

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Л.И. УРУЦКОЕВ

доктор физ.-мат. наук, профессор,
главный научный сотрудник
РАНХ и ГС при Президенте Российской Федерации

Д.В. ФИЛИПОВ

доктор физ.-мат. наук, профессор
Всероссийская академия внешней торговли
E-mail: filippov-atom@ya.ru
Москва, Российская Федерация

БЕТА-РАСПАД МНОГОЭЛЕКТРОННОГО АТОМА В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Показано, что для многоэлектронного атома с β -активным ядром внешнее высокочастотное электрическое поле приводит к уменьшению вероятности β -распада. Для разрешенных β -распадов относительное уменьшение вероятности β -распада обратно пропорционально энергии распада и пропорционально квадрату отношения амплитуды к частоте электрического поля.

Ключевые слова: бета-распад, тяжелый атом, высокочастотное электрическое поле, изменение вероятности ядерного распада.

L.I. URUTSKOEV

Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor, Chief
Research Scientist
RANEPА

D.V. FILIPPOV

Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor
Russian Foreign Trade Academy
E-mail: filippov-atom@ya.ru
Moscow, Russian Federation

BETA-DECAY OF HEAVY ATOMS IN A HIGH-FREQUENCY ELECTRIC FIELD

It is shown, that the external high-frequency electric field leads to a decrease in the probability of β -decay for a heavy atom. For allowed β -decay of the relative decrease in the probability of β -decay is inversely proportional to the collapse of the energy and the square of the amplitude versus frequency of the electric field.

Key words: beta decay, a heavy atom, a high-frequency electric field, the change in the probability of nuclear decay.

1. Зависимость вероятности β -распада от энергии ионизации атома

Хорошо известно [1...4], что при рассмотрении ядерных распадов нельзя пренебрегать изменением состояния атомной электронной оболочки. Ядерный распад происходит не в изолированном ядре, а в единой сложной системе, состоящей из ядра и неотъемлемых от него атомных электронов. В настоящей работе будут рассмотрены такие изменения атомной электронной оболочки, которые являются малыми в ядерных масштабах энергии. То есть будем считать, что ядерные матричные элементы остаются неизменными при рассматриваемых возмущениях атома.

Известно [1, 5], что если ядерные матричные элементы не меняются, то вероятность электронного β -распада в непрерывный спектр электронов возрастает при увеличении граничной энергии β -распада. Это справедливо для β -распадов всех типов. Для разрешенных и уникально-запрещенных β -распадов это можно пояснить следующим образом. Вероятность распада пропорциональна фазовому объему конечных лептонных состояний, который определяется интегральной функцией Ферми (здесь и далее пользуемся релятивистской системой единиц $\hbar = c = m_e = 1$, где \hbar – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, m_e – масса электрона):

$$f(Z, Q) = \int_1^{1+Q} F(Z, E) \cdot E \sqrt{E^2 - 1} \cdot (1 + Q - E)^2 S_s dE, \quad (1)$$

где Q – граничная энергия β -распада (максимальная кинетическая энергия β -электрона); S_s – форм-фактор уникального спектра порядка запрета s . Очевидно, что интеграл (1) растет с увеличением верхнего предела интегрирования Q . В настоящей работе будут обсуждаться многоэлектронные не ионизованные атомы. В этом случае распад в связанное состояние электрона пренебрежимо мал, и вероятность β -распада определяется рассмотренным распадом в непрерывный спектр электронов.

Рассмотрим электронный β -распад ядра атома, помещенного во внешнее поле, которое меняет энергию электронной оболочки атома, но не влияет на ядерные матричные элементы. Продуктом β -распада (в непрерывный спектр электронов) будет однозарядный ион с тем же количеством электронов, что и у исходного атома и с ядром, заряд которого увеличится на единицу. Если внешнее воздействие на атом таково, что изменение энергии электронной оболочки будет зависеть от заряда ядра Z , то выделяющаяся при β -распаде энергия системы (ядро + атомная электронная оболочка) будет отличаться от энергии β -распада невозмущенного атома [1...3]. Так как начальным и конечным состояниями системы является ядро, окруженное взаимодействующими с ним электронами, граничная энергия β -распада Q является разностью между полными внутренними энергиями начального и конечного состояния системы с учетом полной энергии электронной оболочки I :

$$Q_0 = Q_n - m_e + [I_f^0 - I_i^0],$$

$$Q = Q_n - m_e + [I_f^E - I_i^E],$$

$$Q = Q_0 - [I_f^0 - I_i^0] + [I_f^E - I_i^E], \quad (2)$$

где Q_n – разность ядерных энергий начального и конечного состояния; $I > 0$ – модуль энергии электронной оболочки (энергия полной ионизации атома); верхний индекс обозначает: «0» – невозмущенный атом, «E» – возмущенный атом; нижний индекс «f» относится к конечному атому (или иону) – продукту β -распада, «i» – к начальному атому. Энергия связи электронов атомной оболочки с ядром отрицательна и равна ($-I$).

Например, для распада полностью ионизованного атома в состоянии непрерывного спектра электрона: $I_i^E = 0$, $I_f^E = 0$, а для распада полностью

ионизованного атома в связанное состояние электрона: $I_i^E = 0$, $I_f^E = I^{1e}$, где I^{1e} – потенциал ионизации водородоподобного иона [6]:

$$I^{1e}(Z) = \frac{1}{2} \alpha^2 Z^2 = 13,6 \cdot Z^2 \text{ эВ}. \quad (3)$$

Для многоэлектронного атома в приближении модели Томаса–Ферми полная энергия ионизации атома [6] растет с увеличением заряда ядра:

$$I(Z) = 0,764 \alpha^2 Z^{7/3} = 20,8 \cdot Z^{7/3}. \quad (4)$$

Следовательно, разница между энергиями ионизации двух рядом стоящих элементов $I(Z+1) - I(Z)$ и $Z^{4/3}$ растет медленнее, чем потенциал ионизации водородоподобного иона (3), и практически для всех атомов ($Z > 7$):

$$I(Z+1) - I(Z) < I^{1e}(Z) < I^{1e}(Z+1). \quad (5)$$

Из (2) для энергии электронного β -распада полностью ионизованного атома в состоянии непрерывного спектра электрона получаем:

$$Q_c = Q_0 + I(Z) - I(Z+1) < Q_0$$

а для распада в связанное состояние электрона из (2) и (5):

$$Q_b = Q_0 + I(Z) - I(Z+1) + I^{1e}(Z+1) > Q_0.$$

Таким образом, при полной ионизации атома β -распад в связанное состояние становится энергетически более выгодным, чем β -распад нейтрального атома, а β -распад в состоянии непрерывного спектра становится менее выгодным. В общем случае, для определения изменения энергии β -распада, следует найти, как меняется энергия ионизации I исходного атома и атома-продукта и воспользоваться соотношением (2).

2. Изменение энергии ионизации многоэлектронного атома во внешнем высокочастотном электрическом поле

Определим, как меняется энергия электронной оболочки атома и вероятность β -распада под действием внешнего высокочастотного электрического поля. В этом случае в атоме возникает индуцированный дипольный момент, пропорциональный напряженности внешнего электрического поля E : $D = \alpha_s E$ с коэффициентом пропорциональности α_s – коэффициентом поляризуемости. При этом дополнительная энергия атомного электрона во втором порядке теории возмущения равна [6]

$$W^{(2)} = -\alpha_s E^2. \quad (6)$$

В переменном электрическом поле вида $E = E_0 \cos(\omega t)$ соотношение (6) меняется на усредненное с динамической поляризуемостью α_d [7...9]:

$$W^{(2)} = -\frac{1}{2} \alpha_d E_0^2. \quad (7)$$

Если изменение энергии электрона W положительно, то (т.к. энергия связи электрона с ядром отрицательна) абсолютная величина энергии электрона уменьшается. То есть, при отрицательной поляризуемости величина (7) положительна и абсолютная величина энергии электронной оболочки I уменьшается (при положительной поляризуемости, наоборот, I – увеличивается).

В общем случае, при произвольном соотношении параметров поля и атомной системы, невозможно определить изменение энергии атома, т.к. для различных уровней знак изменения энергии расщепленных состояний в общем случае различен. Однако качественные выводы об изменении энергии атома в переменном электромагнитном поле можно сделать в приближении модели Томаса–Ферми для многоэлектронного атома на основе теории подобия [9]. В этом приближении динамическая поляризуемость атома зависит от заряда ядра Z по следующему закону:

$$\alpha_d(\omega, Z) = r_{TF}^3 \beta \left(\frac{\omega}{Z} \right) = \frac{b^3 R_B^3}{Z} \beta \left(\frac{\omega}{Z} \right), \quad (8)$$

$$\beta(v) = \int_0^{x_0} \frac{4\pi f(x) x^2 dx}{4\pi f(x) - v^2 - i \cdot 0},$$

где r_{TF} – радиус Томаса–Ферми; $b = (9\pi^2/128)^{1/3} \cong 0,8853$; R_B – Боровский радиус; β – безразмерная поляризуемость; f – функция, описывающая распределение плотности электронов в атоме. В высокочастотном пределе

$$\beta(v) \rightarrow -\frac{1}{b^3 v^2}, \quad (9)$$

динамическая поляризуемость отрицательна и растет по абсолютной величине с ростом заряда ядра Z , из (8) и (9):

$$\alpha_d(\omega, Z) \rightarrow -\frac{b^3 R_B^3}{Z} \frac{1}{b^3 (\omega/Z)^2} = -R_B^3 \frac{Z}{\omega^2}.$$

Из этого следует, что абсолютная величина энергии электронной оболочки многоэлектронного атома во внешнем высокочастотном электрическом поле уменьшается на величину:

$$\Delta W \sim R_B^3 \frac{Z \cdot E_0^2}{2\omega^2}, \quad (10)$$

где Z – заряд ядра. При электронном β -распаде заряд конечного ядра Z на единицу больше заряда

исходного ядра. Следовательно, абсолютная величина энергии электронной оболочки I конечного атома (продукта β -распада) уменьшится на большую величину, чем энергия ионизации исходного атома:

$$\Delta I_f \equiv I_f^0 - I_f^E > I_i^0 - I_i^E \equiv \Delta I_i > 0. \quad (11)$$

3. Изменение граничной энергии и вероятности β -распада

В этом случае из (2) и (11) следует, что энергия электронного β -распада уменьшится:

$$\begin{aligned} Q &= Q_0 - [I_f^0 - I_i^0] + [I_f^E - I_i^E] = \\ &= Q_0 + [I_i^0 - I_i^E] - [I_f^0 - I_f^E] \\ \Delta Q &\equiv Q - Q_0 = \Delta I_i - \Delta I_f < 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Это приведет к уменьшению вероятности β -распада (стабилизации ядра). Так как из (10) изменение энергии атомной оболочки ΔI пропорционально заряду ядра Z , который для конечного ядра на единицу больше, чем для исходного, то из (10) и (12) получаем оценку:

$$\Delta Q \sim -R_B^3 \frac{E_0^2}{2\omega^2}.$$

Для разрешенных β -распадов несложно получить оценки для зависимости функция Ферми (1) от граничной энергии распада Q в приближении малых (по сравнению с энергией электрона) энергий распада $Q \ll 1$ и в приближении больших энергий $Q \gg 1$. Для малых энергий из (1):

$$\begin{aligned} f(Z, Q) &\propto \int_0^Q (1+x) \sqrt{(1+x)^2 - 1} \cdot (Q-x)^2 dx \approx \\ &\approx \int_0^Q \sqrt{2x} \cdot (Q-x)^2 dx \propto Q^{\frac{7}{2}}, \end{aligned}$$

следовательно, относительное уменьшение вероятности разрешенного β -распада составит

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{7R_B^3}{4} \frac{E_0^2}{\omega^2 Q}.$$

Для β -распадов с большими энергиями распада $Q \gg 1$:

$$f(Z, Q) \propto \int_0^Q E^2 (Q-E)^2 dE \propto Q^5,$$

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{5R_B^3}{2} \frac{E_0^2}{\omega^2 Q}.$$

4. Выводы

Показано, что для многоэлектронного атома с β -активным ядром внешнее высокочастотное

электрическое поле приводит к уменьшению вероятности β -распада. Для разрешенных β -распадов относительное уменьшение вероятности β -распада обратно пропорционально энергии распада и пропорционально квадрату отношения амплитуды к частоте электрического поля.

Авторы выражают благодарность А.А. Рухадзе за внимание к работе и обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стародубцев С.В., Романов А.М. *Радиоактивные превращения ядер и атомная оболочка*. Ташкент: АН Узбекской ССР, 1958. 495 с. [Starodubtsev S.V., Romanov A.M. *Radioactive transformations nuclei and nuclear envelope*. Tashkent: Publishing House «Proc. Akad. Uzbek SSR», 1958. 495 p.] (in Russian).
2. Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В. Условие бета-стабильности ядер нейтральных атомов // *УФН*. 2004. Т. 174. № 12. С. 1355...1358 [Urutskoev L.I., Filippov D.V. Beta-Stability condition for the nuclei of neutral atoms. *Physics-Uspokhi*. 2004. Vol. 174. № 12. Pp. 1257...1260] (in Russian).
3. Filippov D.V., Rukhadze A.A., Urutskoev L.I. Effects of atomic electrons on nuclear stability and radioactive decay. *Ann. Fond. L.de Broglie*. 2004. Vol. 29. Hors Serie № 3. Pp. 1207...1217.
4. Bosch F., Faestermann T., Friese J. et al. Observation Of Bound-state β -decay Of Fully Ionized Re-187: Re-187 – Os-187 Cosmochronometry. *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77. № 26. Pp. 5190...5193.
5. Дзелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. *Бета-процессы*. Ленинград: Наука, 1972 [Dzheleпов B.S., Zyryanova L.N., Suslov Yu.P. *Beta-processes*. Leningrad: Publishing House «Science», 1972] (in Russian).
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Том 3. Квантовая механика*. Москва: Физматлит, 2001 [Landau L.D., Lifshitz E.M. *Course of Theoretical Physics. Vol. 3: Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*. Moscow: Publishing House «Fizmatlit», 2001] (in Russian).
7. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Динамический штарковский сдвиг атомных уровней // *УФН*. 1999. Т. 169. № 7. С. 753...772 [Delone N.B., Krainov V.P. AC Stark shift of atomic energy levels. *Physics-Uspokhi*. 1999. Vol. 169. № 7. Pp. 753...772] (in Russian).
8. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Атом в сильном световом поле*. Москва: Энергоатомиздат, 1984 [Delone N.B., Krainov V.P. *Atom in a Strong Light Field*. Moscow: Publishing House «Energoatomizdat», 1984] (in Russian).
9. Астапенко В.А., Буреева Л.А., Лисица В.С. Поляризационные эффекты в атомных переходах // *УФН*. 2002. Т. 172. № 2. С. 155...192 [Astapenko V.A., Bureeva L.A., Lisitsa V.S. Polarizatsionnye efekty v atomnykh perekhodakh [Polarization effects in atomic transitions]. *Physics-Uspokhi*. 2002. Vol. 172. № 2. Pp. 155...192] (in Russian).

Сведения об авторе

Уруцкоев Леонид Ирбекович, доктор физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник
Российская академия народного хозяйства и государственной службы при Президенте РФ (РАНХиГС)
119571, Москва, Российская Федерация, пр. Вернадского, 82
E-mail: urleon@ya.ru

Филиппов Дмитрий Витальевич, доктор физ.-мат. наук, профессор
Всероссийская академия внешней торговли
119285, Москва, Российская Федерация, ул. Пудовкина, 4а
E-mail: filippov-atom@ya.ru

Information about authors

Urutskoev Leonid I., Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor, Leading Researcher
The Russian Presidential Academy of National Economy and Public Administration
119571, Moscow, Russian Federation, pr. Vernadskogo, 82
E-mail: urleon@ya.ru

Filippov Dmitry V., Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor
Russian Foreign Trade Academy
119285, Moscow, Russian Federation, Pudovkina str, 4a
E-mail: filippov-atom@ya.ru