖЭТФ **13**, 61 (1971).
4. Б. Б. Кадомцев, В. С. Кудрявцев, ЖЭТФ **62**, 144 (1972).
5. Л. А. Буреева, В. С. Лисица, *Возмущенный атом* (ИздАТ, Москва, 1997), с. 189.
6. И. М. Тернов, В. Н. Родионов, В. Г. Жулего, А. И. Студеникин, ЯФ **28**, 1454 (1978).
7. И. М. Тернов, В. Н. Родионов, О. Ф. Дорофеев, ЯФ **37**, 875 (1983).
8. Е. Х. Ахмедов, ЖЭТФ **85**, 1521 (1983).
9. J. N. Bahcall, Phys. Rev. **124**, 495 (1961).
10. И. С. Баткин, Изв. АН СССР. Сер. физ. **40**, 1279 (1976).
11. K. Takahashi and K. Yokoi, Nucl. Phys. A **404**, 578 (1983).
12. K. Takahashi, R. N. Boyd, G. J. Mathews, and K. Yokoi, Phys. Rev. C **36**, 1522 (1987).
13. F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5190 (1996).
14. В. А. Акулов, Б. А. Мамырин, УФН **173**, 1187 (2003)
15. А. А. Рухадзе, Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, ЯФ **69**, 820 (2006).
16. С. В. Стародубцев, А. М. Романов, *Радиоактивные превращения ядер и атомная оболочка* (Изд-во АН УзССР, Ташкент, 1958), с. 238.
17. Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, УФН **174**, 1355 (2004).
18. Б. С. Джелепов, Л. Н. Зырьянова, Ю. П. Суслов, *Бета-процессы* (Наука, Ленинград, 1972).
19. В. П. Крайнов, ЖЭТФ **64**, 800 (1973).
20. А. А. Соколов, И. М. Тернов, *Релятивистский электрон* (Наука, Москва, 1974), с. 269.
21. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле* (Энергоатомиздат, Москва, 1984).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Квантовая механика* (Физматлит, Москва, 2001), т. 3.

PROBABILITY OF ALLOWED ELECTRONIC β-DECAY INCREASE IN A SUPERSTRONG MAGNETIC FIELD

D. V. Filippov

The work considers influence of an external homogeneous constant superstrong $H \gg H_0 = cm_e^2 e^{-3}\hbar^3$ magnetic field on probability of allowed electronic β decay. It is shown that if an atom with β^--active nucleus is placed in a superstrong magnetic field, the probability of β^- decay of a nucleus increases due to increase in probability of β^- decay to bound electron states. This effect arises for nuclei of completely ionized atoms and for nuclei of neutral atoms both.