

УДК 539.165.2

О ВОЗМОЖНОСТИ БЕЗНЕЙТРИННОГО РАСПАДА НЕЙТРОНА

А. Д. Гладун¹

В рамках нерелятивистской квантовой механики показано, что в энергетическом спектре электрона, движущегося в магнитном поле нейтрона, рассматриваемом как поле постоянного магнита сферической формы, имеется виртуальный уровень. Это означает, что возможен захват электрона нейтроном, что, в свою очередь, позволяет предсказать безнейтринный распад нейтрона, в котором роль недостающего нейтрино выполняет захваченный электрон. Каждый из двух родившихся электронов имеет возможность вновь испытать нейтронный захват, тем самым порождая цепную реакцию – некоторый каскадный процесс. Такую цепную реакцию можно наблюдать, если происходит ее обрыв. Наблюдаемый обрыв цепной реакции трудно отличить от обычного бета-распада нейтрона, поскольку пространственное и временное разрешение современных детекторов не позволяет регистрировать каскадные электроны.

1. *Введение.* Безнейтринный бета-распад атомных ядер был впервые предсказан Фарри (Furry) в 1939 г. [1]. Такой распад принадлежит к так называемому двойному бета-распаду, идущему по каналам [2]:

$$(\beta\beta)_{0\nu} : A(Z, N) \rightarrow A(Z + 2, N - 2) + 2e^{-}; \quad (1)$$

¹Московский физико-технический институт (Государственный университет); 141700 г. Долгопрудный, Россия, gladun@gephys.mipt.ru

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z - 2, N + 2) + 2e^+. \quad (2)$$

Здесь A – массовое число, Z – заряд, N – количество нейтронов в родительском ядре.

Двойной бета-распад имеет малую вероятность: ожидаемый период полураспада $T_{1/2} \gtrsim 10^{20} - 10^{22}$ лет. Это обусловлено тем, что такой распад описывается во втором порядке слабого взаимодействия. В этом процессе не сохраняется лептонное число, нейтрино является истинно нейтральной частицей, т.е. совпадает со своей античастицей. (Такое нейтрино принято называть майорановским.) Нейтрино, испускаемое в одном из элементарных актов одиночного бета-распада, поглощается во втором, например:

$$\left. \begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \nu_e, \\ n + \nu_e &\rightarrow p + e^-. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Диаграмма процесса (3) представлена на рис. 1.

Для того чтобы произошел двойной бета-распад, условия $\nu_e = \bar{\nu}_e$ недостаточно. Если масса нейтрино $m_\nu = 0$, то рождающееся в элементарном акте одиночного бета-распада (3) нейтрино полностью правополяризовано и не может поглотиться во втором акте, так как этот процесс обусловлен левыми токами. Если $m_\nu \neq 0$, то поляризация нейтрино не является полной: волновая функция нейтрино имеет примесь левополяризованного состояния с весом $m_\nu c^2 / \mathcal{E}_\nu$, где \mathcal{E}_ν – энергия нейтрино, c – скорость света. Следовательно, $(\beta\beta)_{0\nu}$ – распад может происходить для майорановского нейтрино, если $m_\nu \neq 0$.

Отметим, что механизм (3) двухнуклонный: в процессе участвуют два нейтрона. Это означает, что безнейтринный распад такого рода одного нейтрона невозможен. В данной статье мы обращаем внимание на процесс другого рода. Он происходит в первом порядке слабого взаимодействия. Его суть состоит в следующем.

В реальном эксперименте, в котором регистрируется распад нейтронов, поток нейтронов движется в определенной среде. Поэтому всегда возможен захват свободных и орбитальных электронов вещества на виртуальный уровень магнитного поля нейтрона. Наличие последнего показано ниже. В результате образуется “промежуточный атом”, который может претерпеть безнейтринный бета-распад:

$$n + e^- \rightarrow (ne^-) \rightarrow p + 2e^-. \quad (4)$$

Каждый из родившихся электронов имеет возможность вновь испытывать нейтронный захват, порождая тем самым цепную реакцию – некоторый каскадный процесс. Поскольку пространственное и временное разрешение современных детекторов не позволяет зарегистрировать наличие каскадных электронов, такую цепную реакцию можно наблюдать, если происходит ее обрыв.

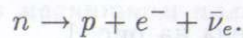
Отметим, что наблюдаемый обрыв цепной реакции трудно отличить от обычного бета-распада. В самом деле, закон сохранения энергии для (4) дает:

$$m_n c^2 + m_e c^2 - \Delta = m_p c^2 + T + \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2m_e c^2, \quad (5)$$

$$Q = T + \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \Delta. \quad (6)$$

Здесь m_n – масса нейтрона, m_p – масса протона, T – кинетическая энергия протона, \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 – кинетические энергии электронов, m_e – масса электрона, Δ – энергия прилипания захваченного электрона, Q – энергия реакции ($Q = m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2$).

Рассмотрим закон сохранения энергии для процесса



Имеем:

$$m_n c^2 = m_p c^2 + T + \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_\nu + m_e c^2 + m_\nu c^2 \quad (7)$$

или

$$Q_\beta = T + \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_\nu + m_\nu c^2. \quad (7)$$

Если принять, что $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_e$, $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_\nu$, $\Delta = m_\nu c^2$ с учетом того, что электрон и нейтрино суть фермионы и каскадные электроны не наблюдаемы, соотношения (6) и (7) неотличимы. Это создает дополнительные трудности в наблюдении безнейтринного распада нейтрона.

Можно видеть, что в процессе (4), как и в случае двойного бета-распада, не выполняется закон сохранения лептонного заряда: в системе (ne^-) он равен единице, в системе ($p + 2e^-$) он равен двум. Это свидетельствует о том, что реальное наблюдение процесса (4) будет означать регистрацию нарушения закона сохранения лептонного заряда.

Кроме того, в системе (ne^-) спин целый, а в системе ($p + 2e^-$) – полуцелый. По-видимому, в процессе (4) рождается фотино.

В статье имеется введение, заключение и три раздела, посвященные энергетическому спектру электрона, движущемуся в магнитном поле нейтрона, образованию промежуточного атома и кинетике цепных реакций.

2. Медленный электрон в магнитном поле нейтрона. В нерелятивистском приближении гамильтониан электрона в магнитном поле с векторным потенциалом \vec{A} имеет вид:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\vec{P}} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + 2\mu_B \hat{s} \vec{B}. \quad (8)$$

Здесь m – масса электрона, e – абсолютная величина его заряда, c – скорость света, μ_B – магнетон Бора, $\hat{P} = -i\hbar\nabla$, \hat{s} – спиновый оператор электрона, $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$.

Раскрывая в (8) скобку, находим

$$H = \frac{1}{2m}\hat{P}^2 + \frac{\mu_B}{\hbar}(\hat{P}\vec{A} + \vec{A}\hat{P}) + \frac{e^2}{2mc^2}\vec{A}^2 + 2\mu_B\hat{s}\vec{B},$$

где $\hat{P}\vec{A} - \vec{A}\hat{P} = -i\hbar\text{div}\vec{A}$, \hbar – постоянная Планка.

Пусть

$$\vec{A} = \begin{cases} \frac{[\vec{\mu}_n\vec{n}]}{R^3}r, & r < R; \\ \frac{[\vec{\mu}_n\vec{n}]}{r^2}, & r > R, \end{cases}$$

где $\vec{\mu}_n$ – магнитный момент нейтрона, R – его радиус, $\vec{n} = \vec{r}/r$, тогда:

$$\text{div}\vec{A} = 0;$$

$$\vec{B} = \begin{cases} \frac{2\vec{\mu}_n}{R^3}, & r < R; \\ \frac{3\vec{n}(\vec{\mu}_n\vec{n})}{r^3} - \frac{\vec{\mu}_n}{r^3}, & r > R. \end{cases}$$

Таким полем обладает постоянный магнит сферической формы.

Рассмотрим область $r < R$. Имеем:

$$\mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + 2\mu_B\left(\frac{\vec{A}\hat{P}}{\hbar} + \hat{s}\vec{B}\right) + \frac{r_e[\vec{\mu}_n\vec{n}]^2r^2}{2R^6}, \quad (9)$$

где r_e – классический радиус электрона. Можно видеть, что

$$\vec{A}\hat{P} = \vec{\mu}_n\frac{\hbar\vec{l}}{R^3}, \quad \hat{s}\vec{B} = \frac{2\vec{\mu}_n}{R^3}\vec{s}. \quad (10)$$

Полагая, что оператор магнитного момента нейтрона

$$\hat{\mu}_n = \frac{\mu_n}{s_n}\hat{s}_n, \quad (11)$$

где \hat{s}_n – спиновый оператор нейтрона, и подставляя (10) в (9) с заменой $\vec{\mu} \rightarrow \hat{\mu}$, находим выражение для гамильтониана в сферических координатах:

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2}{2m}\left[-\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)\right] + \frac{\hbar^2\vec{l}^2}{2mr^2} + \frac{2\mu_B\hat{\mu}_n}{R^3}(\vec{l} + 2\vec{s}) + \frac{r_e[\hat{\mu}_n\vec{n}]^2r^2}{2R^6}. \quad (12)$$

Усредним часть гамильтониана (12), зависящую от угловых переменных, по состоянию с заданным значением полного момента j электрона. После усреднения выражение в скобках в третьем члене гамильтониана (12) будет направлено вдоль \vec{j} . Поэтому третий член в (12) после усреднения имеет вид:

$$\frac{2\mu_B}{R^3} \overline{(\vec{\mu}_n \vec{j})} \left[\overline{(\vec{l} \vec{j})} + 2\overline{(\vec{s} \vec{j})} \right] \frac{1}{j(j+1)}. \quad (13)$$

Переходя в (13) к собственным значениям и учитывая (11), вместо (13) находим:

$$-\frac{2(\vec{s}_n \vec{j})}{s_n j(j+1)} (\vec{l} \vec{j} + 2\vec{s} \vec{j}) \frac{\mu_B |\mu_n|}{R^3}. \quad (14)$$

Поскольку сохраняющейся величиной является полный момент импульса $\vec{F} = \vec{j} + \vec{s}_n$, после усреднения по состоянию с заданным значением момента импульса F можно написать:

$$2(\vec{s}_n \vec{j}) = \frac{2(\vec{s}_n \vec{F})}{F(F+1)} (\vec{F} \vec{j}). \quad (15)$$

Таким образом, после усреднения по угловым переменным третий член гамильтониана (12) имеет вид

$$-\frac{\mu_B |\mu_n|}{R^3} q,$$

где

$$q = \frac{2(\vec{s}_n \vec{F})(\vec{F} \vec{j})}{s_n j(j+1)F(F+1)} (\vec{l} \vec{j} + 2\vec{s} \vec{j}). \quad (16)$$

Здесь и далее

$$\left. \begin{aligned} 2(\vec{s}_n \vec{F}) &= F(F+1) + s_n(s_n+1) - j(j+1); \\ 2(\vec{F} \vec{j}) &= F(F+1) + j(j+1) - s_n(s_n+1); \\ 2(\vec{l} \vec{j}) &= j(j+1) + l(l+1) - s(s+1); \\ 2(\vec{s} \vec{j}) &= j(j+1) + s(s+1) - l(l+1); \\ 2(\vec{s} \vec{l}) &= j(j+1) + l(l+1) - s(s+1), \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

где $l = 0, 1, 2, \dots$; $j = l \pm \frac{1}{2}$; $F = j \pm \frac{1}{2}$. Последний член в выражении (12) можно записать в виде:

$$\frac{r_e}{2} \frac{[\hat{\vec{\mu}} \vec{n}]^2}{R^6} r^2 = \frac{r_e}{2R^6} \frac{\mu_n^2}{s_n^2} \left[\hat{s}_n^2 - (\hat{s}_n \vec{n})^2 \right] r^2. \quad (18)$$

Полагая в формуле для матриц Паули

$$(\hat{\sigma} \vec{a})(\hat{\sigma} \vec{b}) = \vec{a} \vec{b} - i\vec{\sigma}[\vec{a} \vec{b}]$$

$\vec{a} = \vec{b} = \vec{n}$, находим:

$$(\hat{\sigma}\vec{n})^2 = 1; \quad (\vec{s}\vec{n})^2 = \frac{1}{4}.$$

Таким образом, вместо (18) имеем:

$$\frac{r_e [\hat{\mu}\vec{n}]^2}{2 R^6} r^2 = \frac{\mu_n^2 r_e}{R^6} r^2, \quad (r < R).$$

Выражение для эффективной потенциальной энергии приобретает вид:

$$U = \frac{A}{r^2} + Br^2 + C, \quad (r < R),$$

где

$$A = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m}, \quad B = \frac{\mu_n^2 r_e}{R^6}, \quad C = -\frac{\mu_B |\mu_n|}{R^3} q.$$

Введем безразмерные величины:

$$U = \mathcal{E}_0 U', \quad A = \mathcal{E}_0 R^2 A', \quad B = \frac{\mathcal{E}_0}{R^2} B', \quad C = \mathcal{E}_0 C', \quad r = Rr',$$

где

$$\mathcal{E}_0 = \frac{\mu_B |\mu_n|}{R^3} = 4.6 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} = 29 \text{ МэВ};$$

$$R = 1.25 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Опуская штрихи, находим

$$U = \frac{A}{r^2} + Br^2 + C, \quad (r < 1), \quad (19)$$

где

$$A = \frac{\hbar^2 (l+1)lR}{2m\mu_B |\mu_n|}, \quad B = \frac{|\mu_n| r_e}{R\mu_B}, \quad C = -q.$$

Пусть $l = 0$, тогда

$$A = 0, \quad B = 2.4 \cdot 10^{-3}, \quad C = -q.$$

Поскольку при этом $j = \frac{1}{2}$, квантовое число F принимает два значения: 0 и 1. В силу (16) и (17) величина C также имеет два значения $-C_1$ и C_2 . Можно видеть, что

$$C_1 = 0, \quad C_2 = -4.$$

Среднее значение $\bar{C} = -2$.

Рассмотрим область $r > R$. Вместо (12) здесь имеем:

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] + \frac{\hbar^2 \hat{l}^2}{2mr^2} + \frac{2\mu_B \hat{\mu}_n}{r^3} \left[\hat{l} + 3(\hat{s}\vec{n})\vec{n} - \hat{s} \right] + \frac{r_e [\hat{\mu}_n \vec{n}]^2}{2r^4}. \quad (20)$$

Аналогично предыдущему усредним часть гамильтониана (20), зависящую от угловых переменных, по состоянию с заданным значением полного момента j электрона. После усреднения выражение в квадратных скобках в третьем члене гамильтониана (20) будет направлено вдоль \vec{j} . После усреднения третий член в (20) имеет вид:

$$\frac{2\mu_B (\hat{\mu}_n \vec{j})}{j(j+1)} \left[(\vec{l}\vec{j}) + 3(\hat{s}\vec{n})(\vec{n}\vec{j}) - (\hat{s}\vec{j}) \right] \frac{1}{r^3}. \quad (21)$$

Можно показать [4], что среднее значение тензора $n_i n_k$ равно

$$\overline{n_i n_k} = a \left[\hat{l}_i \hat{l}_k + \hat{l}_k \hat{l}_i - \frac{2}{3} \delta_{ik} l(l+1) \right] + \frac{2}{3} \delta_{ik}, \quad (22)$$

где

$$a = -\frac{1}{(2l-1)(2l+3)}.$$

Подставляя (22) в (21), переходя к собственным значениям и учитывая (15), можно убедиться в том, что третий член гамильтониана (20) после усреднения по угловым переменным имеет вид:

$$-\frac{\mu_B |\mu_n|}{r^3} q_0,$$

где

$$q_0 = \frac{2(\vec{s}_k \vec{F})(\vec{F}\vec{j})}{s_n j(j+1)F(F+1)} \left[(\vec{l}\vec{j}) + \frac{2l(l+1)(\vec{s}\vec{j}) - 6(\vec{s}\vec{l})(\vec{s}\vec{j})}{(2l-1)(2l+3)} \right]. \quad (23)$$

Последний член в (20) можно записать в виде:

$$\frac{r_e [\hat{\mu}_n \vec{n}]^2}{2r^4} = \frac{\mu_n^2 r_e}{r^4}, \quad r > R.$$

Выражение для эффективной потенциальной энергии приобретает вид:

$$U = \frac{A}{r^2} + \frac{B_0}{r^4} + \frac{C_0}{r^3}, \quad (r > R),$$

где

$$B_0 = \mu_n^2 r_e, \quad C_0 = -\mu_B |\mu_n| q_0.$$

Введем безразмерные величины: $U = \varepsilon_0 U'$; $A = \varepsilon_0 R^2 A'$; $B_0 = \varepsilon_0 R^4 B'_0$; $C_0 = \varepsilon_0 R^3$; $r = Rr'$. Опуская штрихи, находим

$$U = \frac{A}{r^2} + \frac{B_0}{r^4} + \frac{C_0}{r^3}, \quad (r > 1),$$

где $B_0 = B$, $C_0 = -q_0$. Таким образом, для эффективной потенциальной энергии окончательно имеем:

$$U = \begin{cases} \frac{A}{r^2} + Br^2 + C, & (r < 1); \\ \frac{A}{r^2} + \frac{B}{r^4} + \frac{C_0}{r^3}, & (r > 1). \end{cases} \quad (24)$$

Вычислим константу C_0 для $l = 0$. Поскольку при этом $j = \frac{1}{2}$ и $F = 0; 1$, из (17) находим для $F = 0$:

$$2(\vec{s}_n \vec{F}) = 0, \quad \text{т.е. } C_0 = 0.$$

Для $F = 1$ имеем:

$$2(\vec{s}_n \vec{F}) = 2; 2(\vec{F} \vec{j}) = 2; 2(\vec{l} \vec{j}) = 0; 2(\vec{s} \vec{j}) = \frac{3}{2}; 2(\vec{s} \vec{l}) = 0,$$

т.е. $C_0 = 0$. Следовательно, для $l = 0$ константа $C_0 = 0$.

Таким образом, для $l = 0$ функция (24) имеет вид:

$$U = \begin{cases} Br^2 + C, & r < 1 \\ \frac{B}{r^4}, & r > 1, \end{cases} \quad (25)$$

где $B = 2.4 \cdot 10^{-3}$, $C = -2$.

График функции (25) для $r < 1$ можно аппроксимировать с хорошей точностью прямоугольной потенциальной ямой. График схематически представлен на рис. 2.

Высота барьера равна $B \cdot 2.9 \cdot 10^7 \text{ эВ} = 70 \text{ кэВ}$, глубина потенциальной ямы 58 МэВ .

Отметим, что безразмерная комптоновская длина $\lambda_e/2\pi$ электрона равна $3.1 \cdot 10^3$, т.е. значительно превышает ширину ямы ($\lambda_e/2\pi \gg 1$). Глубина ямы велика по сравнению с энергией покоя электрона. Это означает, что необходимые условия для возможности описания взаимодействия частиц с помощью потенциальной ямы не выполнены [4]. Рассмотренная ситуация представляется поэтому не имеющей реального физического смысла.

Однако, если рассматривать движение медленного электрона в поле с потенциальной энергией

$$V = \begin{cases} U & \text{при } r \leq d; \\ 0 & \text{при } r > d \end{cases} \quad (26)$$

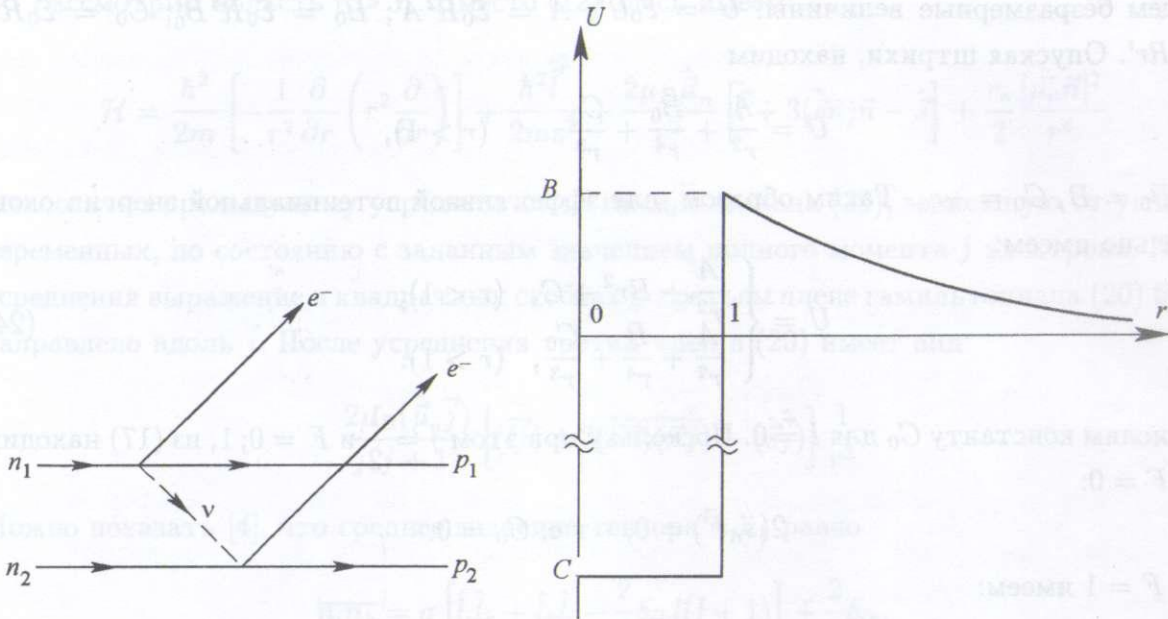


Рис. 1. Диаграмма безнейтринного канала $(\beta\beta)_{0\nu}$ двойного бета-распада в двухнейтринном механизме.

Рис. 2. График функции (25).

на расстояниях $r > d$, где $d > \lambda_e/2\pi$, не интересуясь не только структурой функции $U(r)$ при $r < d$, но и возможностью ее существования, задача приобретает определенный физический смысл [5].

3. *Образование промежуточного атома.* Рассмотрим движение медленного электрона энергии \mathcal{E} в поле с потенциальной энергией (26), где $d \sim 10^4$. Уравнение Шредингера для радиальной волновой функции $R_0(r)$ (при $l = 0$) в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{d^2\chi}{dr^2} + \alpha(\mathcal{E} - V)\chi = 0. \quad (27)$$

Здесь

$$\chi(r') = Rr'R_0(Rr'), \quad \alpha = \frac{2mR^2}{\hbar^2}\mathcal{E}_0 = 1.2 \cdot 10^{-3}$$

(штрихи в (27) опущены). Функция $\chi(r)$ должна удовлетворять граничному условию $\chi(0) = 0$ и асимптотическому соотношению

$$\chi(r) = \text{const} \cdot \sin(kr + \delta),$$

где $k = \sqrt{\alpha\mathcal{E}}$.

В силу предыдущего уравнение (27) можно записать в виде:

$$\frac{d^2\chi}{dr^2} - \alpha U\chi = 0, \quad r \leq d; \quad (28)$$

$$\frac{d^2\chi}{dr^2} + \alpha\mathcal{E}\chi = 0, \quad r > d. \quad (29)$$

В уравнении (28) мы пренебрегли величиной \mathcal{E} по сравнению с U .

Условие сшивания решений уравнений (28) и (29) в точке $r = d$ заключается в непрерывности логарифмической производной χ'/χ . Однако вместо того, чтобы рассматривать движение в области $r \sim d$, наложим на решение в области $r > d$ должным образом подобранное условие для χ'/χ при малом r . Поскольку решение в области $r > d$ медленно меняется при $r \rightarrow 0$, можно формально отнести это условие к точке $r = 0$. Уравнение (28) не содержит \mathcal{E} в области $r \sim d$. Это означает, что заменяющее его граничное условие также не должно зависеть от энергии электрона, т.е. оно должно иметь вид [4]

$$\left. \frac{\chi'}{\chi} \right|_{r=0} = -\kappa, \quad (30)$$

где κ – некоторая постоянная. Это же условие справедливо для малой отрицательной энергии $\mathcal{E} = -|\varepsilon|$, при этом из (29) имеем:

$$\chi = \text{const} \cdot \exp(-\sqrt{\alpha|\varepsilon|r}). \quad (31)$$

Подстановка (31) в (30) дает:

$$\kappa = \sqrt{\alpha|\varepsilon|}. \quad (32)$$

Применим граничное условие (30) к волновой функции, представляющей собой точное общее решение уравнения (29) при $\mathcal{E} > 0$. В результате получим

$$\text{ctg}\delta = -\sqrt{\frac{|\varepsilon|}{\mathcal{E}}}. \quad (33)$$

Амплитуда рассеяния

$$f = \frac{1}{2ik} (e^{2i\delta} - 1) = \frac{1}{k(\text{ctg}\delta - i)}.$$

Подставляя сюда (33), находим

$$f = -\frac{1}{\sqrt{\alpha|\varepsilon|} + i\sqrt{\alpha\mathcal{E}}}. \quad (34)$$

Полное сечение рассеяния

$$\sigma = \frac{4\pi}{\alpha(\mathcal{E} + |\varepsilon|)}. \quad (35)$$

Полученная формула допускает следующую интерпретацию [5]. Подвергаем функцию $V(r)$ небольшому изменению. При этом изменится и граничное условие (30). Соответствующим изменением функции $V(r)$ можно добиться обращения κ в нуль, а затем сделать малой отрицательной величиной, при этом получим ту же формулу (34) для амплитуды рассеяния и ту же формулу (35) для сечения. Однако величина $|\varepsilon| = \frac{\kappa^2}{\alpha}$ не является теперь уровнем энергии для поля $V(r)$. Это обстоятельство выражают обычно словами о том, что поле имеет виртуальный уровень, подразумевая, что хотя никакого близкого к нулю уровня нет, но уже небольшого изменения поля было бы достаточно для того, чтобы такой уровень появился.

Здесь уместно обратить внимание на некоторую классическую аналогию. Изучая на основе интегрирования уравнения Гамильтониана–Якоби движение электронов в поле постоянного магнитного момента \vec{M} , т.е. в поле, обладающем вектор-потенциалом

$$\vec{A} = \frac{[\vec{M}\vec{r}]}{r^3},$$

в работе [3] определены возможные классические траектории электрона. Показано в частности, что в экваториальной плоскости магнитного момента возможны траектории, свидетельствующие о том, что магнитный момент может выполнять функции магнитной ловушки.

На основании изложенного можно утверждать, что возможно образование промежуточного атома – захват электрона нейтроном.

4. *Кинетика цепных реакций.* Пусть N_e – число нейтронов в данном объеме, захвативших электрон (число промежуточных атомов), N_β – число нейтронов в данном объеме, захвативших электрон и испытавших бета-распад, τ_e – среднее по отношению к бета-распаду время жизни промежуточного атома, τ_0 – среднее время отсутствия обрыва в цепи, τ – среднее время жизни одного поколения цепной реакции, k – коэффициент размножения, тогда имеем:

$$\frac{dN_e}{dt} = -\frac{N_e}{\tau_e}; \quad (36)$$

$$\frac{dN_\beta}{dt} = \frac{k-1}{\tau} N_\beta. \quad (37)$$

Для того чтобы за время τ_0 отсутствия обрыва в цепи появился обрыв, необходимо, чтобы произошли следующие события: распад промежуточного атома, рождение поколения

цепи, обрыв цепи. Перемножая вероятности этих событий, находим:

$$\frac{\tau_0}{\tau_e} \frac{k-1}{\tau} \tau_0 \frac{\tau_0}{\tau_0} = \Lambda \tau_0,$$

где Λ – эффективная постоянная распада. Это означает, что

$$(k-1)\tau_0 = \Lambda \tau \tau_e. \quad (38)$$

Соотношение (38) является условием осуществления цепной реакции. Поскольку $\tau_e = \frac{1}{\lambda}$, где λ – постоянная бета-распада нейтрона, а $\tau_0 = s\tau$, где s – среднее число поколений цепной реакции, (38) дает:

$$(k-1)s = \frac{\Lambda}{\lambda}. \quad (39)$$

Если, например, $k-1 = 10^{-3}$, $\Lambda \sim \lambda$, то $s \sim 10^3$.

Рассмотрим некоторые статистические свойства цепных реакций. Пусть в заданном объеме происходит одновременно большое количество цепных реакций. Будем полагать, что каждому нейтрону, захватившему электрон и участвующему в цепных реакциях, соответствуют лишь два события: обрыв есть или его нет. Пусть $P(t)$ – вероятность того, что достоверно отсутствующий обрыв в момент $t = 0$ еще отсутствует в момент t . Тогда величина $(-dP)$ есть вероятность обрыва цепи за период между t и $t + dt$. Можно видеть, что

$$-dP = aPdt, \quad (40)$$

поскольку вероятность обрыва за промежуток времени dt равна произведению вероятности $a dt$ обрыва, достоверно отсутствующего в момент t , на вероятность P того, что обрыв в момент t отсутствует.

Интегрируя (40) с начальным условием $P(0) = 1$, находим

$$P(t) = e^{-at}.$$

Для одного нейтрона в цепи вероятность отсутствия обрыва за время t равна

$$P_0 = e^{-at},$$

вероятность обрыва

$$P_1 = 1 - e^{-at}.$$

Для двух нейтронов, захвативших электрон и испытавших одновременно бета-превращения в каскадных процессах, вероятность наблюдать за время t ноль, один и два обрыва соответственно равны:

$$P_0 = e^{-2at}; \quad P_1 = 2e^{-at}(1 - e^{-at}); \quad P_2 = (1 - e^{-at})^2.$$

Для m таких нейтронов имеем:

$$P_0 = e^{-mat}; \quad P_1 = me^{-(m-1)at}(1 - e^{-at}); \quad \dots$$

$$P_n = \frac{m!}{n!(m-n)!} e^{-(m-n)at} (1 - e^{-at})^n.$$

Полагая, что $n \ll m$ и $at \ll 1$, приходим к распределению Пуассона

$$P_n = \frac{(mat)^n}{n!} e^{-mat}.$$

Заметим, что наблюдать обрыв цепной реакции – это значит зарегистрировать дочерний протон и бета-электрон. Поскольку

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(mat)^n}{n!} e^{-mat} = 1,$$

для среднего числа регистрируемых за время t дочерних частиц имеем:

$$\overline{n(t)} = \sum_{n=0}^{\infty} nP = mat. \quad (41)$$

Средняя активность при этом

$$A = \frac{\overline{n}}{t} = ma. \quad (42)$$

Дисперсия определяется формулой:

$$D = \overline{n^2} - (\overline{n})^2.$$

Величину $(\overline{n})^2$ находим из (41). Для $\overline{n^2}$ имеем:

$$\begin{aligned} \overline{n^2} &= \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P_n = \\ &= (mat)^2 \sum_{n=0}^{\infty} [n(n-1) + n] (mat)^{n-2} \frac{e^{-mat}}{n!} = \\ &= (mat)^2 + mat = (\overline{n})^2 + \overline{n}. \end{aligned}$$

Отсюда для дисперсии получаем:

$$D = \bar{n} = mat. \quad (43)$$

Стандартное отклонение при этом равно \sqrt{mat} . Измеряя на опыте активность (42) и дисперсию (43) за время измерения t , можно определить параметры цепных реакций m и a .

Основное утверждение данной работы состоит в следующем. Энергетический спектр электрона в магнитном поле нейтрона содержит виртуальный уровень. Классическое рассмотрение задачи [3] показывает возможность захвата. Это означает, что возможен захват электрона нейтроном.

Поэтому можно сделать вывод о существовании безнейтринного распада нейтрона в первом порядке слабого взаимодействия, в котором роль недостающего нейтрино играет захваченный электрон. Такой распад регистрируется как обрыв возникающей цепной реакции. Трудность экспериментального наблюдения этого обрыва состоит в необходимости отличить его от обычного бета-распада нейтрона.

Для экспериментального обнаружения описанного эффекта целесообразно, по-видимому, исследовать зависимость периода полураспада от плотности вещества, в котором движется исследуемый поток нейтронов, а также изучать распад холодных и очень холодных нейтронов. Уместно также использовать внешние потоки элеткронов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] W. H. Furry, Phys. Rev. **56**, 1184 (1939).
- [2] Massari Doi, Tsunejuki Koton and Eiichi Takasugi, Progr. Theor. Phys. Supplement No. 83 (1985).
- [3] С. А. Богуславский, *Избранные труды по физике* (М., Физматлит, 1961).
- [4] А. И. Бязь, Я. Б. Зельдовия, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (М., Физматлит, 1984).
- [5] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: том III. Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М., Физматлит, 2004).

Поступила в редакцию 22 ноября 2008 г.