УДК 539.123

DOI: 10.18384/2310-7251-2020-2-64-77

ВКЛАД МАССЫ НЕЙТРИНО (АНТИНЕЙТРИНО) В ПОЛЯРИЗАЦИИ И АСИММЕТРИИ ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССАХ β -РАСПАДА

Самсоненко Н. В.¹, Ндахайо Ф.², Алибин М. А.¹

¹ Российский университет дружбы народов
117198, г. Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 8, Российская Федерация

² Руандийский университет
KK737, г. Кигали, Джикондо-стрит, P.O. Box 4285, Руанда

Аннотация.

Цель статьи – оценить возможность определения массы нейтрино (антинейтрино) по измерению относительных характеристик вместо традиционного измерения энергетического спектра электронов (позитронов) в его конце.

Процедура и методы исследования. Идея метода состоит в минимизации влияния плохо изученных структур ядер и нуклонов на измеряемые в экспериментах относительные величины, такие как поляризации и асимметрии частиц.

Результаты исследования. Теоретически показана возможность проведения новых лабораторных экспериментов по определению величины массы нейтрино (антинейтрино) с помощью измерения асимметрий и поляризаций частиц вместо традиционного измерения энергетического спектра электронов (позитронов) в его конце. Такие эксперименты до сих пор не проводились.

Теоретическая и практическая значимость. Результаты исследования помогут лучше понять основы физики нейтрино и слабых взаимодействий.

Ключевые слова: нейтрино, антинейтрино, бета-распад, асимметрия, угловая корреляция, поляризация, масса частицы, ядерный матричный элемент

CONTRIBUTION OF NEUTRINO (ANTINEUTRINO) MASS IN POLARIZATIONS AND ASYMMETRIES OF PARTICLES IN β -DECAY PROCESSES

N. Samsonenko¹, F. Ndahayo, M. Alibin¹

¹ Peoples' Friendship University of Russia
ul. Miklukho-Maklaya 6, 117198 Moscow, Russian Federation

² University of Rwanda
Gikondo – Street, KK 737, P.O. Box 4285, Kigali, Rwanda

Abstract.

Purpose. The possibility of determining the neutrino mass (antineutrino) is evaluated by measuring relative characteristics instead of the traditional measurement of the electron energy spectrum (positrons) at its end.

Methodology and Approach. The idea of the method is to minimize the influence of poorly studied structures of nuclei and nucleons on relative quantities measured in experiments, such as polarizations and asymmetries of particles.

Results. The possibility of conducting new laboratory experiments to determine the neutrino mass (antineutrino) by measuring asymmetries and polarizations of particles instead of the traditional measurement of the energy spectrum of electrons (positrons) at its end is theoretically shown.

Theoretical and Practical implications. The results of the study will help better understand the neutrino physics and the theory of electroweak interactions.

Keywords: neutrino, antineutrino, beta-decay, asymmetry, angular correlation, polarization, mass of the particle, nuclear matrix element

1. Введение

В настоящее время большинство экспериментов, которые проводятся для определения величины массы нейтрино (антинейтрино), сосредоточены на том, чтобы получить её значение путём изучения кинематических множителей в выражениях для дифференциальной вероятности бета-распадов ядер. Однако желательно учитывать влияние массы нейтрино в лептонной и нуклонной частях матричного элемента (через законы сохранения энергии и импульса). В связи с тем, что множитель, отвечающий за нуклонную (ядерную) часть, зависит от плохо изученной нуклонной (ядерной) структуры, это является чрезвычайно трудной задачей. На примере данной работы предлагается проводить эксперименты по измерению относительных характеристик, таких как степень продольной поляризации электронов (позитронов) и коэффициент асимметрии электронов (позитронов) «вперёд-назад», которые дают возможность минимизировать влияние малоизвестных эффектов нуклонной (ядерной) структуры.

2. Методы исследования

Бета-распад становится возможным тогда, когда замена в атомном ядре нейтрона на протон (или, наоборот, протона на нейтрон) энергетически выгодна и получающееся новое ядро имеет меньшую массу покоя, а, значит, большую энергию связи. То есть суть явления заключается в том, что ядро испускает лептоны (электрон и электронное антинейтрино, или же позитрон и электронное нейтрино), переходя в ядро с тем же самым значением массового числа A , но с другим атомным номером Z , большим или меньшим на единицу в зависимости от $\beta^\pm$ -распада. Избыток энергии распределяется между продуктами реакции.

2.1. Лагранжиан слабого взаимодействия

На основании того, что каждая из частиц, участвующих в процессе, удовлетворяет уравнению Дирака, Ферми построил для β^- -распада нейтрона внутри ядра

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e. \quad (1)$$

функцию Лагранжа (инвариантную относительно собственных преобразований Лоренца и имеющую форму произведения «вектор на вектор») [1]:

$$L = G_F (\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_{\bar{\nu}}). \quad (2)$$

Здесь: $G_F = 1,026 \cdot 10^{-5} m_p^{-2}$ – постоянная Ферми; $\bar{\Psi}_p$ – оператор рождения протона; Ψ_n – оператор уничтожения нейтрона; $\Psi_{\bar{\nu}}$ – оператор рождения анти-нейтрино; $\bar{\Psi}_e$ – оператор рождения электрона; γ_μ – матрицы Дирака. Позднее выяснилось, что при β^- -распаде нейтрона нарушается чётность [2], и в рамках ток-токовой теории Лагранжиан слабого взаимодействия для процесса (1), в случае 4-компонентного массивного антинейтрино, может быть представлен как [3]:

$$L = \sum_{j=A,V} C_j (\bar{\Psi}_p O^j \Psi_n) (\bar{\Psi}_e O^j \Psi_{\bar{\nu}}). \quad (3)$$

Здесь $O_V = \gamma_\mu$; $O_A = \gamma_\mu \gamma_5$; C_V, C_A – векторная и аксиально-векторная константы связи [3]. В этом случае квадрат модуля матричного элемента процесса (1) можно записать в виде:

$$|M|^2 = M^+ M = C_j C_{j'} (\bar{u}_{\bar{\nu}} O_\alpha^j u_e) (\bar{u}_e O_\beta^{j'} u_{\bar{\nu}}) (\bar{u}_n O_\alpha^j u_p) (\bar{u}_p O_\beta^{j'} u_n) = G_F^2 L_{\alpha\beta} N_{\alpha\beta}. \quad (4)$$

Здесь и далее подразумевается суммирование по повторяющимся индексам. Кроме того, в дальнейшем в формуле (4) мы опускаем верхние индексы суммирования j, j' , которые тем не менее подразумеваются. В формуле (4) лептонный $L_{\alpha\beta}$ и нуклонный $N_{\alpha\beta}$ тензоры определяются выражениями: $L_{\alpha\beta} = (\bar{u}_{\bar{\nu}} O_\alpha u_e) (\bar{u}_e O_\beta u_{\bar{\nu}})$, $N_{\alpha\beta} = (\bar{u}_n O_\alpha u_p) (\bar{u}_p O_\beta u_n)$. В выражении (4) $u_i, \bar{u}_i$ – дираковские спинорные амплитуды, соответствующие волновым функциям Ψ_i и $\bar{\Psi}_i$, где $i = e, \bar{\nu}, n, p$. В случае массивных антинейтрино левые и правые состояния присутствуют в волновой функции:

$$\Psi_{\bar{\nu}} \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \Psi_{\bar{\nu}} + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \Psi_{\bar{\nu}}. \quad (5)$$

В Лагранжиане вида (3), который вполне симметричен, не содержатся члены, нарушающие Р-чётность, несмотря на присутствие в выражении γ_5 матриц, также как и в выражении (5). Однако, если в конце вычисления зафиксировать спиральность антинейтрино, например, как положительную, а именно ($s_{\bar{\nu}} = +1$), то автоматически отбрасывается второе слагаемое в выражении (5), что немедленно приводит к нарушению пространственной чётности. Из формулы (4) следует, что в общем случае квадрат модуля матричного элемента нельзя факторизовать (представить его как произведение двух скалярных функций), так как он является произведением лептонного и нуклонного тензоров с суммированием

по повторяющимся индексам. Общее выражение для дифференциальной вероятности процессов β -распада может быть представлено формулой [3]:

$$dW = (2\pi)^{-5} K |M|^2 E_e p_e p_\nu dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu. \quad (6)$$

Здесь K – кинематический множитель, зависящий от импульса p , энергии E и массы m частиц. Лептонный тензор $L_{\alpha\beta}(E_\nu, m_\nu, \kappa, \theta, s_e)$ зависит от энергии, массы антинейтрино, примеси правых токов (параметра $\kappa = a_A/a_V \neq 1$), телесного угла θ вылета электрона или антинейтрино и от спиральности электрона s_e . Нуклонный тензор $N_{\alpha\beta}(E_\nu, m_\nu, \kappa, G_2, \text{ядр. стр.})$ зависит от величины массы нейтрино (через законы сохранения энергии-импульса), а также от ядерной структуры и возможной примеси токов второго рода G_2 по классификации Вайнберга [4–6]:

$$N_{\alpha\beta} = N_{\alpha\beta}(E_\nu, m_\nu, \kappa, G_2, \text{ядр. стр.}). \quad (7)$$

Все эти факторы вносят неопределённости в поведение кривой энергетического спектра электронов в его конце. В общем случае вероятность распада есть произведение тензоров, но для чистых Фермиевских переходов (нуклонный ток является в основном только векторным) и для чистых Гамов-Теллеровских переходов [7] (нуклонный ток является в основном только аксиальным) тензорное произведение в (4) можно факторизовать, то есть разложить на скалярные множители, тем самым представить его как произведение двух скалярных функций:

$$L_{\alpha\beta} \cdot N_{\alpha\beta} = L(E_\nu, m_\nu, \kappa, \theta, s_e) \cdot N(E_\nu, m_\nu, \kappa, G_2, \text{ядр. стр.}). \quad (8)$$

Но и в этом случае вероятность бета-распада всё ещё пропорциональна плохо изученной ядерной структуре, заключённой в нуклонной части этого выражения. Неопределённости, содержащиеся в нуклонной функции N ядерного матричного элемента, могут быть устранены путём измерения относительных характеристик: различных асимметрий в угловом распределении, поляризации частиц и т. д. Тогда член N в числителе и знаменателе сокращается, что будет продемонстрировано частично в пункте 2.4 данной работы. Например, степень продольной поляризации электронов и коэффициент угловой «электрон-антинейтринной» корреляции «вперёд-назад» будут представлены формулами [8]:

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{[L(s_e = +1) - L(s_e = -1)] N(\kappa, G_2, \text{ядр. стр.})}{[L(s_e = +1) + L(s_e = -1)] N(\kappa, G_2, \text{ядр. стр.})} = \\ &= \frac{L(s_e = +1) - L(s_e = -1)}{L(s_e = +1) + L(s_e = -1)}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$A_{ev} = \frac{[L(0^\circ) - L(180^\circ)] N(\kappa, G_2, \text{ядр. стр.})}{[L(0^\circ) + L(180^\circ)] N(\kappa, G_2, \text{ядр. стр.})} = \frac{L(0^\circ) - L(180^\circ)}{L(0^\circ) + L(180^\circ)}. \quad (10)$$

2.2. Зависимость кинематического множителя от массы нейтрино

Ферми считал, что основная зависимость от m_ν сосредоточена в кинематическом множителе, который имеет вид [1]:

$$W \sim K = (W_0 - E_e + m_\nu) \left[(W_0 - E_e + m_\nu)^2 - m_\nu^2 \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Здесь W_0 – максимальная энергия электрона; m_ν – масса покоя нейтрино (антинейтрино); E_e – энергия электрона. Предполагалось, что ядерный матричный элемент очень слабо зависит от m_ν , то есть, его можно считать константой, что верно с относительной точностью $\sim 10^{-3}$. Он проанализировал влияние массы антинейтрино в конце спектра в случае трёх различных значений его массы:

1. $m_\nu = 0$; 2. $m_\nu \gtrsim 0$; 3. $m_\nu \gg 0$.

Рис. 1. Энергетический спектр электронов бета-распада в его конце, приведённый Ферми.

Fig. 1. The energy spectrum of beta decay electrons at its end, given by Fermi.

Источник: [1, с. 535].

Рис. 2. Реальный энергетический спектр электронов бета-распада в его конце в 2 случаях.

Fig. 2. The real energy spectrum of beta decay electrons at its end in 2 cases.

Источник: данные авторов.

Как видно из рис. 1 работы [1], все три графика сходятся в одной точке на оси абсцисс E_e независимо от величины массы антинейтрино, что не согласуется с законом сохранения энергии. В своих рассуждениях Ферми не учёл тот факт, что в присутствии массы покоя антинейтрино (нейтрино), конец графика энергетического спектра электронов должен смещаться влево точно на величину массы антинейтрино m_ν , как показано на рис. 2. Действительно, часть энергии распада расходуется на образование массы антинейтрино.

2.3. Зависимость дифференциальной вероятности от ядерной структуры на примере β -распада трития

Дифференциальная вероятность наблюдаемого экспериментально процесса β -распада трития:

$${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (12)$$

может быть записана как:

$$dW = N(E_e) dE_e. \quad (13)$$

Энергетический спектр электронов $N(E_e)$ задаётся формулой [9]:

$$N(E_e) = 4(2\pi)^{-3} G_F^2 \beta_V^2 p_e E_e K f_{\text{цм}} F(Z, E_e) \xi F(F_i, E_e, W_0, m_\nu). \quad (14)$$

Здесь $\xi = a_V^2 (1 + \kappa^2)$; $\kappa = a_A / a_V$, где $a_V, a_A, (\beta_V, \beta_A)$ – векторные и аксиально-векторные константы связи лептонного (адронного) тока; p_e, E_e – импульс и энергия электрона; $f_{\text{цм}}$ – функция, учитывающая влияние центра масс, $F(Z, E_e)$ – кулоновский поправочный множитель.

В оболочечной модели ядра функция Ферми-Кюри имеет вид [9]:

$$\left[N(E_e) / F(Z, E_e) f_{\text{цм}} p_e E_e \right]^{\frac{1}{2}} = 2(2\pi)^{-\frac{3}{2}} G_F \beta_V \left\{ K \xi F(F_i, E_e, W_0, m_\nu) \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

где $F(F_i, E_e, W_0, m_\nu) = A_0 + A_1 / M + A_2 / M^2$ – функция, учитывающая влияние ядерной структуры, в которой слагаемые A_0, A_1, A_2 имеют вид:

$$\begin{aligned} A_0 &= F_i^2 (1 - C) + 3\lambda^2 F_A^2 (1 + C), \\ A_1 &= -2\lambda F_A \gamma_\mu (\beta_\nu p_\nu - \beta_e p_e) + \lambda^2 (F_A + q_0 F_p - 2M F_T) F_A (\beta_\nu p_\nu + \beta_e p_e), \\ A_2 &= \frac{\mu^2}{2} \left[(1 + C) p^2 - \frac{4}{3} \beta_\nu p_\nu \beta_e p_e \right] + \\ &+ \frac{\lambda^2}{4} (F_A + q_0 F_p - 2M F_T)^2 \left[(1 - C) p^2 + \frac{2}{3} \beta_\nu p_\nu \beta_e p_e \right], \end{aligned} \quad (16)$$

$$p^2 = p_e^2 + p_\nu^2,$$

$$C = \frac{m_e m_\nu (1 - \varkappa^2)}{E_\nu E_e (1 + \varkappa^2)}.$$

Здесь $\lambda = \left| -\frac{\beta_A}{\beta_\nu} \right|$, $\beta_e = \frac{p_e}{E_e}$, $\beta_\nu = \frac{p_\nu}{E_\nu}$, $\mu = F_1 + 2MF_2$. (F_i – формфакторы токов

первого (второго) рода [4], $i = 1, 2, A, P, (T, S)$).

Первое слагаемое A_0 учитывает вклад правых лептонных токов и массы анти-нейтрино. Второе слагаемое A_1 и третье слагаемое A_2 в формуле (16) учитывают вклад ядерной структуры через формфакторы F_i . В приближении Ферми ядерный матричный элемент $F(F_i, E_e, W_0, m_\nu)$ можно считать константой $\sim (1 + 3\lambda^2)$.

Вклад токов второго рода оказывается практически постоянным во всём диапазоне энергий β -спектра, поскольку он определяется формфактором F_T , умноженным на функцию $(\beta_\nu p_\nu + \beta_e p_e)$ в формуле (16), который почти постоянен и очень слабо зависит от энергии электронов.

Отличие массы электронного антинейтрино от нуля не только в кинематическом множителе, но и в самом ядерном матричном элементе может привести кроме известного загиба графика в конце спектра, к дополнительному смещению (см. рис. 3 и рис. 4).

2.4. Эффекты массы антинейтрино в процессе β -распада свободного неполяризованного нейтрона

Квадрат модуля матричного элемента для β -распада свободного неполяризованного покоящегося нейтрона с учётом продольной поляризации электрона и антинейтрино имеет следующий вид [3]:

$$|M|^2 = \frac{G_F^2 a_V^2}{4} \left\{ \eta_1 C_+ - \frac{1}{2} \eta_3 C_- - s_e s_\nu [2\eta_1 D_- - \eta_3 D_+] \cos \theta + \right. \\ \left. + m_p^{-1} \lambda (2\eta_1 + \eta_3) \mathbf{p} (s_e \mathbf{p}_e^0 + s_\nu \mathbf{p}_\nu^0) + m_p^{-1} \eta_2 D_+ \mathbf{p} (s_e \mathbf{p}_e^0 - s_\nu \mathbf{p}_\nu^0) \right\}, \\ C_\pm = 1 \pm 3\lambda^2, \\ D_\pm = 1 \pm \lambda^2, \\ \eta_1 = \frac{1}{4} [\delta_e^{(-)} \delta_\nu^{(+)} (1 + \varkappa)^2 + \delta_e^{(+)} \delta_\nu^{(-)} (1 - \varkappa)^2], \quad \cos \theta = (\mathbf{p}_e^0 \mathbf{p}_\nu^0), \quad (17)$$

$$\eta_2 = \frac{1}{4} [\delta_e^{(+)} \delta_\nu^{(-)} (1 + \varkappa)^2 - \delta_e^{(-)} \delta_\nu^{(+)} (1 - \varkappa)^2],$$

$$\mathbf{p} = -(\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_\nu),$$

$$\eta_3 = (1 - \varkappa^2) \frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu},$$

$$\delta_l^{(\pm)} = 1 \pm s_l \beta_l, \quad (l = e, \nu).$$

Рис. 3. График Кюри для β -распада трития в приближении Ферми (с учётом ядерного матричного элемента $F(F_i, E_e, W_0, m_\nu)$ в виде постоянной) для двух значений масс антинейтрино $m_\nu = 0$ (пунктирная линия), $m_\nu \neq 0$ (сплошная линия).

Fig. 3 Curie plot for tritium β -decay in the Fermi approximation (taking into account the nuclear matrix element $F(F_i, E_e, W_0, m_\nu)$ as a constant) for two antineutrino masses $m_\nu = 0$ (dashed line), $m_\nu \neq 0$ (solid line).

Источник: [9, с. 2197].

Рис. 4. График Кюри для β -распада трития с учётом влияния ядерного матричного элемента $F(F_i, E_e, W_0, m_\nu)$, который отличается от константы для двух значений масс антинейтрино: $m_\nu = 0$ (пунктирная линия), $m_\nu \neq 0$ (сплошная линия). Две пунктирные линии

определяют диапазон неопределённостей, обусловленных влиянием ядерной структуры (формфакторов токов первого (второго) рода) в зависимости от знака формфакторов.

Fig. 4. Curie plot for tritium β -decay taking into account the influence of the nuclear matrix element $F(F_i, E_e, W_0, m_\nu)$, which differs from the constant for two antineutrino masses: $m_\nu = 0$ (dashed line), $m_\nu \neq 0$ (solid line). Two dashed lines determine the range of uncertainties due to the influence of the nuclear structure (form factors of currents of the first (second) kind) depending on the sign of the form factors.

Источник: [9, с. 2197].

Здесь $s_e = \pm 1$, $s_\nu = \pm 1$, – спиральности электрона и массивного антинейтрино; $\mathbf{p}$ и m_p – импульс и масса протона отдачи; $\mathbf{p}_e^0, \mathbf{p}_\nu^0$ – единичные векторы в направлении импульса электрона и антинейтрино. Подставляя (17) в (6), получаем, что степень продольной поляризации электронов и асимметрия вылета электронов «вперёд-назад» будут иметь следующий вид:

$$P_e = \frac{dW(s_e = +1) - dW(s_e = -1)}{dW(s_e = +1) + dW(s_e = -1)} = \frac{L(s_e = +1) - L(s_e = -1)}{L(s_e = +1) + L(s_e = -1)}. \quad (18)$$

$$A_{ev} = \frac{dW(0^\circ) - dW(180^\circ)}{dW(0^\circ) + dW(180^\circ)} = \frac{L(0^\circ) - L(180^\circ)}{L(0^\circ) + L(180^\circ)}. \quad (19)$$

Подставляя выражение (17) в (18) и (19), проведём суммирование по спиновым состояниям нейтрино (антинейтрино) и проинтегрируем по телесным углам $d\Omega_e, d\Omega_\nu$. После этого, пренебрегая членами $\sim \frac{m_\nu}{m_p}, \frac{p_e}{m_p}, \frac{p_\nu}{m_p}$, получим

выражение следующего вида [3; 10]:

$$P_{e^-} \cong -\beta_e \frac{2\kappa}{1+\kappa^2} \left[1 + \left(\frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} \right) \left(\frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2} \right) \frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu} \right], \quad (20)$$

$$A_{ev} \approx a\beta_e\beta_\nu \left[1 + \left(\frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} \right) \left(\frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2} \right) \frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu} \right], \quad (21)$$

где $a = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2}$ – коэффициент угловой электрон-антинейтринной корреляции

при нулевой массе покоя антинейтрино ($m_\nu = 0$, $\kappa = 1$).

Вблизи верхней границы β -спектра электронов распада, пренебрегая вторым слагаемым в квадратной скобке (21), имеем:

$$A_{ev} = a\beta_e\beta_\nu = a \left\{ \left(\frac{E_e^k}{E_e^k + \frac{m_e}{2}} \right) \left[1 - \frac{m_\nu^2}{(W_0 + m_\nu - E_e)^2} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

Здесь W_0 – верхнее граничное значение полной энергии электрона, E_e^k – кинетическая энергия электрона, $\lambda = 1,262$ [11].

Наибольшее влияние массы антинейтрино наблюдается в конце спектра. Мы иллюстрируем это на графиках (рис. 5 и рис. 6). Из рис. 5 и рис. 6 видно, что для $m_\nu = 0$, в случае чистой V-A структуры, коэффициент A_{ev} принимает значение, равное $-0,094113$ (кривая 1). При $m_\nu \neq 0$ коэффициент A_{ev} в конце β -спектра стремится к нулю, а сама граница сдвигается влево (кривая 3); для $\kappa \neq 1$ наклон кривой изменяется. Для $\kappa < 1$ (кривая 4) наклон становится более пологим, а для $\kappa > 1$ (кривая 2) наклон становится более крутым.

Рис. 5. Зависимость коэффициента асимметрии A_{ev} от энергии электронов.

Fig. 5. The dependence of the asymmetry coefficient A_{ev} on the electron energy.

Источник: [3, с. 895]

Рис. 6. Поведение коэффициента асимметрии A_{ev} в конце спектра.

Fig. 6. The behavior of the asymmetry coefficient A_{ev} at the end of the spectrum.

Таким образом, в конце спектра ($E_e \rightarrow W_0$) из формулы (22) следует, что **асимметрия вылета электронов исчезает**. Существование минимума функции A_{ev} можно использовать для определения массы покоя электронного антинейтрино по следующей формуле:

$$m_\nu \approx m_e \left(\frac{\Delta E - E_e^*}{E_e^*} \right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{m_e^2}{E_e^{*2}} \left(\frac{\Delta E - 2E_e^*}{E_e^*} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (23)$$

Здесь E_e^* – полная энергия электрона, при которой коэффициент A_{ev} принимает предельное (минимальное) значение.

2.5. Бета-распад поляризованного нейтрона

Выражение для дифференциальной вероятности β -распада поляризованного нейтрона в нерелятивистском приближении:

$$E_p \approx m_p,$$

$$E_\nu \ll m_p, \quad (24)$$

$$E_e \ll m_p,$$

$$\kappa = a_A / a_V = 1,$$

имеет вид [3]:

$$dW = d\Omega_e d\Omega_\nu dE_e E_e p_e (\Delta E - E_e) \left[(\Delta E - E_e)^2 - m_\nu^2 \right]^{\frac{1}{2}} F, \quad (25)$$

где $\Delta E - E_e = E_\nu$,

$$F = \frac{G_F^2}{2(2\pi)^5} A_0 \left\{ 1 + A_{ev} (\vec{p}_e^0 \cdot \vec{p}_\nu^0) + A_{ne} (\vec{s}_n \cdot \vec{p}_e^0) + A_{nv} (\vec{s}_n \cdot \vec{p}_\nu^0) + D_{nev} (\vec{s}_n [\vec{p}_\nu^0 \times \vec{p}_e^0]) \right\}. \quad (26)$$

Здесь вектор $\vec{s}_n$ определяет направление спина нейтрона.

$$A_0 = |\beta_\nu|^2 \left(2 - \frac{m_p}{E_p} \right) + |\beta_A|^2 \left(2 + \frac{m_p}{E_p} \right) + \beta_e^2 \frac{E_e}{E_p} |\beta_\nu + \beta_A|^2 + \beta_\nu^2 \frac{E_\nu}{E_p} |\beta_\nu - \beta_A|^2, \quad (27)$$

$$A_{ev} = \beta_e \beta_\nu \frac{1 - \lambda^2}{1 + 3\lambda^2}. \quad (28)$$

$$A_{ne} = \beta_e \frac{2\lambda(1 - \lambda)}{1 + 3\lambda}, \quad (29)$$

$$A_{nv} = \beta_\nu \frac{2\lambda(1 + \lambda)}{1 + 3\lambda^2}, \quad (30)$$

$$D_{nev} = \beta_e \beta_\nu \frac{2\lambda}{1 + 3\lambda^2} \sin \alpha. \quad (31)$$

Здесь $\beta_e = \frac{p_e}{E_e}$, $\beta_\nu = \frac{p_\nu}{E_\nu}$, $a = \frac{1 - \lambda^2}{1 + 3\lambda^2}$, α – угол между направлением ориентации

спина нейтрона и плоскостью реакции, образованной векторами импульсов электрона и антинейтрино.

Формулы (28)–(31) определяют коэффициенты: угловую корреляцию A_{ev} и асимметрию испускания электрона A_{ne} и антинейтрино A_{nv} , а также тройную корреляцию D_{nev} при β -распаде поляризованного нейтрона. Например, из (28) можно получить выражение для массы нейтрино:

$$m_\nu = (\Delta E - E_e) \left[1 - a^{-2} \beta_e^{-2} A_{ev}^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (32)$$

3. Заключение

Измеряя относительные характеристики, такие как поляризация частиц, асимметрия вылета электронов, можно получить оценку величины массы нейтрино (антинейтрино) в процессах β -распада. В случае Гамов-Теллеровских и Фермиевских переходов можно избавиться от неизвестной ядерной структуры, содержащейся в нуклонном тензоре.

Статья поступила в редакцию 13.05.2020 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ферми Э. Теория β -лучей // Ферми Э. *Научные труды*. М.: Наука. 1971. Т. 1. С. 525–541.
2. Lee T. D., Yang C. N. Question of Parity Conservation in Weak Interactions // *Physical Review*. 1956. Vol. 104. Iss. 1. P. 254.
3. Керимов Б. К., Самсоненко Н. В., Катхат Ч. Л. Энергетическая зависимость параметров асимметрий β -распада свободного поляризованного нейтрона с учётом массы антинейтрино // *Известия АН СССР. Серия Физическая*. 1988. Т. 52. №5. С. 892–898.
4. Weinberg S. Charge Symmetry of Weak Interactions // *Physical Review*. 1958. Vol. 112. Iss. 4. P. 1375.
5. Polarisation effects of second-class currents in the direct and inverse β -decay of nuclei / Samsonenko N. V., Kathat C. L., Ousmane M. A., Samgin A. L. // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 1989. Vol. 15. No. 9. P. 1413–1430.
6. Самсоненко Н. В., Самгин А. Л., Катхат Ч. Л. О влиянии мезонных обменных токов второго рода на характеристики процессов $\beta^\pm$ -распада легких ядер // *Ядерная физика*. 1988. Т. 47. № 2. С. 348–354.
7. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра. М.: Изд. Московского университета, 2005. 584 с.
8. Samsonenko N. V., Ndhaio F., Alibin M. A. On the possibility of determining the antineutrino mass by measuring the relative characteristics (polarizations and asymmetries) in β -decay processes // *LIV All-Russia conference on problems in dynamics, particle physics, plasma physics and optoelectronics*, 2018. М.: PFUR. pp. 101–105.
9. Об интерпретации экспериментальных данных по измерению массы антинейтрино в β -распаде трития / Самсоненко Н. В., Катхат Ч. Л., Усман М. А., Невский А. Д. // *Известия АН СССР. Серия Физическая*. 1991. Т. 55. № 11. С. 2196–2202.
10. Эффекты массы покоя нейтрино (антинейтрино) в процессах $\beta^\pm$ -распада ядер / Керимов Б. К., Самсоненко Н. В., Катхат Ч. Л., Эль-Гавхари А. Н. // *Известия АН СССР. Серия Физическая*. 1986. Т. 50. № 1. С. 185–191.
11. Bopp P. Beta-Decay Asymmetry of the Neutron and / *Physical Review Letters*. 1986. Vol. 56. Iss. 9. P. 919.

REFERENCES

1. Fermi E. [The theory of β -rays]. In: Fermi E. *Nauchnye trudy*. [Scientific works. Vol. 1]. Moscow, Nauka Publ., 1971, vol.1, pp. 525–541.
2. Lee T. D., Yang C. N. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. In: *Physical Review*, 1956, vol. 104, iss. 1, p. 254.
3. Kerimov B. K., Samsonenko N. V., Katkhat Ch. L. [Energy dependence of the asymmetry parameters of the β -decay of a free polarized neutron taking into account the antineutrino mass]. In: *Izvestiya AN SSSR. Seriya Fizicheskaya* [Proceedings of the USSR Academy of Sciences. Physical Series], 1988, vol. 52, no. 5, pp. 892–898.
4. Weinberg S. Charge Symmetry of Weak Interactions. In: *Physical Review*, 1958, vol. 112, iss. 4, p. 1375.
5. Samsonenko N. V., Kathat C. L., Ousmane M. A., Samgin A. L. Polarisation effects of second-class currents in the direct and inverse β -decay of nuclei. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 1989, vol. 15, no. 9, pp. 1413–1430.
6. Samsonenko N. V., Samgin A. L., Katkhat Ch. L. [On the influence of meson exchange currents of the second kind on the description of the processes -decay of light nuclei]. In: *Yadernaya fizika* [Nuclear physics], 1988, vol. 47, no. 2, pp. 348–354.

7. Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Yudin N. P. *Chastitsy i atomnye yadra* [Particles and Atomic Nuclei]. Moscow, Moscow University Publ., 2005, 584 p.
8. Samsonenko N. V., Ndaio F., Alibin M. A. On the possibility of determining the antineutrino mass by measuring the relative characteristics (polarizations and asymmetries) in β -decay processes // LIV All-Russia conference on problems in dynamics, particle physics, plasma physics and optoelectronics, 2018. M.: PFUR. pp. 101–105.
9. Samsonenko N. V., Katkhat Ch. L., Usman M. A., Nevskii A. D. [On the interpretation of experimental data on the measurement of antineutrino mass in β -decay of tritium]. In: *Izvestiya AN SSSR. Seriya Fizicheskaya* [Proceedings of the USSR Academy of Sciences. Physical Series], 1991, vol. 55, no. 11, pp. 2196–2202.
10. Kerimov B. K., Samsonenko N. V., Katkhat Ch. L., El'-Gavkhari A. N. [Effects of the rest mass of a neutrino (antineutrino) in the processes of $\beta^{\pm}$ decay of nuclei]. In: *Izvestiya AN SSSR. Seriya Fizicheskaya* [Proceedings of the USSR Academy of Sciences. Physical Series], 1986, vol. 50, no. 1, pp. 185–191.
11. Bopp P. Beta-Decay Asymmetry of the Neutron and $\bar{\nu}$. In: *Physical Review Letters*, 1986, vol. 56, iss. 9, p. 919.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Самсоненко Николай Владимирович – кандидат физико-математических наук, доцент Института физических исследований и технологий, Российского университета дружбы народов;
e-mail: nsamson@bk.ru;

Ндахайо Фидель – кандидат физико-математических наук, доцент департамента физики Руандийского университета;
e-mail: f_ndahayo15@yahoo.com;

Алибин Максим Агабекович – аспирант Института физических исследований и технологий, Российского университета дружбы народов;
e-mail: maalibin2017@mail.ru.

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Nikolai V. Samsonenko – PhD in Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor at the Institute of Physical Research and Technology, Peoples' Friendship University of Russia;
e-mail: nsamson@bk.ru;

Fidel Ndahayo – PhD in Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor at the Department of Physics, Rwanda University;
e-mail: f_ndahayo15@yahoo.com;

Maxim A. Alibin – postgraduate student at the Institute of Physical Research and Technology, Peoples' Friendship University of Russia;
e-mail: maalibin2017@mail.ru.

ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Самсоненко Н. В., Ндахайо Ф., Алибин М. А. Вклад массы нейтрино (антинейтрино) в поляризации и асимметрии частиц в процессах β -распада // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2020. № 2. С. 64–77. DOI: 10.18384/2310-7251-2020-2-64-77

FOR CITATION

Samsonenko N. V., Ndahayo F., Alibin M. A. Contribution of neutrino (antineutrino) mass in polarizations and asymmetries of particles in β -decay processes. In: *Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics-Mathematics*, 2020, no. 2, pp. 64–77. DOI: 10.18384/2310-7251-2020-2-64-77