объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

88-926

Р6-88-926

Ч.Л.Катхат, Н.В.Самсоненко*

ТОКИ ВТОРОГО РОДА И МАССА ПОКОЯ МЮОННОГО НЕЙТРИНО В ПРОЦЕССАХ ЗАХВАТА МЮОНОВ ЯДРАМИ ^{6}Li И ^{3}He

Направлено в журнал "Nuclear Physics A"

* Университет дружбы народов им.П.Лумумбы, Москва

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее общие выражения для векторной V_α и аксиально-векторной A_α компонент адронного слабого тока, допускаемые релятивистской инвариантностью теории, могут быть записаны в виде

$$V_\alpha = \bar{u}(p_f)[F_1\gamma_\alpha + F_2\sigma_{\alpha\beta}q_\beta + iF_S q_\alpha]u(p_i),$$
$$A_\alpha = \bar{u}(p_f)[-F_A\gamma_\alpha - F_T\sigma_{\alpha\beta}q_\beta - iF_P q_\alpha]\gamma_5 u(p_i). \qquad /1/$$

Шесть формфакторов, содержащих всю информацию о полулептонных процессах / β-распад, мюонный захват, процессы рассеяния нейтрино и т.д./ являются функциями квадрата переданного 4-импульса $q_\alpha^2 = (p_f^\alpha - p_i^\alpha)^2$: $F_X = F_X(q_\alpha^2)$, где $X = 1, 2, S, A, P, T$ /для дираковского, паулиевского, скалярного, аксиально-векторного, псевдоскалярного и тензорного формфакторов/. Вайнберг [1] классифицировал слабые заряженные токи /1/ по их трансформационным свойствам относительно оператора G-четности. Токи первого рода /ТПР/, доминирующие в слабом взаимодействии и являющиеся базисом стандартной модели, ведут себя при G-преобразовании следующим образом:

$$GV_\alpha^I G^{-1} = +V_\alpha^I \quad \text{и} \quad GA_\alpha^I G^{-1} = -A_\alpha^I .$$

Токи второго рода /ТВР/ ведут себя противоположным образом при G-преобразовании:

$$GV_\alpha^{II} G^{-1} = -V_\alpha^{II} \quad \text{и} \quad GA_\alpha^{II} G^{-1} = +A_\alpha^{II} .$$

В соответствии с этой классификацией формфакторы F_1, F_2, F_A, F_P относятся к ТПР и формфакторы F_S, F_T – к ТВР.

Недавнее наблюдение новых каналов распада τ-лептона $\tau \to \omega\pi\nu_\tau$ [2] и $\tau \to \eta\pi\nu_\tau$ [3] усилило внимание к проблеме ТВР. Теоретический анализ этих процессов был сделан в [4]. До настоящего времени в основном исследовались эффекты, обусловленные формфактором F_T /см., например, [5] /, однако после появления первых указаний о прямом наблюдении η-мезонов, образующихся в процессе распада τ-лептона [3,6], идущего благодаря компоненте ТВР в векторном токе, желательно изучить эффекты, индуцированные скалярным формфактором F_S. Следует подчеркнуть, что точное сохранение векторного тока в соответствии с гипотезой СВТ приводит к равенству нулю скалярного формфактора ТВР: $F_S \equiv 0$. Переданный импульс в процессе μ^--захвата является большим по сравнению с переданным импульсом в процессе β-распада. По этой причине наблюдение эффектов ТВР в реакции захвата мюонов представляется более предпочтительным [7,8], хотя и в процессах β-распада ядер также можно наблюдать чистые эффекты [9,10], обусловленные ТВР.

Имеется еще одна важная проблема в физике слабых взаимодействий - масса покоя у нейтрино /антинейтрино/ различных типов [11]. Для экспериментального определения массы покоя нейтрино /антинейтрино/ используются различные методы /см., например, [11-13] /. Из них в последние годы наиболее активно используется метод, основанный на изучении верхней границы β-спектра трития с целью определения массы электронного антинейтрино /$m_{\bar\nu_e} \le 29$ эВ [14] /. Из калориметрических измерений баланса энергии в ^{163}Ho [15] установлен верхний предел на массу покоя электронного нейтрино $m_{\nu_e} < 550$ эВ. Верхний предел на массу мюонного нейтрино m_{ν_μ} получен на основе анализа распада π-мезонов /$m_{\nu_\mu} < 500$ кэВ/ [16]. Верхний предел на массу покоя τ-нейтрино /$m_{\nu_\tau} < 84$ МэВ/ установлен методом фитирования недостающих масс, уносимых нейтрино в трехлучевых распадах τ-лептона [17]. Серия работ [7,18-22] посвящена поиску новых путей получения информации о массах электронных [18-20] и мюонных [7,21,22] нейтрино /антинейтрино/. Например, степень продольной поляризации электронов /позитронов/, образующихся в β-распаде ядер с учетом конечной массы антинейтрино /нейтрино/, имеет вид [18]:

$$P_{e\mp} = \mp 2\kappa\beta_e [C_1(1+\kappa^2) + C_2(1-\kappa^2)\frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu}]^{-1}.$$

Здесь C_i /i = 1, 2/ - функции, зависящие от ядерных формфакторов, импульсов электрона и антинейтрино и угла между ними; параметр κ - отношение аксиально-векторной и векторной амплитуд заряженного лептонного тока /$\kappa = a_A/a_V$ /.

Коэффициент электрон-антинейтринной корреляции $A_{e\nu}$ определяется формулой [18]:

$$A_{e\nu} = \beta_e\beta_\nu D[1 - C\frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2}\frac{m_e m_\nu}{E_e E_\nu}]^{-1}.$$

Хорошо известно, что при равенстве нулю массы антинейтрино /нейтрино/ в случае чистых гамов-теллеровских переходов коэффициент корреляции $A_{e\nu}$ в конце спектра стремится к "-1/3", а в случае чистых фермиевских переходов - к "+1". В случае отличия от нуля массы антинейтрино /нейтрино/ в обоих случаях коэффициент корреляции $A_{e\nu}$ стремится к нулю [18] в верхней граничной точке β-спектра и сама граница смещается влево /в сторону меньших энергий/ на величину массы покоя антинейтрино. Эти результаты не зависят от параметра κ и от структуры ядер, так как вблизи верхней границы β-спектра основную роль играет множитель $\beta_\nu = \{1-[m_\nu/(E_{max} - E_e + m_\nu)]^2\}^{1/2}$.

В случае испускания тяжелых нейтрино в процессе β-распада их масса также может быть определена с помощью измерения коэффициента корреляции $A_{e\nu}$ и параметра зарядовой асимметрии B [19]. Например, по известному значению энергии электронов E_e', при которой коэффициент $A_{e\nu}$ принимает экстремальное значение /минимум - в случае гамов-теллеровских переходов, максимум - в случае фермиевских переходов [19] и минимум - для смешанных переходов [20] /, можно определить массу покоя нейтрино по следующей формуле [19,20]:

$$m_{\nu_e} = m_e(\frac{\Delta E - E_e'}{E_e'})^{3/2}[1 + (\frac{m_e}{E_e'})^2(\frac{\Delta E - E_e'}{E_e'})]^{1/2},$$

где ΔE - энергия перехода.

В случае β-распада поляризованных ядер /а также и поляризованного свободного нейтрона [20] / измерение асимметрии испускания нейтрино относительно ориентации спина ядра дает возможность получить информацию о значении массы покоя нейтрино. Например, при β-распаде свободного нейтрона мы имеем [20]

$$m_{\bar\nu_e} = (\Delta E - E_e)[1 - A^2_{n\nu}(\frac{1+3\lambda^2}{2\lambda(1+\lambda)})^2]^{1/2}, \quad \lambda = |g_A/g_V|.$$

Масса покоя мюонного нейтрино также может быть оценена с помощью измерения коэффициента $a_{\mu\nu}$ испускания нейтрино относительно ориентации спина мюона в процессе захвата мюонов ядром ^{12}C по формуле [21]:

$$m_{\nu_\mu} = (m_\mu - \epsilon_B - \Delta E)(1 - 9a^2_{\mu\nu})^{1/2}.$$

Эффекты ТВР в мюонном захвате свободными протонами изучались ранее в [23]. Возникает вопрос об одновременном учете эффектов, обусловленных ТВР /формфакторами F_S и F_T / и массой покоя мюонного нейтрино, в коэффициенте угловой асимметрии $a_{\mu\nu}$ процесса захвата мюонов легкими ядрами. В настоящей работе мы проводим теоретический анализ захвата мюонов ядрами ^6Li и ^3He.

В следующем разделе приведены детали вычисления матричных элементов и используемые способы параметризации формфакторов. В 3 и 4 разделах вычисляется дифференциальная вероятность захвата мюонов легкими ядрами и коэффициент угловой асимметрии испускания нейтрино относительно спина мюона. В 5 разделе рассмотрены конкретные ядра ^6Li и ^3He. Основные результаты суммированы в разделе 6.

2. МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ФОРМФАКТОРОВ

При малых значениях переданного 4-импульса пропагатор W-бозона может быть аппроксимирован константой $1/M_W^2$ /где M_W - масса калибровочного W-бозона/ и все вычисления можно провести в рамках ток-токовой теории слабых взаимодействий. В этом случае матричный элемент процесса захвата поляризованных мюонов ядром /A , Z /

$$\mu^- + (A, Z) \to (A, Z-1) + \nu_\mu \qquad /2/$$

может быть записан в виде

$$\langle f; \vec{p}_\nu, s_\nu | \hat{H}_W | \vec{p}_\mu, \vec{s}_\mu; i \rangle = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \ell_\alpha \int d\vec{r} e^{-\vec{q}\vec{r}} \langle f | \phi_{1S}(\vec{r}) \hat{J}_\alpha(\vec{r}) | i \rangle, \qquad /3/$$

где $\phi_{1S}(\vec{r})$ - волновая функция мюона боровской 1S -орбиты мезоатома; $G_F = 1{,}023 \cdot 10^{-5}$ m_p^{-2} - фермиевская константа слабого взаимодействия /m_p - масса протона/; $q_\alpha = (p_\mu - p_\nu)_\alpha = (\vec{q}, iE_0)$ - переданный 4-импульс; p_μ^α и p_ν^α - 4-импульсы мюона и мюонного нейтрино $(ab = a_\alpha b_\alpha = \vec{a}\vec{b} + a_4 b_4 = \vec{a}\vec{b} - a_0 b_0)$.

Заряженный мюонный ток дается формулой

$$\ell_\alpha = i\bar{u}_{\nu_\mu} \gamma_\alpha (a_V + a_A \gamma_5) u_\mu. \qquad /4/$$

Здесь a_V и a_A - константы, характеризующие интенсивность векторной и аксиально-векторной частей тока ℓ_α /погрешности в имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных, однако, допускают значительное отличие [24] от чистой $(V-A)$-формы лептонного тока/; u_i /$i = \nu_\mu$, μ / - дираковские спиноры.

Оператор плотности адронного тока $\hat{J}_\alpha(\vec{r})$ можно разложить на неприводимые тензоры в изотопическом пространстве сильновзаимодействующих частиц /нуклонов/. В нашем случае отличный от нуля вклад дадут [25] только тензоры $(J_\alpha(\vec{r}))_{TM_T}$ с $T = 0$, $M_T = 0$ /изоскалятор/, $T = 1$, $M_T = 0$ /изовектор, нейтральная компонента тока/ и $T = 1$, $M_T = \pm 1$ /изовектор, заряженные компоненты тока/. Каждый из этих тензорных операторов содержит векторную и аксиально-векторную часть, т.е. полное разложение оператора тока $\hat{J}_\alpha(\vec{r})$ имеет вид [25,26]:

$$\hat{J}_\alpha(\vec{r}) = \{ \beta_V^{(T)} \hat{I}_\alpha(\vec{r}) + \beta_A^{(T)} \hat{I}_\alpha^5(\vec{r}) \}_{TM_T}, \qquad /5/$$

где $\beta_V^{(T)}$ и $\beta_A^{(T)}$ - константы, характеризующие интенсивность векторной $\hat{I}_\alpha(\vec{r})$ и аксиально-векторной $\hat{I}_\alpha^5(\vec{r})$ частей тока $\hat{J}_\alpha(\vec{r})$.

В рассматриваемом здесь процессе /2/ слабый адронный ток является изовекторным /т.е. $T = 1$/ и заряженным / $M_T = -1$/.

Для вычисления ядерных матричных элементов в разд. 5 мы используем следующую параметризацию однонуклонных формфакторов. Для формфакторов токов первого рода принимаем [25,26]:

$$F_{1,2,A}^{(1)}(q_\alpha^2) = F_{1,2,A}^{(1)}(0) f_{SN}(q_\alpha^2),$$

$$F_1^{(1)}(q_\alpha^2) + 2M_N F_2^{(1)}(q_\alpha^2) = \mu^{(1)}(q_\alpha^2) = \mu^{(1)}(0) f_{SN}(q_\alpha^2).$$

Здесь $F_1^{(1)}(0) = F_A^{(1)}(0) = 1$; $\mu^{(1)}(0) = \mu^V = 4{,}706$ - изовекторная часть магнитного момента /в единицах ядерного магнетона/, $M_N = 1/2\,(m_n + m_p)$ - масса нуклона.

Однонуклонный формфактор $f_{SN}(q_\alpha^2)$ дается формулой [25]:

$$f_{SN}(q_\alpha^2) = [1 + q_\alpha^2/(855\ \text{МэВ})^2]^{-2}.$$

В соответствии с гипотезой о частичном сохранении аксиально-векторного тока /ЧСАТ/ /см., например, [25] / мы принимаем

$$F_P^{(1)}(q_\alpha^2) = 2M_N F_A^{(1)}(q_\alpha^2)/(q_\alpha^2 + m_\pi^2).$$

Аналогичную параметризацию будем использовать также для формфакторов токов второго рода:

$$F_{S,T}^{(1)}(q_\alpha^2) = F_{S,T}^{(1)}(0) f_{SN}(q_\alpha^2),$$

где $F_S^{(1)}(0)$ и $F_T^{(1)}(0)$ - значение формфакторов при нулевом значении переданного 4-импульса $q_\alpha^2 = 0$.

Верхний индекс "1" у формфакторов указывает на то, что речь идет об изовекторных формфакторах. Этот индекс опущен для простоты в уравнении /1/ и мы его также будем опускать в последующих формулах. Мы также далее используем для формфакторов при нулевом значении переданного 4-импульса $F_S^{(1)}(0)$ и $F_T^{(1)}(0)$ сокращенные обозначения F_S и F_T.

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ЗАХВАТА

Поскольку $\phi_{1S}(\vec{r})$ является медленно меняющейся функцией в пределах объема ядра, то в качестве хорошего приближения ее можно извлечь из-под знака интеграла в матричном элементе и использовать ее среднее значение [25,26]:

$$|\phi_{1S}|^2_{av} = R|\phi_{1S}(0)|^2 = (R/\pi)[Z\alpha m_\mu M_A/(m_\mu + M_A)]^3. \qquad /6/$$

Здесь R - множитель, учитывающий конечность пространственного распределения ядерной плотности, M_A и Z - масса и заряд ядра, α - постоянная тонкой структуры.

Дифференциальная вероятность процесса /1/ / т.е. перехода $J_i^{\pi_i}$; $T_i M_{T_i} \to J_f^{\pi_i}$; $T_f M_{T_f}$, в котором начальное /конечное/ состояние ядра полностью определяется значениями углового момента $J_i(J_f)$, четности $\pi_i(\pi_f)$, изоспина $T_i(T_f)$ и его проекции M_{T_i} (M_{T_f})/ , с учетом произвольной поляризации мюонов и продольной поляризации нейтрино /масса покоя которого предполагается отличной от нуля/, вычисленная на основе матричного элемента /3/ в низшем порядке теории возмущений в системе покоя начального ядра дается формулой

$$dW = \frac{G_F^2}{(4\pi)^2} d\Omega_\nu E_\nu p_\nu a_V^2 \frac{|\phi_{1S}|^2_{av}}{2J_i + 1} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -M_{T_f} & -1 & M_{T_i} \end{pmatrix}^2 F(f_i), \qquad /7/$$

где

$$F(f_i) = f_1\phi_1 + f_2\phi_2 + f_3\phi_3 + f_4\phi_4 + f_5\phi_5. \qquad /7a/$$

Здесь p_μ , $E_\mu = m_\mu - \epsilon_B$, m_μ и ϵ_B - импульс, энергия, масса покоя и энергия связи мюона на боровской 1S-орбите мезоатома; $p_\nu = (E_\nu - m_\nu)^{1/2}$, $E_\nu = E_\mu - \Delta E$ /$\Delta E = E_f - E_i = E_\mu - E_\nu$- энергия, переданная ядру/, m_ν- импульс, энергия и масса покоя нейтрино; $E_i(E_f)$ - энергия начального /конечного/ ядра. Функции ϕ_i /i = 1, 2, ..., 5/, описывающие структуру ядер, даются формулами:

$$\phi_1 = \sum_{J\geq 0} |\beta_V^{(1)} <\hat{M}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{M}^5_{J;1}>|^2;$$

$$\phi_2 = \sum_{J\geq 0} |\beta_V^{(1)} <\hat{L}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{L}^5_{J;1}>|^2; \qquad /8/$$

$$\phi_3 = \sum_{J\geq 0} (\beta_V^{(1)} <\hat{L}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{L}^5_{J;1}>)^* (\beta_V^{(1)} <\hat{M}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{M}^5_{J;1}>);$$

$$\phi_4 = \sum_{J\geq 1} (|\beta_V^{(1)} <\hat{T}^{el}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{T}^{el5}_{J;1}>|^2 + |\beta_V^{(1)} <\hat{T}^{mag}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{T}^{mag5}_{J;1}>|^2);$$

$$\phi_5 = \sum_{J\geq 1} (\beta_V^{(1)} <\hat{T}^{el}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{T}^{el5}_{J;1}>)^* (\beta_V^{(1)} <\hat{T}^{mag}_{J;1}> + \beta_A^{(1)} <\hat{T}^{mag5}_{J;1}>).$$

Здесь использовано следующее обозначение:

$$<\hat{Q}_{J;1}> \equiv <J_f; T_f \vdots\vdots \hat{Q}_{J;1} \vdots\vdots J_i; T_i>,$$

где $\hat{Q}_{J;1}$ - один из 8 /4 векторных и 4 аксиально-векторных/ мультиполей ядра [18,25,26] : кулоновский ($\hat{M}_{J;1}$ и $\hat{M}^5_{J;1}$) , продольный ($\hat{L}_{J;1}$ и $\hat{L}^5_{J;1}$) , поперечный электрический ($\hat{T}^{el}_{J;1}$ и $\hat{T}^{el5}_{J;1}$) и поперечный магнитный ($\hat{T}^{mag}_{J;1}$ и $\hat{T}^{mag5}_{J;1}$). Символ $\vdots\vdots$ обозначает матричный элемент, дважды приведенный в пространствах спина и изоспина.

С учетом произвольной поляризации мюонов и продольной поляризации мюонных нейтрино дифференциальная вероятность захвата мюона /2/ определяется формулами /6/-/8/, в которых функции f_i (i = 1, 2, ..., 5) имеют простой вид:

$$f_1 = \eta_1[1 + s_\nu(\vec{p}^\circ_\nu \vec{s}_\mu)]; \quad \eta_1 = \delta_- g_1^2 + \delta_+ g_2^2 + \eta_4;$$

$$f_2 = \eta_2[1 + s_\nu(\vec{p}^\circ_\nu \vec{s}_\mu)]; \quad \eta_2 = \delta_- g_1^2 + \delta_+ g_2^2 - \eta_4;$$

$$f_3 = 2\eta_3[s_\nu + (\vec{p}^\circ_\nu \vec{s}_\mu)]; \quad \eta_3 = \delta_- g_1^2 - \delta_+ g_2^2; \qquad /9/$$

$$f_4 = \eta_2[1 - s_\nu(\vec{p}^\circ_\nu \vec{s}_\mu)]; \quad \eta_4 = 2g_1 g_2 \frac{m_\mu m_\nu}{E_\mu E_\nu};$$

$$f_5 = -2\eta_2[s_\nu - (\vec{p}^\circ_\nu \vec{s}_\mu)]; \quad \delta_\pm = 1 \pm s_\nu \beta_\nu.$$

Здесь $\vec{s}_\mu$ - единичный вектор поляризации мюона; $s_\nu = \pm 1$, $\beta_\nu = p_\nu/E_\nu$ - спиральность и скорость /в единицах скорости света/мюонного нейтрино; $\beta_\nu = |\vec{\beta}_\nu|$; $\vec{p}^{\,\circ}_\nu = \vec{p}_\nu / p_\nu$ - единичный вектор в направлении импульса нейтрино. Константы g_1 и g_2 связаны с параметром $\kappa = a_A/a_V$ лептонного тока /4/ соотношениями

$$g_1 = \frac{1}{2}(1 + \kappa); \quad g_2 = \frac{1}{2}(1 - \kappa).$$

Если не интересоваться поляризацией ν_μ в /7/, то следует просуммировать по спиновым состояниям нейтрино. Тогда мы получим следующие выражения для функции f_i :

$$f_1 = 1 + \kappa^2 + C - 2\kappa(\vec{\beta}_\nu \vec{s}_\mu);$$

$$f_2 = 1 + \kappa^2 - C - 2\kappa(\vec{\beta}_\nu \vec{s}_\mu);$$

$$f_3 = 2[2\kappa(\vec{p}^{\,\circ}_\nu \vec{s}_\mu) - \beta_\nu(1 + \kappa^2)];$$

$$f_4 = 1 + \kappa^2 - C + 2\kappa(\vec{\beta}_\nu \vec{s}_\mu); \qquad /10/$$

$$f_5 = 2[(1 + \kappa^2 - C)(\vec{p}^{\,\circ}_\nu \vec{s}_\mu) - 2\kappa\beta_\nu];$$

$$C = (1 - \kappa^2)\frac{m_\mu m_\nu}{E_\mu E_\nu}; \quad \kappa = \frac{a_A}{a_V}.$$

Дальнейшее усреднение выражений /10/ по спиновым состояниям мюона приводит к простым функциям f_i , справедливым в случае неполяризованных мюонов и нейтрино:

$$f_1 = 1 + \kappa^2 + C; \quad f_2 = f_4 = 1 + \kappa^2 - C;$$

$$f_3 = -2\beta_\nu(1 + \kappa^2); \quad f_5 = 4\kappa\beta_\nu. \qquad /11/$$

В случае неполяризованных мюонов и при образовании продольно-поляризованных нейтрино функции f_i выражаются формулами:

$$f_1 = \eta_1; \quad f_2 = f_4 = \eta_2;$$

$$f_3 = 2s_\nu\eta_3; \quad f_5 = -2s_\nu\eta_2. \qquad /12/$$

4. КОЭФФИЦИЕНТ АСИММЕТРИИ

Угловое распределение нейтрино относительно ориентации спина мюона имеет вид $dW \sim 1 + a_{\mu\nu}\cos(\theta)$, $\cos(\theta) = (\vec{p}^{\,\circ}_\nu \vec{s}_\mu)$, где коэффициент асимметрии $a_{\mu\nu}$ определяется формулой:

$$a_{\mu\nu} = \frac{dW(\vec{p}^{\,\circ}_\nu \uparrow\uparrow \vec{s}_\mu) - dW(\vec{p}^{\,\circ}_\nu \uparrow\downarrow \vec{s}_\mu)}{dW(\vec{p}^{\,\circ}_\nu \uparrow\uparrow \vec{s}_\mu) + dW(\vec{p}^{\,\circ}_\nu \uparrow\downarrow \vec{s}_\mu)}. \qquad /13/$$

В случае испускания продольно-поляризованных ~~нейтрино он~~ равен:

$$a_{\mu\nu} = \frac{s_\nu\eta_1\phi_1 + 2\eta_3\phi_3 + \eta_2(s_\nu\phi_2 - s_\nu\phi_4 + 2\phi_5)}{\eta_1\phi_1 + 2s_\nu\eta_3\phi_3 + \eta_2(\phi_2 + \phi_4 - 2s_\nu\phi_5)}. \qquad /14/$$

Выражение для коэффициента $a_{\mu\nu}$ в случае чистой $(V-A)$-структуры тока /4/ /т.е. $\kappa = a_A/a_V = 1$/ может быть получено из /14/ заменой $\eta_1, \eta_2, \eta_3 \to 1$. Выражение для $a_{\mu\nu}$ в рамках стандартной модели мы получим, фиксируя спиральность нейтрино /$s_\nu = -1$/. В результате имеем

$$a_{\mu\nu} = -\frac{\phi_1 + \phi_2 - 2\phi_3 - \phi_4 - 2\phi_5}{\phi_1 + \phi_2 - 2\phi_3 + \phi_4 + 2\phi_5}. \qquad /15/$$

Из этой формулы следует, что в случае взаимодействия левых токов с левополяризованными массивными нейтрино /в рамках обобщенной модели Вайнберга - Салама с $m_\nu \neq 0$/ их масса покоя не оказывает никакого влияния на коэффициент $a_{\mu\nu}$.

В случае неполяризованных нейтрино мы получаем из /5/ и /10/ следующую формулу для $a_{\mu\nu}$:

$$a_{\mu\nu} = \frac{-2\kappa\beta_\nu(\phi_1 + \phi_2 - \phi_4) + 4\kappa\phi_3 + 2(1 + \kappa^2 - C)\phi_5}{(1 + \kappa^2 + C)\phi_1 + (1 + \kappa^2 - C)(\phi_2 + \phi_4) - 2\beta_\nu[(1 + \kappa^2)\phi_3 - 2\kappa\phi_5]}. \qquad /16/$$

В предельном случае $\kappa = a_A/a_V = 1$ мы получаем

$$a_{\mu\nu} = -\frac{\beta_\nu(\phi_1 + \phi_2 - \phi_4) - 2(\phi_3 + \phi_5)}{\phi_1 + \phi_2 + \phi_4 - 2\beta_\nu(\phi_3 - \phi_5)}. \qquad /17/$$

В этой формуле зависимость от m_ν является квадратичной через скорость нейтрино $\beta_\nu = \{1 - [m_\nu/(E_\mu - \Delta E)]^2\}^{1/2}$.

Если константы a_V и a_A, характеризующие интенсивность векторной и аксиально-векторной частей лептонного тока, различны ($a_A \neq a_V$), то коэффициент $a_{\mu\nu}$ зависит от m_ν как квадратично, так и линейно, т.е. в выражении для $a_{\mu\nu}$ имеются члены, пропорциональные $C = (1-\kappa^2)$.

Здесь в процессе μ^--захвата легкими ядрами в общем случае не рассматривались эффекты токов второго рода, "спрятанные" в ядерные функции ϕ_i /i = 1, 2, ..., 5/. Они вычислены в следующем разделе для процесса захвата поляризованного мюона ядрами ^6Li и ^3He.

5. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ: ^6Li И ^3He

5.1. Захват мюонов ядром ^6Li

Для дифференциальной вероятности захвата поляризованных мюонов неполяризованными ядрами ^6Li в рамках оболочечной модели ядра с гармоническим осциллятором получаем формулу:

$$dW = \frac{G_F^2}{216\pi^2} d\Omega_\nu E_\nu p_\nu a_V^2 |\phi_{1S}|^2_{av} e^{-2y} f_{SN}^2 (q_\alpha^2) f^2_{ц.м.}(q) F(f_i). \qquad /18/$$

Здесь $d\Omega_\nu = \sin(\theta)\, d\theta\, d\phi$ - телесный угол испускания нейтрино; $y = (1/2\, b\vec{q})^2$, где b /= 2,03 фм [24] / - осцилляторный параметр; $f_{ц.м.}(q)$ - формфактор центра масс; функции f_i /i = 1, 2, ..., 5/ даются формулой /7/, а адронные функции ϕ_i /i = 1, 2, ..., 5/ равны:

$$\phi_1 = \frac{\lambda^2 q^2}{M_N^2} [k_1 F_A + k_2(q_o F_P + 2M_N F_T)]^2;$$

$$\phi_2 = 4\lambda^2 [k_2(F_A - \frac{q^2}{2M_N} F_P)]^2;$$

$$\phi_3 = -2\lambda^2 \frac{|q|}{M_N} k_2 (F_A - \frac{q^2}{2M_N} F_P)[k_1 F_A + k_2(q_o F_P + 2M_N F_T)]^2;$$

$$\phi_4 = 2[4\lambda^2 k_3^2 F_A^2 + \frac{\lambda^2 q^2}{M_N^2}(k_4 F_1 - k_3 \mu^V)^2];$$

$$\phi_5 = -4\frac{\lambda|\vec{q}|}{M_N} k_3 F_A (k_4 F_1 - k_3 \mu^V), \qquad /19/$$

где $\lambda = |\beta_A^{(1)} / \beta_V^{(1)}|$.

Используя численные значения однонуклонных матричных элементов из [24] можно получить следующие значения коэффициентов k_i /i = 1, 2, 3, 4/:

$k_1 = 0{,}021$; $k_2 = -0{,}973 + 0{,}718y$;

$k_3 = -0{,}972 + 0{,}613y$; $k_4 = 0{,}308$.

Поскольку переход $^6Li(g.s.) \to {}^6He(g.s.)$ является чистым гамов-теллеровским, то в формулу /19/ не входит формфактор F_S и эффекты ТВР могут быть обусловлены только формфактором F_T.

Выражение для коэффициента $a_{\mu\nu}$ /формула /13// при захвате поляризованных мюонов ядром ^6Li можно получить из общих формул /14/-/17/, подставляя в них выражения /19/ для ядерных функций ϕ_i /i = 1, 2, ..., 5/.

В предельном случае нулевого переданного импульса /пренебрегая членами, пропорциональными q_o/M_N и q^2/M_N^2 / получаем простое выражение для коэффициента $a_{\mu\nu}$ с учетом формфактора F_T:

$$a_{\mu\nu} = \frac{1}{3}\beta_\nu \frac{2\kappa}{1+\kappa^2}\{1 + (\frac{1-\kappa^2}{1+\kappa^2})(\frac{m_\mu m_\nu}{E_\mu E_\nu}) - \frac{8}{3}E_\nu \frac{F_T}{F_A}\}. \qquad /20/$$

Эта формула может быть использована для определения значения массы покоя нейтрино m_ν, параметра κ и формфактора F_T.

Здесь необходимо проанализировать влияние m_ν /как с $\kappa = 1$, так и с $\kappa \neq 1$/ и ТВР. Для этого рассмотрим отличие $a_{\mu\nu}$ от предсказаний (V-A)-формы мюонного тока без ТВР и с $m_\nu = 0$.

$$\Delta_{GT} = \frac{a_{\mu\nu}^{V-A} - a_{\mu\nu}}{a_{\mu\nu}^{V-A}} = \frac{m_\nu^2}{2E_\nu^2} - \frac{m_\nu m_\mu}{E_\nu E_\mu}(1-\kappa) + \frac{1}{2}(1-\kappa)^2 - \frac{8}{3}E_\nu \frac{F_T}{F_A}. \qquad /21/$$

При $F_T = 0$ вклад массы покоя в $a_{\mu\nu}$ при $m_\nu = 500$ кэВ составляет $\approx 10^{-3}$ %. В случае $F_T \neq 0$ основной вклад дает ТВР и при $F_T = 1,4\cdot10^{-3}$ МэВ$^{-1}$ составляет ≈ 40% независимо от массы нейтрино.

5.2. Захват мюона ядром ^3He

В этом случае переданная энергия много меньше переданного импульса ($q_0 \ll |\vec{q}|$), таким образом, можно пренебречь членом $\sim q_0$. Для дифференциальной вероятности захвата поляризованных мюонов ядром ^3He получаем следующее выражение с учетом вклада, определяемого ТВР /формфакторами F_S и F_T/:

$$dW = \frac{G_F^2}{16\pi^2} d\Omega_\nu E_\nu p_\nu a_V^2 |\phi_{1S}|^2_{av} e^{-2y} f^2_{SN}(q^2_a) f^2_{ц.м.}(q) F(f_i), \qquad /22/$$

где использованы те же обозначения, что и в /18/; ядерные функции в этом случае равны:

$$\phi_1 = [F_1(1 + \frac{|\vec{q}|}{2M_N}) + m_\mu F_S]^2 + \frac{\lambda^2 q^2}{2M_N^2}(F_A + 2M_N F_T - m_\mu F_P)^2;$$

$$\phi_2 = \lambda^2 (F_A - \frac{q^2}{2M_N} F_P)^2;$$

$$\phi_3 = -\lambda(F_A - \frac{q^2}{2M_N} F_P)[F_1(1 + \frac{|\vec{q}|}{2M_N}) + m_\mu F_S +$$

$$+ \frac{\lambda|\vec{q}|}{2M_N}(F_A + 2M_N F_T - m_\mu F_P)]; \qquad /23/$$

$$\phi_4 = 2(\lambda^2 F_A^2 + \frac{q^2}{4M_N^2}\mu^{V2});$$

$$\phi_5 = -\frac{\lambda|\vec{q}|}{M_N} F_A \mu^V.$$

Поскольку переход $^3He(g.s.) \to {}^3H(g.s.)$ является смешанным переходом, то в формулу /23/ входят все шесть формфакторов. Таким образом, в процессе захвата поляризованных мюонов ядром ^3He можно изучить эффекты ТВР, обусловленные обоими формфакторами F_S и F_T. При соответствующих значениях параметра $\kappa = a_A/a_V$ выражение для коэффициента асимметрии $a_{\mu\nu}$ получается из /13/ с учетом формул /14/-/17/ и ядерных функций /23/.

При пренебрежении вкладом магнитного и псевдоскалярного формфакторов мы получаем для коэффициента асимметрии $a_{\mu\nu}$ следующее простое выражение:

$$a_{\mu\nu} = -\beta_\nu \frac{2\kappa}{1+\kappa^2} \frac{\eta_1}{\eta_2}\{1 + \frac{1}{\eta_2}[-C(1-3\lambda^2) +$$

$$+ \frac{8\lambda^2}{\eta_1}(\lambda^2 E_\nu \frac{F_T}{F_A} + m_\mu \frac{F_S}{F_A})]\}, \qquad /24/$$

где $\eta_1 = 1 - \lambda^2$; $\eta_2 = 1 + 3\lambda^2$.

В предельном случае чистой $(V-A)$-структуры лептонного тока и при равенстве нулю массы покоя нейтрино из /24/ следует

$$a_{\mu\nu} = -\frac{\eta_1}{\eta_2}\{1 + \frac{8\lambda^2}{\eta_1\eta_2}[\lambda^2 E_\nu \frac{F_T}{F_A} + m_\mu \frac{F_S}{F_A}]\}. \qquad /25/$$

Формула /25/ может быть использована для оценки формфакторов F_S и F_T. Заметим, что они коррелированы и поэтому не могут быть оценены одновременно. Выход из этой ситуации может быть в использовании значения формфактора F_T, полученного при изучении коэффициента $a_{\mu\nu}$ в гамов-теллеровских переходах, для нахождения значения формфактора F_S по формуле /25/.

Анализ формулы /24/ проведем с помощью величины

$$\Delta = \frac{a_{\mu\nu}^{V-A} - a_{\mu\nu}}{a_{\mu\nu}^{V-A}} = \frac{m_\nu^2}{2E_\nu^2} + \frac{m_\nu m_\mu}{E_\nu E_\mu}(1-\kappa)\frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2} +$$

$$+ \frac{1}{2}(1-\kappa)^2 - \frac{8\lambda^2}{\eta_1\eta_2}[\lambda^2 E_\nu \frac{F_T}{F_A} + m_\mu \frac{F_S}{F_A}]. \qquad /26/$$

При отсутствии ТВР $/F_T = 0$, $F_S = 0/$ вклад массы нейтрино в коэффициент $a_{\mu\nu}$ при $m_\nu = 500$ кэВ и $\kappa = 1$ составляет $\approx 1,2\cdot10^{-3}$ % и растет с увеличением отличия κ от 1. Вклад ТВР в коэффициент $a_{\mu\nu}$ при значениях формфакторов $F_T = 1,4\cdot10^{-3}$ МэВ$^{-1}$, $F_S = 1,0\cdot10^{-3}$ МэВ$^{-1}$ составляет примерно 60% независимо от наличия или отсутствия массы покоя у мюонного нейтрино.

6. ВЫВОДЫ

Основные результаты работы можно резюмировать в следующих трех частных случаях:

1. Масса покоя нейтрино отлична от нуля, но ТВР отсутствуют $/F_S = F_T = 0/$. В случае чистой $(V-A)$ -структуры мюонного тока $/\kappa = a_A/a_V = 1/$ при фиксированной спиральности нейтрино /как и в обобщенной модели Вайнберга - Салама, только с левыми массивными нейтрино/ вероятность мюонного захвата dW зависит квадратично от массы покоя мюонного нейтрино m_{ν_μ}, тогда как коэффициент асимметрии $a_{\mu\nu}$ вылета нейтрино относительно спина мюона вовсе не зависит от m_{ν_μ}. При суммировании по спиновым состояниям нейтрино вероятность dW и коэффициент $a_{\mu\nu}$ являются квадратичными функциями от m_{ν_μ}. Для μ^--захвата ядрами ^6Li и ^3He вклад m_{ν_μ} в $a_{\mu\nu}$ составляет $\approx 10^{-3}$ %.

Если константы a_V и a_A, характеризующие интенсивности векторной и аксиально-векторной частей лептонного тока, не равны $(a_V \neq a_A)$, то зависимости вероятности dW и коэффициента $a_{\mu\nu}$ от m_{ν_μ} могут быть как квадратными, так и линейными. Вклад m_{ν_μ} при $\kappa = 1$ в коэффициент $a_{\mu\nu}$ составляет $1,2\cdot10^{-3}$ % в случае ^6Li и $1,0\cdot10^{-3}$ % в случае ^3He.

Таким образом, массу мюонного нейтрино в этом случае можно оценить из прецизионных измерений параметра асимметрии $a_{\mu\nu}$.

2. Учитываются только ТВР $/m_{\nu_\mu} = 0/$. Формфакторы токов второго рода $/F_S$ и $F_T/$ можно определить, изучая захват поляризованного мюона. Коэффициент $a_{\mu\nu}$ дает информацию о значении F_T /в случае чистых гамов-теллеровских переходов, например, захват поляризованного мюона ядром ^6Li / и F_S /в переходах смешанных типов /. Изучая коэффициент $a_{\mu\nu}$ в переходах смешанного типа /например, μ^--захват ядром ^3He /, можно получить оценку на формфакторы F_S и F_T. Вклад ТВР в коэффициент $a_{\mu\nu}$ в случае ^6Li при $F_T = 1,4\cdot10^{-3}$ МэВ$^{-1}$ составляет ≈ 40%, а в случае ^3He при $F_T = 1,4\cdot10^{-3}$ МэВ$^{-1}$ и $F_S = 1,0\cdot10^{-3}$ МэВ$^{-1}$ - примерно 60%.

3. Учитываются одновременно ТВР и масса нейтрино. В этом случае ситуация оказывается сложной. Но так как вклад массы m_{ν_μ} в коэффициент $a_{\mu\nu}$ мал, то им можно пренебречь. И тогда выводы, сделанные в пункте 2, применимы для случая захвата мюонов ядрами ^6Li и ^3He. Массу покоя мюонного нейтрино следует искать через коэффициент асимметрии $a_{\mu\nu}$ для чистых фермиевских переходов, как было указано в /7/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg S. - Phys.Rev., 1958, v.112, p.1375.
2. Albrecht W. et al. - Phys.Lett., 1987, v.159B, p.266.
3. Derrick M. et al. - Phys.Lett., 1987, v.185B, p.223.
4. Лобов Г.А. - Препринт ИТЭФ-65, 1987.
5. Morita M. - Hyperf.Interact.,1985, v.21, p.143.
6. Derrick M. - Preprint ANL-HEP-CP-87-42, 1987.
7. Kathat C.L. - Preprint JINR, E6-88-121, Dubna, 1988; Катхат Ч.Л. - Изв. АН СССР, Сер.физ., 1989, т.53, с.103.
8. Балашов В.В., Коренман Г.Я., Эрамжян Р.А. - Поглощение мезонов атомными ядрами. М: Атомиздат, 1978.
9. Самсоненко Н.В., Самгин А.Л., Катхат Ч.Л. - ЯФ, 1988, №2, т.47, с.348.
10. Samsonenko N.V., Kathat C.L., Samgin A.L. - Nucl.Phys., 1988, v.A490.
11. Proc.Intern. Symposium on Nuclear Beta Decay and Neutrino, Osaka, June 1986. /Eds. Kotani T., Ejiri H., Takasugi E. Singapore: World Scientific, 1986.
12. Вылов Ц. - Препринт ОИЯИ, Р6-83-517, 1983.
13. Вылов Ц., Громов К.Я., Покровский В.Н. - Препринт ОИЯИ, Р6-86-136, 1986.
14. Kawakami H. et al. - J.Phys.Soc. Japan, 1988, v.57, p.2873.
15. Yasumi S. - In: Proc.Intern. Symposium on Nuclear Beta Decay and Neutrino, Osaka, June 1986. /Eds. Kotani T., Ejiri H., Takasugi E. Singapore: World Scientific, 1986, p.377.
16. Anderhub H.B. et al. - Phys.Lett., 1982, v.B114, p.76.
17. Abachi S. et al. - Phys.Rev.Lett., 1986, v.56, p.1039.
18. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В., Катхат Ч.Л., Эльгавхари А.И. - Изв. АН СССР, Сер.физ., 1986, т.50, с.185.
19. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В., Катхат Ч.Л., Эльгавхари А.И. - Изв. АН СССР, Сер.физ., 1987, т.51, с.994.
20. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В., Катхат Ч.Л. - Изв. АН СССР, Сер.физ., 1988, т.52, №5, с.892.
21. Брилев Е.В., Катхат Ч.Л. - Изв. АН СССР, Сер.физ., 1988, т.52, с.7.
22. Катхат Ч.Л. - Изв. АН КазССР, Сер.физ.-мат., 1986, №4, с.54.
23. Samsonenko N., Cumar Y., Suvorov M. - Ann.Inst. Henri Poincare, 1982, v.36, №3, p.239.
24. Fetcher W. - In: Proc.Intern. Symposium on Nuclear Beta Decay and Neutrino, Osaka, June 1986. /Eds. Kotani T., Ejiri H., Takasugi E. Singapore: World Scientific, 1986, p.410.

25. Donnelly T.W., Peccie R.D. - Phys. Reports, 1979, v.50, p.1.
26. Walecka J.D. - In: Muon Physics, v.2. /Eds. Hughes V.W., Wu C.S. New York: Acad.Press, 1975, p.113.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1988 года.

Катхат Ч.Л., Самсоненко Н.В. P6-88-926

Токи второго рода и масса покоя мюонного нейтрино в процессах захвата мюонов ядрами ^{6}Li и ^{3}He

Исследуется влияние токов второго рода (ТВР) и массы покоя мюонного нейтрино (m_{ν_μ}) на дифференциальную вероятность процесса захвата мюонов ядрами ^{6}Li и ^{3}He и на коэффициент угловой асимметрии ($a_{\mu\nu}$) вылета нейтрино относительно спина мюона. Показано, что экспериментальное изучение коэффициента $a_{\mu\nu}$ может явиться эффективным средством для определения массы m_{ν_μ} и формфакторов ТВР - F_T (в случае ядер ^{6}Li, а также ^{3}He) и F_S (в случае ядра ^{3}He).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Kathat C.L., Samsonenko N.V. P6-88-926

Second Class Currents and the Muon Neutrino Rest Mass in the Muon Capture by ^{6}Li and ^{3}He

The influence of second class currents (SCC) and that of the muon neutrino rest mass (m_{ν_μ}) on the differential muon capture rate by the ^{6}Li and ^{3}He, and on the angular asymmetry coefficient ($a_{\mu\nu}$) of the neutrino emission direction with respect to the muon spin orientation, is investigated. It is shown that the experimental study of $a_{\mu\nu}$ may give an efficient estimation for m_{ν_μ} and for SCC form factors F_T (in the case of ^{6}Li and ^{3}He) and F_S (in the case of ^{3}He).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988