

УДК 539.173.84

Увеличение доли запаздывающих нейтронов из ядер-излучателей в сверхсильном магнитном поле

А. А. Рухадзе

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов

ГНУП РЭКОМ, РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

Показано, что наложение сверхсильного магнитного поля $H \gg H_0 = \sigma \pi^2 e^3 \hbar^{-3}$ на атом с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов из-за увеличения вероятности β -распада в связанное состояние электрона.

Механизм рождения запаздывающих нейтронов хорошо известен [1]. Материнское ядро-излучатель запаздывающих нейтронов испытывает β -распад по нескольким каналам на различные возбужденные ядерные уровни дочернего ядра. В тех случаях, когда энергия возбуждения в дочернем ядре превышает энергию связи нейтрона, возможно рождение запаздывающего нейтрона. Из дочернего ядра последний рождается практически мгновенно, а время запаздывания определяется временем β -распада материнского ядра. Рождению нейтрона предшествуют β -распады на высоковозбужденные уровни дочернего ядра. Следовательно, β -распады, сопровождаемые рождением нейтрона, всегда имеют значительно меньшую граничную энергию распада, чем безнейтронные β -распады, на основной и слабовозбужденные уровни дочернего ядра. Доля запаздывающих нейтронов η пропорциональна отношению

$$\eta = k \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}, \quad (1)$$

где λ_n — постоянная β -распада для нейтронного канала (сопровождающегося рождением нейтрона);
 λ_β — постоянная безнейтронного распада;
 k — коэффициент пропорциональности.

Известна теория β -распада в связанное состояние электрона [2–4], т. е. такого процесса, при котором β -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. В [2–4] вычислены отношения постоянных распада (вероятностей β -распада) в связанное λ_b и свободное λ_c состояния. Вероятность β -распада в связанное состояние пропорциональна плотности ρ_e незанятых электронных состояний в области ядра. Далее пользуемся релятивистскими единицами $\hbar = c = m_e = 1$. Пренебрегая энергией связи электрона на орбите ($\varepsilon \sim 10$ кэВ) по сравнению с энергией распада ($E \sim$ МэВ), для разрешенных переходов имеем оценку [2–4]

$$\frac{\lambda_b}{\lambda_c} \sim 2\pi^2 \rho_e \frac{E^2}{f(Z, E)}, \quad (2)$$

где E — граничная энергия β -распада;

Z — заряд ядра;

f — интегральная функция Ферми.

Для водородоподобной орбиты с главным квантовым числом m

$$\rho_e \sim \frac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha Z}{m} \right)^3, \quad (3)$$

где α — постоянная тонкой структуры.

Известно, что отношение (2) растет с уменьшением граничной энергии β -распада, так как интегральная

функция Ферми $f(Z, E)$ растет с ростом граничной энергии β -распада быстрее E^2 . Для запрещенных переходов отношение λ_b/λ_c больше, чем для разрешенных, так как в числителе выражения (2) появляется формфактор β -распада для максимальной энергии нейтрино, а в знаменателе тот же формфактор усредняется в интеграле Ферми по всем энергиям нейтрино. Для уникально запрещенных переходов отношение λ_b/λ_c рассмотрено в [4].

В работах [5—9] показано, что при помещении атома во внешнее однородное постоянное сверхсильное магнитное поле $H \gg H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3} \approx 2,35 \cdot 10^9$ Гс свойства атомов качественно меняются. Из [5—9] следует, что в таком поле увеличивается плотность электронных состояний в области ядра и меняется энергия ионизации атома. В сверхсильном магнитном поле движение атомарного электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, происходит по уровням Ландау. В направлении вдоль магнитного поля электрон движется в одномерном кулоновском потенциале, усредненном по поперечному движению. В [10] вычислена плотность электронной орбиты в области ядра в сверхсильном магнитном поле. В отличие от (3) в области ядра плотность электронного состояния с квантовым числом m продольного движения равна

$$\rho_{He} \sim \frac{eH}{2\pi} \left(\frac{\alpha Z}{m} \right). \quad (4)$$

Следовательно, во-первых, в сверхсильном магнитном поле плотности возбужденных электронных состояний ($m > 1$) на ядре увеличиваются настолько, что β -распад ядра в связанное состояние становится значительным не только для полностью ионизованного, но и для нейтрального атома (формально сумма $\sum m^{-1}$ — расходится). Во-вторых, в сверхсильном поле плотность незанятых электронных состояний в области ядра (4) становится пропорциональной напряженности магнитного поля H . Следовательно, пропорциональной напряженности магнитного поля H становится и вероятность распада в связанные состояния (2). Вероятность распада в связанное состояние из-за полной ионизации атома ограничена величиной заряда ядра Z (2), (3), а в сверхсильном магнитном поле вероятность распада в связанное состояние может неограниченно возрастать при достаточно больших напряженностях магнитного поля (4).

При возникновении дополнительного канала β -распада в связанное состояние для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов относительное увеличение постоянной распада $\Delta\lambda_n/\lambda_n$ для нейтронного канала превысит величину $\Delta\lambda_\beta/\lambda_\beta$ — относительного увеличения постоянной безнейтронного распада (как идущего с высокими энергиями распада E) на низкие уровни дочернего ядра (отношение $\Delta\lambda/\lambda$ (2) растет с уменьшением граничной энергии β -распада)

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} > \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}.$$

Следовательно, относительное изменение доли запаздывающих нейтронов η (1) составляет [11]

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda + \Delta\lambda} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) > 0, \quad (5)$$

где $\lambda = \lambda_n + \lambda_\beta$, $\Delta\lambda = \Delta\lambda_n + \Delta\lambda_\beta$.

В [11] приведены вычисленные значения относительного увеличения доли запаздывающих нейтронов $\Delta\eta/\eta$ при полной ионизации атома для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, являющихся продуктами деления урана и плутония из первых трех групп; средние по группам значения составляют: $(\Delta\eta/\eta)_1 \sim 2,2\%$; $(\Delta\eta/\eta)_2 \sim 3,4\%$; $(\Delta\eta/\eta)_3 \sim 2,9\%$.

Из (5) и (2) с учетом (4) следует, что при помещении атома с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов в сверхсильное магнитное поле напряженности H

$$eH \ll \frac{\lambda}{\Delta\lambda_I} (\alpha Z)^2, \quad (6)$$

(где $\Delta\lambda_I \ll \lambda$ — увеличение суммарной постоянной β -распада за счет полной ионизации атома) увеличение доли запаздывающих нейтронов составляет

$$\Delta\eta_H \sim \Delta\eta_I \frac{eH}{(\alpha Z)^2}.$$

Следовательно, при достаточно большой напряженности магнитного поля $eH > (\alpha Z)^2$ доля запаздывающих нейтронов при помещении атома с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов в сверхсильное магнитное поле возрастает сильнее, чем при полной ионизации атома.

Предельное увеличение доли запаздывающих нейтронов в магнитном поле, напряженность которого удовлетворяет неравенству, обратному (6), составляет

$$\left(\frac{\Delta\eta_H}{\eta} \right)_{\max} \sim \frac{\Delta\eta_I}{\eta} \frac{\lambda}{\Delta\lambda_I} \sim \left(\frac{E_n}{E_\beta} \right)^2 \frac{f(Z, E_\beta)}{f(Z, E_n)}$$

и не зависит от магнитного поля, а определяется только соотношением E_n — энергией β -распада с рождением нейтрона и E_β — энергией безнейтронного распада. Для первых трех групп ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, являющихся продуктами деления урана, $(\Delta\eta/\eta)_{\max} > 25$.

Литература

1. Гангерский Ю. П., Далхсурен Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Bahcall J. N. // Phys. Rev. 1961. V. 124. № 2. P. 495.
3. Takahashi K., Boyd R. N., Mathews G. J., Yokoi K. // Ibid. 1987. V. C36. № 4. P. 1522.
4. Баткин И. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 6. С. 1279.
5. Жилич А. Г., Монозон Б. С. // Физ. твердого тела. 1966. Т. 8. № 12. С. 3559.
6. Кадомцев Б. Б. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 5. С. 1765.
7. Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 1. С. 61.
8. Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 1. С. 144.

9. Буреева Л. А., Лисица В. С. Возмущенный атом. — М.: ИздАТ, 1997.

10. Филиппов Д. В. // ЯФ. 2006. Т. 69. № 6 (анонс).

11. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. // Там же. № 5.

Статья поступила в редакцию 17 марта 2006 г.

Increase of the fraction of delayed neutrons in a super-strong magnetic field

A. A. Rukhadze

General Physics Institute, Moscow, Russia

L. I. Urutskoev, D. V. Filippov

GNUP RECOM, RRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

It is shown, that imposing of a super-strong magnetic field $H \gg H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3}$ on atom with a nucleus-emitter of delayed neutrons results in an increased fraction of delayed neutrons due to increase in probability of β -decay to bound electron states.