

Распад и время жизни нейтрония

Ю.Л. Ратис

Институт энергетики специального назначения

Юрий Магаршак

VP on research of Lucky Apps, LLC Editor-in-Chief New Concepts Journal

Ключевые слова: нейтроний, атом, β -распад, вероятность распада, время жизни

АННОТАЦИЯ:

Показано, что время жизни реального нейтрония $\tau_{n_\nu} \sim 4 \cdot 10^{-5} s$ на порядок больше времени жизни мюона $\tau_\mu = (2.197019 \pm 0.000021) \cdot 10^{-6} s$. Такое время жизни нейтрония (громоздкое в ядерных масштабах времени) достаточно для того, чтобы взаимодействие электрона оболочки с протоном ядра, при которой образуется виртуальный комплекс нейтрон-нейтрино (нейтроний), было обратимым. В результате нейтрино в процессах с образованием нейтрония в атомных ядрах из ядер не вылетает, а рождается и поглощается. Этот колебательный процесс делает возможным существование устойчивых в течение миллиардов лет химических элементов.

1. Расчет вероятности распада нейтрония

Основная часть приведенных ниже расчетов была выполнена в [1]. Однако в этой работе акцент делался на процессе распада реального (нестабильного) нейтрония, а не на переходы между близкими по энергии уровнями стабильных ядер химических элементов.

Для объяснения «колебательной» стабилизации основных состояний электронных оболочек атомов химических элементов [2] подобные аргументы используются впервые.

Процессу распада нейтрония в вакууме соответствует диаграмма на рис. 1[1].

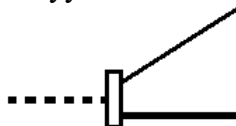


Рис. 1. β - распад нейтрония

Согласно «золотому правилу Ферми», выражение для вероятности перехода в единицу времени в непрерывном спектре в общепринятых обозначениях имеет вид [3]:

$$dw_{fi} = 2\pi\delta(E_f - E_i) \cdot \left| \langle f | V | i \rangle \right|^2 dn_f. \quad (1)$$

Вероятность распада нейтрония на протон и электрон в единицу времени равна [1]:

$$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-} = 2\pi \int \frac{V d\vec{k}_e}{(2\pi)^3} \frac{V d\vec{k}_p}{(2\pi)^3} \delta(E_i - E_f) \left\langle \left| \langle H^* | h_{n_\nu \rightarrow e+p} | n_\nu \rangle \right|^2 \right\rangle. \quad (2)$$

Внешние треугольные скобки в (2) означают усреднение по проекциям спинов частиц в начальном состоянии, и суммирование по проекциям спинов в конечном состоянии.

При низких энергиях нижние компоненты биспиноров Дирака малы по сравнению с верхними компонентами. В соответствии с этим выражения для b_0 и \vec{b} упрощаются:

$$\begin{cases} b_0(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \cdot \delta_{m_e m_\nu} \\ b_k(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx \sqrt{3}(4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \cdot C_{1k \ 1/2 m_\nu}^{1/2 m_e} \end{cases}. \quad (3)$$

Очевидно, что

$$\begin{cases} \langle \chi_{m_p} | b_0 | \chi_{m_n} \rangle = \langle \chi_{m_p} | (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \delta_{m_e m_\nu} | \chi_{m_n} \rangle = (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \delta_{m_e m_\nu} \delta_{m_p m_n} \\ \langle \chi_{m_p} | (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) | \chi_{m_n} \rangle = \sum_k (-1)^k b_{-k} \langle \chi_{m_p} | \sigma_k | \chi_{m_n} \rangle = -\sqrt{3} \cdot \sum_k (-1)^k b_{-k} C_{1k \ 1/2 m_n}^{1/2 m_p} \end{cases}. \quad (4)$$

Откуда следует, что

$$\langle \chi_{m_p} | (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) | \chi_{m_n} \rangle = -3(4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \sum_k (-1)^k C_{1-k \ 1/2 m_\nu}^{1/2 m_e} C_{1k \ 1/2 m_n}^{1/2 m_p}. \quad (5)$$

Таким образом

$$\left\langle \chi_{m_p} \left| b_0 + \lambda(\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{m_n} \right\rangle_{\vec{r}=0} = (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \left[\delta_{m_e m_\nu} \delta_{m_p m_n} - 3\lambda \sum_k (-1)^k C_{1-k \ 1/2 m_\nu}^{1/2 m_e} C_{1k \ 1/2 m_n}^{1/2 m_p} \right]. \quad (6)$$

Введем спиновый фактор

$$\hat{S}(j_{n_\nu}, \underline{m}_{n_\nu} | \underline{m}_p, \underline{m}_e) \equiv \sum_{\underline{m}_n, \underline{m}_\nu} C_{1/2 m_n \ 1/2 m_\nu}^{j_{n_\nu} m_{n_\nu}} \left[\delta_{m_e m_\nu} \delta_{m_p m_n} - 3\lambda \sum_k (-1)^k C_{1-k \ 1/2 m_\nu}^{1/2 m_e} C_{1k \ 1/2 m_n}^{1/2 m_p} \right]. \quad (7)$$

Тогда МЭ перехода, отвечающего за распад нейтрона, принимает вид:

$$\langle H^* | h_{n_\nu \rightarrow e+p} | n_\nu \rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2V^3}} \frac{G_\beta g_{-1}(r_N)}{\sqrt{4\pi}} (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_p - \vec{k}_e) \hat{S}(j_{n_\nu}, \underline{m}_{n_\nu} | \underline{m}_p, \underline{m}_e). \quad (8)$$

Легко видеть, что

$$\hat{S}(j_{n_\nu}, \underline{m}_{n_\nu} | \underline{m}_p, \underline{m}_e) = C_{1/2 m_p \ 1/2 m_e}^{j_{n_\nu} m_{n_\nu}} \phi_{ep}(j_{n_\nu}). \quad (9)$$

причем

$$\phi_{ep}(j_{n_\nu}) = 1 + 6\hat{\lambda}(-1)^{j_{n_\nu}} \begin{Bmatrix} 1 & 1/2 & 1/2 \\ j_{n_\nu} & 1/2 & 1/2 \end{Bmatrix} \quad (10)$$

где $\phi_{ep}(0) = 1 + 3\hat{\lambda}$, $\phi_{ep}(1) = 1 - \hat{\lambda}$.

Допустим, что константа $\lambda = \tilde{g}_1 / \tilde{f}_1$ не перенормируется при замене нейтрона и нейтрино на соответствующие квазичастицы. В этом случае $\phi_{ep}(0) \approx 4.69$, $\phi_{ep}(1) \approx -0.23$. Эти значения получены для $\lambda \approx 1.23$, что соответствует надежно установленному виду лагранжиана[1], в котором присутствует только левоефермионное поле ψ_ν . При этом спиральность нейтрино \vec{s}_ν отрицательна ($(\vec{s}_\nu \cdot \vec{n}_\nu) = -1$, см. рис. 2).

Говорить о спиральности квазисвязанного квазинейтрино бессмысленно. Поэтому если замена нейтрино на квазинейтрино сводится к перенормировке константы λ типа

подстановки $\lambda = 1.23 \rightarrow \hat{\lambda} = 1$, то нейтроний имеет нулевой спин ($j_{n_\nu} = 0$), а все основные соотношения стандартной модели сохраняют свой вид. Эту ситуацию иллюстрирует хорошо изученный распад π^- - мезона (рис. 2). Если же $\hat{\lambda} \neq 1$, то в этом случае возможно существование паранейтрония ($j_{n_\nu} = 0$) и ортонейтрония ($j_{n_\nu} = 1$). Весь опыт работы в атомной и ядерной физике указывает на то, что резонанс с $j_{n_\nu} = 1$ всегда лежит заметно выше по энергии, чем аналогичный резонанс с $j_{n_\nu} = 0$, и по этой причине возбуждается с гораздо меньшей вероятностью. В настоящее время нет веских причин для того, чтобы считать, что перенормированное значение $\hat{\lambda}$ сильно отличается от $\lambda = 1.23$. В соответствии с этим далее мы будем рассматривать только паранейтроний, поскольку возбуждение ортонейтрония подавлено, как из-за более высокой энергии возбуждения этого резонанса, так и конфигурационно ($\phi_{ep}^2(0) \gg \phi_{ep}^2(1)$).

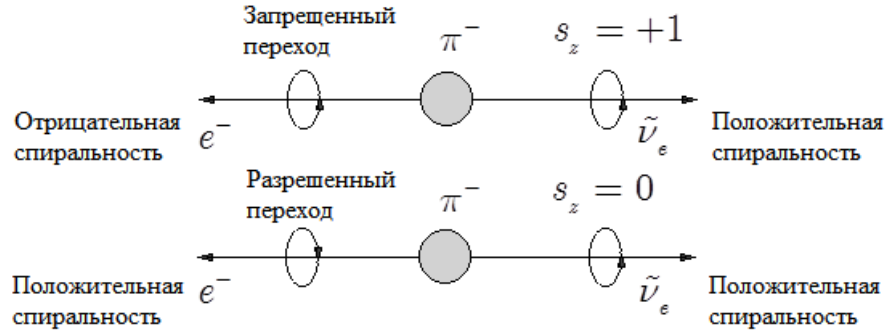


Рис. 2. Иллюстрация эмпирического факта запрета существования в Природе правых нейтрино

В соответствии с вышесказанным далее мы будем считать нейтроний бесспиновой частицей, а фактор $\phi_{ep} \equiv \phi_{ep}(0) \approx 4.69$. В этом случае спиновая сумма в (2) равна

$$\left\langle \left| \hat{S}(j_{n_\nu}, m_{n_\nu} | m_p, m_e) \right|^2 \right\rangle = \frac{\phi_{ep}^2(j_{n_\nu})}{2j_{n_\nu} + 1} \sum_{m_p, m_e, m_{n_\nu}} \left[C_{1/2 m_p, 1/2 m_e}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} \right]^2 = \phi_{ep}^2 \quad (11)$$

Интегрирование по импульсу протона выполняется элементарно:

$$w_{n_\nu \rightarrow p + e^-} = \frac{G_{\beta}^2 \phi_{ep}^2}{8\pi^2} \frac{g_{-1}^2(r_N)}{4\pi} \int d\vec{k}_e \delta(\varepsilon_{n_\nu} - \varepsilon_p - \varepsilon_e). \quad (12)$$

где $\varepsilon_{n_\nu} = \sqrt{m_{n_\nu}^2 + k_{n_\nu}^2}$, $\varepsilon_p = \sqrt{m_p^2 + k_p^2}$, $\varepsilon_e = \sqrt{m_e^2 + k_e^2}$.

Внерелятивистском пределе $\varepsilon_e \approx m_e + m_p + U_{n_\nu}$ в системе покоя нейтрония¹, где $U_{n_\nu} = m_{n_\nu} - m_p - m_e$ - внутренняя энергия нейтрония. В этом приближении

$$w_{n_\nu \rightarrow p + e^-} = \frac{G_{\beta}^2 \phi_{ep}^2}{2\pi} \frac{g_{-1}^2(r_N)}{4\pi} m_e \sqrt{2m_e U_{n_\nu}} \cdot F_c(\eta) \quad (13)$$

Множитель $F_c(\eta)$ в (13) учитывает влияние кулоновского поля на вылетающий электрон. В приближении точечного протона:

$$F_c(\eta) = \pi\eta \cdot \exp(\pi\eta) \cdot \text{sh}^{-1}(\pi\eta). \quad (14)$$

¹С точностью до малых поправок на кинетическую энергию ядра отдачи.

Параметр η в (14) равен $\eta = \alpha \varepsilon_e c^{-1} p_e^{-1}$, где α - постоянная тонкой структуры.

В результате соотношение (13) принимает вид

$$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-} = \frac{G_{\beta}^2 \phi_{ep}^2}{2\pi V_{eff}^{n_\nu}} m_e \sqrt{2m_e U_{n_\nu}} \cdot F_c(\eta) \quad (15)$$

Априорная оценка «эффективного объема нейтрония» $V_{eff}^{n_\nu} \approx 2.7 \text{ fm}^3$ в (15) обоснована тем, что реакция образования нейтрония идет на радиусе канала. Очевидно, что это значение никак не связано с «радиусом нейтрония» $r_0 \sim 3 \text{ \AA}$ [1].

В таблице 2 представлены значения величин w^0 и w^c без учета и с учетом кулоновского усиления, соответственно, и времени жизни нейтрония $\tau_{n_\nu}^c$.

Таблица 2

Зависимость скорости распада и времени жизни нейтрония от его внутренней энергии

$U_{n_\nu} [eV]$	$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-}^0$	$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-}^c$	$\tau_{n_\nu}^c$
10	$3.22 \cdot 10^3$	$2.36 \cdot 10^4$	$4.23 \cdot 10^{-5}$
10^2	$1.01 \cdot 10^4$	$2.62 \cdot 10^4$	$3.82 \cdot 10^{-5}$

Результаты расчетов также представлены графически на рис. 3.

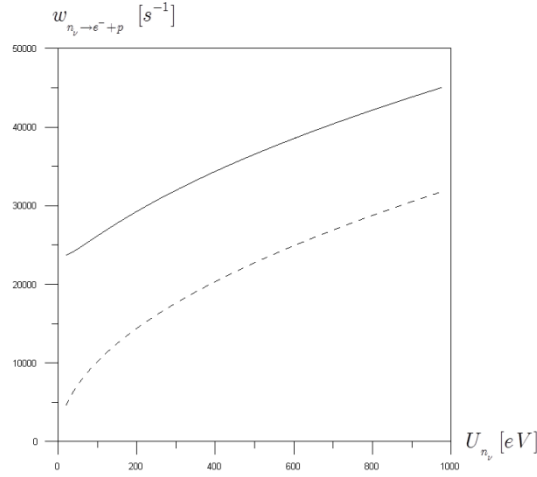


Рис. 3. Скорость распада нейтрония в зависимости от его внутренней энергии

Из таблицы 2 и рис. 3 видно, что при низких энергиях кулоновские эффекты существенны, а время жизни нейтрония $\tau_{n_\nu} \sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ на порядок больше времени жизни мюона $\tau_\mu = (2.197019 \pm 0.000021) \cdot 10^{-6} \text{ s}$ [4].

Согласно [3] каждой физической величине в квантовой механике соответствует определенный линейный оператор

$$(\hat{f}\Psi) = \int K(q, q') \Psi(q') dq' \quad (16)$$

где

$$K(q, q') = \sum_n f_n \Psi_n^*(q') \Psi_n(q) \quad (17)$$

Однако, эти соотношения верны тогда и только тогда, когда система волновых функций (ВФ) $\Psi_n(q)$ является полной.

В нашем случае появление «неожиданного» изолированного уровня (нейтриний), погруженного в непрерывный спектр, нарушает условие полноты системы волновых функций одночастичного кулоновского оператора, описывающего движение электрона в водородоподобном атоме, ядро которого с зарядом Z расположено в точке \vec{R} :

$$H_C = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{|\vec{R} - \vec{r}|} \quad (18)$$

Впервые на важность нейтринной компоненты в ВФ самосогласованного атома было указано в работе [2]. В соответствии с этим в квантовомеханических расчетах, необходимых для понимания порядка заполнения электронных оболочек стабильных атомов, следует учитывать вклад слабого взаимодействия.

Список литературы

1. Ратис Ю.Л. Нейтринный экзотом нейтриний. Гипотеза или реальность? Прикладная физика и математика, 2017. №1. с.28-73
2. Yu. Magarshak, J. Malinsky, "A Three-Dimensional Periodic Table ", Nature, vol.360: 113-114 (1992).
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики*. т.3, (Наука, Москва, 1989), 768 с.
4. Amsler C. *et al.* (Particle Data Group) The Review of Particle Physics. Phys. Lett. **B667**, 1 (2008).