

постоянные $a_{V,A}^{\tau\tau}$ определены матрицей

$$(\zeta_{1m_1}^{\tau T}, \zeta_{1m_2}^{\tau T})_0 = a_{V,A}^{\tau\tau} \delta_{m_1 m_2}.$$

Постоянные $a_{12}^{\tau s \tau T}$ и $a_{12}^{\tau T \tau T}$ определены соответственно элементами тензорных форм группы L_0

$$(\zeta_{00}^{\tau s}, \zeta_{10}^{\tau T})_{12} \text{ и } (\zeta_{11}^{\tau T}, \zeta_{11}^{\tau T})_{12}.$$

Постоянная $a_P^{\tau T \tau T}$ определена матрицей группы L_0

$$(\zeta_{1m_1}^{\tau T}, \zeta_{1m_2}^{\tau T}) = a_P^{\tau T \tau T} \delta_{m_1 m_2}.$$

Матрицы заданы в канонических базисах [7, 8]. В рамках нашего формализма вектор и псевдовектор $\psi\gamma_k\chi$, $\psi\gamma_k\gamma_5\chi$ суть антибилинейные формы $(\psi, \chi)_k^V$, $(\psi, \chi)_k^A$ группы L для элементов ψ и χ из пространства $\{\tau \sim (1/2, 3/2), \tau\}$, причем $|a_V^{\tau\tau}| = |a_A^{\tau\tau}| = 1$.

Литература

- [1] E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak. Proc. Intern. Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles, Padova — Venesia, 1957; перев. в ПСФ, 2, 3, 1959.
- [2] R. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
- [3] M. L. Goldberger, S. B. Treiman. Phys. Rev., 111, 355, 1958.
- [4] A. Fujii, H. Primakoff. Nuovo Cim., 12, 327, 1959.
- [5] M. Gourdin, J. Tran Thanh Van. Nuovo Cim., 14, 1051, 1951.
- [6] M. Kawaguchi. Progr. Theor. Phys., 34, 243, 1965.
- [7] И. М. Гельфанд, Р. А. Минлос, З. Я. Шапиро. Представления группы вращений и группы Лоренца, Физматгиз, 1958.
- [8] М. А. Наймарк. Линейные представления группы Лоренца, Физматгиз, 1958.
- [9] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, 1962.

THE DEUTERON AND WEAK INTERACTIONS

L. I. SMIRNOV

It is shown, that some interaction modes may be forbidden for various reaction channels in the weak nuclear process $l_1 + d \rightarrow N + N + l_2$. The connection between these selection rules and the structure of the nucleon wave functions is discussed. Relativistic generalizations of the «singlet» and «triplet» states are introduced. A formula is obtained for the differential cross section of the reaction $\bar{\nu}_{\mu(e)} + d \rightarrow n + n + \mu^+(e^+)$.

ОБ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА НЕЙТРОНОВ ПРИ μ -ЗАХВАТЕ

В. Г. ЗЕЛЕВИНСКИЙ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

(Поступила в редакцию 19 января 1966 г.)

Экспериментально наблюдается большая асимметрия в угловом распределении нейтронов при поглощении поляризованных мюонов ядрами. В статье даются оценки возможной верхней границы эффекта для обычного однонуклонного механизма захвата, если процесс описывается нерелятивистским гамильтонианом Примакова. Показано, что в этих условиях существуют кинематические соотношения между матричными элементами, в силу которых произвольные внутриядерные корреляции вылетающего нейтрона не могут дать асимметрии, заметно большей, чем при захвате свободным протоном (величина спин-орбитальной связи оценивается по оптической модели). Кратко обсуждаются другие возможности объяснения эксперимента.

1. Исследование μ -захвата в ядрах является одним из основных источников сведений о константах слабого взаимодействия [1]. Особый интерес представляют эффекты, связанные с несохранением четности, в частности, асимметрия вылета нейтронов при переходе ядра в состояния непрерывного спектра. Если захваченный мюон был полностью поляризован, то угловое распределение нейтронов при захвате отдельным протоном должно иметь вид $(1 + a_0 \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\xi})$, где \mathbf{n} — единичный вектор по направлению импульса нейтрона, $\boldsymbol{\xi}$ — единичный вектор поляризации мюона, а коэффициент асимметрии a_0 выражается через константы четырехфермионного взаимодействия. Численное значение a_0 (см. ниже формулу (21)) зависит от отношения $\zeta = g_P / g_A$ констант эффективного псевдоскалярного и аксиального взаимодействия и достигает минимального значения $-0,57$ при $\zeta = 24$ (для обычно принимаемого $\zeta = 7$ $a_0 = -0,35$).

Для уменьшения деполяризации мюонов эксперименты должны проводиться не на водороде, а на ядрах нулевого спина. Расчет вылета нейтронов при захвате на сложных ядрах проводился многими авторами (см., например, [2-5]) в различных предположениях относительно эффектов ядра. Низкоэнергичные испарительные нейтроны имеют изотропное угловое распределение, а для нейтронов прямой реакции влияние ядра приводит к изменению коэффициента асимметрии a_0 на $a = \beta a_0$, где β довольно сильно зависит от модели: у разных авторов значение β меняется от 0,2 до 1.

Экспериментально наблюдаемая асимметрия нейтронов оказалась значительно больше предсказываемой теорией. Коэффициент асимметрии a при μ -захвате в Ca^{40} [6] растет с энергией нейтронов E_n и при $E_n \gtrsim 20 \text{ Мэв}$ достигает предельного значения $a = -1$.

В связи с этим можно пытаться искать какие-то не учтенные в обычных расчетах специфические ядерные корреляции, усиливающие асимметрию ($\beta > 1$) по сравнению с процессом на свободном протоне. Физически, однако, ясно, что если мы принимаем обычный «однонуклонный» механизм μ -захвата ($\mu^- + p \rightarrow n + \nu$), то учет межнуклонных корреляций и распределения частиц по импульсам в ядре с достаточно большим

массовым числом A «размажет» эффект и поэтому не может привести к асимметрии, значительно большей, чем в элементарном акте [1]. Ниже мы дадим верхнюю оценку влияния ядра на нейтроны прямого процесса.

2. Асимметрия нейтронов для однонуклонного механизма захвата в ядре конечных размеров рассчитывалась в работах [3]. Используя аналогичный подход, можно, не проводя численных расчетов, получить верхнюю границу возможной асимметрии, которая только и будет нас интересовать. При этом нет необходимости конкретизировать модель ядерных оболочек или вид взаимодействия в конечном состоянии. Предполагается лишь, что процесс описывается эффективным гамильтонианом Примакова [4] и вычисляется матричный элемент между точными начальным и конечным состояниями. Модель оболочек используется только для явного указания квантовых чисел однонуклонных состояний j, l, m в сферическом ядре. Фактически это просто выбор базисной системы функций. Аналогичные ограничения можно получить и в более грубой модели ферми-газа.

В пренебрежении релятивистскими поправками к нуклонным волновым функциям (согласно результатам работы [5], их учет может лишь уменьшить асимметрию) эффективный гамильтониан процесса имеет вид

$$H = \psi_v^+ \frac{1}{2} (1 - s\nu) \sum_{a=1}^A \tau_a^{(-)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) [G_V + G_A (s\sigma_a) - G_P (s\nu) (\sigma_a \nu)] \frac{1}{2} (1 + s\xi) \psi_\mu, \quad (1)$$

где эффективные константы G_V, G_A, G_P связаны известным образом с исходными параметрами универсального четырехфермионного взаимодействия g_V, g_A, g_M, g_P :

$$G_V = g_V \left(1 + \frac{E_\nu}{2M}\right), \quad G_A = g_A - (g_V + g_M) \frac{E_\nu}{2M}, \\ G_P = (g_P - g_A - g_V - g_M) \frac{E_\nu}{2M}, \quad (2)$$

M — масса нуклона, E_ν — энергия нейтрино (~ 80 Мэв); s — оператор лептонного спина, σ_a — оператор спина нуклона a ; $\psi_v(\mathbf{r})$ и $\psi_\mu(\mathbf{r})$ — двухкомпонентные спиноры, отвечающие нейтрино и мюону, ν — единичный вектор по импульсу нейтрино.

С помощью гамильтониана (1) получаем квадрат матричного элемента

$$W = G_V^2 |\langle 1 \rangle|^2 + G_A^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + (G_P^2 - 2G_P G_A) |\langle \nu \sigma \rangle|^2 + \\ + G_V (G_P - G_A) [\langle 1 \rangle \langle \nu \sigma \rangle^* + \text{к.с.}] + G_V G_A [\langle 1 \rangle \langle \xi \sigma \rangle^* + \text{к.с.}] + \\ + G_A (G_P - G_A) [\langle \xi \sigma \rangle \langle \nu \sigma \rangle^* + \text{к.с.}] - i G_A^2 (\nu + \xi) \cdot \langle \sigma \rangle \times \langle \sigma \rangle^* - \\ - \nu \xi \{ G_V^2 |\langle 1 \rangle|^2 - G_A^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + G_P^2 |\langle \nu \sigma \rangle|^2 + G_V G_P [\langle 1 \rangle \langle \nu \sigma \rangle^* + \text{к.с.}] - \\ - \nu \times \xi G_A \{ i [G_V \langle 1 \rangle \langle \sigma \rangle^* + G_P \langle \nu \sigma \rangle \langle \sigma \rangle^*] + \text{к.с.} \}. \quad (3)$$

Здесь угловыми скобками $\langle \hat{O} \rangle$ обозначен ядерный матричный элемент

$$\langle f | \hat{O} | i \rangle = \left\langle \varphi_v \psi_n \Phi^{(i)} \left| \sum_a \tau_a^{(-)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) \hat{O}_a \right| \Phi^{(f)} \varphi_\mu \right\rangle, \quad (4)$$

φ_v и φ_μ — пространственные волновые функции нейтрино и мюона, ψ_n — волновая функция, описывающая спиновое состояние вылетевшего нейтрона и его относительное движение, $\Phi^{(i)}$ и $\Phi^{(f)}$ — начальное и конечное состояния ядра. Строго говоря, конечная волновая функция только асимптотически представляется в виде произведения. Однако любое конечное состояние можно представить как суперпозицию таких произведений

$\sum c_n^{(f)} \psi_n \Phi^{(f)}$, где $\sum |c|^2 = 1$ (аналогично тому, как это сделано ниже; см. формулу (7) для начального ядра). Нас всюду интересует только максимум допустимой асимметрии. Для оценки верхней границы оказывается достаточным рассмотреть ту компоненту в суперпозиции, которая дает наибольшую асимметрию. Приписывая этой компоненте вес $c_n^{(f)}$, равный единице, мы лишь завышаем возможный эффект, упрощая в то же время анализ. При этом интерференция различных нейтронных волн будет учтена полностью.

Для получения количественных оценок достаточно выделить угловую зависимость в (4). Пусть начальное ядро имеет спин $J^i = 0$, конечное — нейтрино — плоская волна:

$$\varphi_v(\mathbf{r}) = e^{iE_\nu \nu \mathbf{r}} = \sum_{l_\nu m_\nu} g_{l_\nu}(\nu) Y_{l_\nu m_\nu}^*(\nu) Y_{l_\nu m_\nu}(\mathbf{r}/r). \quad (5)$$

Нейтронную функцию с определенной проекцией спина $\sigma_z = \lambda$ разложим по парциальным волнам с полным моментом I и орбитальным l_n :

$$\psi_{n\lambda}(\mathbf{r}, \sigma) = \sum_{I l_n} [I] b_{I l_n}(\mathbf{r}) \sum_{M_n m_n m_n' \mu_n} \begin{pmatrix} l_n & 1/2 & I \\ m_n & \mu_n & M_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_n & 1/2 & I \\ m_n & \lambda & M_n \end{pmatrix} \times \\ \times Y_{l_n m_n}^*(\mathbf{n}) Y_{l_n m_n}(\mathbf{r}/r) \chi_{\mu_n}(\sigma). \quad (6)$$

Здесь и далее обозначено $[I] \equiv 2I + 1$. Наконец, всегда можно разложить волновую функцию $\Phi^{(i)}$ начального ядра (A, Z) по (полностью антисимметризованным) произведениям волновых функций $\Phi_{JM}^{(f)}$ конечного ядра ($A-1, Z-1$) и одночастичных протонных функций $\phi_{N j_p b_p m_p}$:

$$\Phi_{00}^{(i)} = \sum_{N J M f} x_N(f) [J]^{-1/2} (-1)^{J-M} \psi_{N J l_p -M} \Phi_{J M}^{(f)}, \quad (7)$$

где f означает квантовые числа (кроме момента и проекции) состояния конечного ядра и вследствие правил отбора $J_p = J, m_p = -M, l_p = J \pm \pm 1/2$, причем $(-1)^{l_p}$ равно четности состояния $\Phi^{(f)}$.

Поскольку оператор слабого взаимодействия симметричен по нуклонам ядра, матричный элемент (4) с учетом (7) сводится с точностью до постоянного множителя к

$$\langle \hat{O} \rangle = (-1)^{J-M} [J]^{-1/2} \sum_N x_N \int d\mathbf{r} \sum_\sigma \varphi_v^*(\mathbf{r}) \psi_{n\lambda}^*(\mathbf{r}, \sigma) \hat{O} \psi_{N J l_p -M}(\mathbf{r}, \sigma) \varphi_\mu(\mathbf{r}). \quad (8)$$

Выделяя угловую зависимость протонной функции в виде

$$\psi_{N J l_p -M}(\mathbf{r}, \sigma) = R_{N J l_p}(\mathbf{r}) \sum_{m_p \mu_p} (-1)^{l_p - 1/2 - M} [J]^{1/2} \times \\ \times \begin{pmatrix} l_p & 1/2 & J \\ m_p & \mu_p & M \end{pmatrix} Y_{l_p m_p}(\mathbf{r}/r) \chi_{\mu_p}(\sigma), \quad (9)$$

подставляя (5), (6) и (9) в (8) и интегрируя по углам, находим

$$\langle \hat{O} \rangle = \sum_{I l_n l_\nu} g_{l_\nu} [I] [l_n]^{1/2} [l_\nu]^{1/2} \begin{pmatrix} l_\nu & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \sum_{M_n m_n m_n' m_p} (-1)^{m_p} \begin{pmatrix} l_\nu & l_n & l_p \\ m_\nu & m_n & -m_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_n & 1/2 & I \\ m_n' & \lambda & M_n \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} l_n & 1/2 & I \\ m_n & \mu_n & M_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_p & 1/2 & J \\ m_p & \mu_p & M \end{pmatrix} Y_{l_\nu m_\nu}(\nu) Y_{l_n m_n}(\mathbf{n}) \hat{O}_{\mu_n \mu_p}. \quad (10)$$

В (10) обозначено

$$\Gamma_{n\nu} = \sum_N x_N \int_0^\infty r^2 g_{l\nu}^*(r) b_{l_n}^*(r) R_{Nl_p}(r) \varphi_\mu(r) dr, \quad (11)$$

а спиновый матричный элемент равен

$$\hat{O}_{\mu_n \mu_p} = O^{(K)} \begin{pmatrix} K & 1/2 & 1/2 \\ \kappa & \mu_p & -\mu_n \end{pmatrix} (-1)^{\mu_n - 1/2}, \quad (12)$$

где для $\langle 1 \rangle$ $K = \kappa = 0$, $O^{(0)} = \sqrt{2}$; для $\langle \sigma \rangle$ $K = 1$, $O^{(1)} = \sqrt{6}$.

Вероятность перехода (3) определяется квадратичными комбинациями матричных элементов (10), просуммированными по проекциям спина конечного ядра и нейтрона. Из (10) и (12) легко получить

$$\sum_{M\Lambda} \langle O_{K\kappa} \rangle \langle O_{K'\kappa'} \rangle^* = O^{(K)} O^{(K')} (-1)^{K+\kappa} \sum_{TL_\nu L_n} F_{KK'}(TL_\nu L_n) \times \\ \times \sum_{\tau\Lambda_\nu \Lambda_n} \begin{pmatrix} K' & K & T \\ -\kappa' & \kappa & \tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_\nu & L_n & T \\ \Lambda_\nu & \Lambda_n & \tau \end{pmatrix} Y_{L_\nu \Lambda_\nu}(\mathbf{v}) Y_{L_n \Lambda_n}(\mathbf{n}), \quad (13)$$

$$F_{KK'}(TL_\nu L_n) = [T][L_\nu]^{1/2}[L_n]^{1/2} \sum_{l_n l_\nu l_n' l_\nu'} \Gamma_{l_n l_\nu} \Gamma_{l_n' l_\nu'}^* [I][I'] [l_n][l_n'] [L_\nu][L_\nu'] \times \\ \times \begin{pmatrix} l_\nu & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_\nu' & l_n' & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_\nu & L_\nu & l_\nu' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_n & L_n & l_n' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} I & I' & L_n \\ l_n' & l_n & 1/2 \end{matrix} \right\} \times \\ \times \sum_{RR'} (-1)^{R-I+J-1/2} [R][R'] \left\{ \begin{matrix} 1/2 & J & l_p \\ l_\nu & l_n & R \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1/2 & J & l_p \\ l_\nu' & l_n' & R' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} K & I & R \\ l_n & 1/2 & 1/2 \end{matrix} \right\} \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} K' & I' & R' \\ l_n' & 1/2 & 1/2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} R & R' & L_\nu \\ l_\nu' & l_\nu & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I & L_n & I' \\ K & T & K' \\ R & L_\nu & R' \end{matrix} \right\}. \quad (14)$$

Из (13) и (14) находим

$$|\langle 1 \rangle|^2 = \sum_L (-1)^L [L]^{1/2} F_{00}(0LL) P_L(\mathbf{v}\mathbf{n}), \\ |\langle \sigma \rangle|^2 = 3\sqrt{3} \sum_L (-1)^L [L]^{1/2} F_{11}(0LL) P_L(\mathbf{v}\mathbf{n}), \\ |\langle \mathbf{v}\sigma \rangle|^2 = -3 \sum_{TL_\nu L_n} [L_\nu]^{1/2} [L_n]^{1/2} \begin{pmatrix} 1 & T & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_\nu & T & L_n \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} F_{11}(TL_\nu L_n) P_{L_n}(\mathbf{v}\mathbf{n}) = \\ = \frac{4}{3} |\langle \sigma \rangle|^2 - \sqrt{\frac{6}{5}} \sum_{L_\nu L_n} [L_\nu]^{1/2} [L_n]^{1/2} \begin{pmatrix} L_\nu & 2 & L_n \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} F_{11}(2L_\nu L_n) P_{L_n}(\mathbf{v}\mathbf{n}). \quad (15)$$

3. Проще всего, аналогично [2, 5], анализировать распределение нейтронов с максимальной при данной E_ν энергией, что экспериментально отвечает наибольшей асимметрии. В этом случае $\mathbf{n} = -\mathbf{v}$ и величины (13) могут зависеть лишь от одного вектора \mathbf{v} . Тогда в (3) выпадают члены

типа $\langle 1 \rangle \langle \mathbf{v}\sigma \rangle^*$ или $\langle \sigma \rangle \times \langle \sigma \rangle^*$, так что вероятность равна

$$W = G_V^2 |\langle 1 \rangle|^2 + G_A^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + (G_P^2 - 2G_P G_A) |\langle \mathbf{v}\sigma \rangle|^2 - \\ - \mathbf{v}\xi \{ G_V^2 |\langle 1 \rangle|^2 - G_A^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + G_P^2 |\langle \mathbf{v}\sigma \rangle|^2 \} + \\ + G_A (G_P - G_A) 2 \operatorname{Re} [\langle \xi \sigma \rangle \langle \mathbf{v}\sigma \rangle^*]. \quad (16)$$

Удобно ввести обозначения

$$|\langle 1 \rangle|^2 = A, \quad \langle \sigma_i \rangle \langle \sigma_h \rangle^* = B \delta_{ih} + G_V v_i v_h, \quad (17)$$

где A, B, C вещественны, $A > 0$, $B > 0$, $C > -B$. Легко видеть, что

$$B = \frac{|\langle \sigma \rangle|^2 - |\langle \mathbf{v}\sigma \rangle|^2}{2}, \quad C = \frac{3|\langle \mathbf{v}\sigma \rangle|^2 - |\langle \sigma \rangle|^2}{2}. \quad (18)$$

В этих обозначениях угловое распределение нейтронов, согласно (16), можно записать в виде $1 + \alpha \mathbf{n}\xi$, причем

$$\alpha = \frac{AG_V^2 + B[-2G_A^2 + (G_P - G_A)^2] + C(G_P - G_A)^2}{AG_V^2 + B[2G_A^2 + (G_P - G_A)^2] + C(G_P - G_A)^2}. \quad (19)$$

С учетом (15), имеем

$$A = \sum_L [L]^{1/2} F_{00}(0LL),$$

$$B = \sqrt{3} \sum_L [L]^{1/2} F_{11}(0LL) + \sqrt{\frac{6}{5}} \sum_{L_\nu L_n} (-1)^{L_n} [L_\nu]^{1/2} [L_n]^{1/2} \begin{pmatrix} L_\nu & 2 & L_n \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} F_{11}(2L_\nu L_n), \quad (20)$$

$$C = -9 \sqrt{\frac{2}{15}} \sum_{L_\nu L_n} (-1)^{L_n} [L_\nu]^{1/2} [L_n]^{1/2} \begin{pmatrix} L_\nu & 2 & L_n \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} F_{11}(2L_\nu L_n).$$

Отметим, что при эффекте на свободном протоне

$$|\langle 1 \rangle|^2 = |\langle \mathbf{v}\sigma \rangle|^2 = 1/3 |\langle \sigma \rangle|^2,$$

так что $C = 0$, $A = B^1$ и коэффициент асимметрии

$$\alpha = \frac{G_V^2 - 2G_A^2 + (G_P - G_A)^2}{G_V^2 + 2G_A^2 + (G_P - G_A)^2} \quad (21)$$

Если регистрируются все нейтроны, летящие в данном направлении (при фиксированном состоянии конечного ядра), то нужно проинтегрировать (16) по всем углам вылета нейтрино. В этом случае, как и при $\mathbf{n} = -\mathbf{v}$, величины (13) могут зависеть лишь от одного вектора \mathbf{n} . После элементарного интегрирования находим

$$\alpha = \left\{ \frac{1}{\sqrt{3}} G_V^2 F_{00}(011) + [-2G_A^2 + (G_P - G_A)^2] F_{11}(011) + \right. \\ \left. + \left[\frac{2}{5} G_P^2 - 2G_A G_P + 2G_A^2 \right] F_{11}(211) - \frac{\sqrt{6}}{5} G_P^2 F_{11}(231) \right\} \times \\ \times \left\{ G_V^2 F_{00}(000) + \sqrt{3} [2G_A^2 + (G_P - G_A)^2] F_{11}(000) - \right.$$

¹⁾ Соотношения такого типа для ряда частных случаев были получены [1, 7] при вычислении полной вероятности захвата в ядрах. Ниже показано, что они имеют более широкую область применимости.

$$-\sqrt{\frac{6}{5}}(G_P^2 - 2G_P G_A)F_{11}(220) \}^{-1}. \quad (22)$$

4. Пользуясь (14), (19) и (22), можно показать, что коэффициент асимметрии α не может существенно превышать своего «пустотного» значения α_0 (21). Рассмотрим сначала простой случай отсутствия спин-орбитального взаимодействия вылетающего нейтрона. Из-за относительной слабости этого взаимодействия в реальных ядрах оно не может принципиально изменить результаты. Кроме того, как будет показано ниже, его влияние на асимметрию падает с ростом энергии нейтрона E_n , т. е. не имеет отношения к экспериментально наблюдаемому увеличению $|\alpha|$ с E_n .

Отсутствие спин-орбитальной связи означает, что радиальные функции b_{I^n} , а следовательно, и интегралы Γ_{I^n} , не зависят от I . Поэтому в (14) можно провести явное суммирование по I и I' , что дает

$$F_{KK'}(TLL') = \delta_{LL'}(-1)^{K'-J+1/2+T} [T][L] \left\{ \begin{matrix} T & 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & K & K' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T & l_p & l_p \\ J & 1/2 & 1/2 \end{matrix} \right\} \times \\ \times \sum_{l_n l_n' l_p} \Gamma_{l_n l_p} \Gamma_{l_n' l_p}^* [l_n][l_n'] [l_p] \left(\begin{matrix} l_n & l_n' & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} l_p & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \times \\ \times \left(\begin{matrix} l_n & L & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} l_n' & L & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left\{ \begin{matrix} T & l_p & l_p \\ L & l_n & l_n' \\ L & l_n & l_n' \end{matrix} \right\}. \quad (23)$$

В силу условий треугольника в $6j$ -символах в (23) T может принимать лишь два значения: 0 и 1. Поэтому $F_{11}(2LL) = 0$, т. е., согласно (20), $C = 0$ или (см. (18))

$$|\langle \nu \sigma \rangle|^2 = \frac{1}{3} |\langle \sigma \rangle|^2 = B. \quad (24)$$

При этом в коэффициент асимметрии (19) или (22) входят лишь величины $F_{KK}(0LL)$, которые с точностью до общих констант можно представить в виде

$$F_{KK}(0LL) = [L]^{1/2} [K]^{-1/2} f_L, \\ f_L = \sum_{l_n l_n' l_p} \Gamma_{l_n l_p} \Gamma_{l_n' l_p}^* [l_n][l_n'] [l_p] \left(\begin{matrix} l_n & l_n' & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} l_p & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \times \\ \times \left(\begin{matrix} l_n & L & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} l_n' & L & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left\{ \begin{matrix} l_n' & l_p & l_p \\ l_n & l_n & L \end{matrix} \right\} \equiv \sum_{l_n l_n' l_p} \Gamma_{l_n l_p} \Gamma_{l_n' l_p}^* X_L(l_n l_p; l_n' l_p). \quad (25)$$

Если регистрируются нейтроны с максимальной энергией ($n = -\nu$), то, согласно (20), (24) и (25)

$$A = |\langle 1 \rangle|^2 = \sum_L [L] f_L, \\ |\langle \sigma \rangle|^2 = 3B = 3|\langle 1 \rangle|^2 = 3A. \quad (26)$$

Таким образом, в этом случае имеем точное равенство $\alpha = \alpha_0$.

Если же проводится интегрирование $\int d\nu$, то из (22), (21) и (25)

$$\alpha = \frac{(1/\sqrt{3})G_V^2 F_{00}(011) + [-2G_A^2 + (G_P - G_A)^2] F_{11}(011)}{G_V^2 F_{00}(000) + \sqrt{3}[2G_A^2 + (G_P - G_A)^2] F_{11}(000)} = \alpha_0 \frac{f_1}{f_0} \quad (27)$$

т. е. влияние ядра дается множителем $\beta = f_1/f_0$. Оценим теперь этот множитель.

Из (25) имеем

$$f_0 = \sum_{l_n l_p} [l_n][l_p] |\Gamma_{l_n l_p}|^2 \left(\begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)^2, \quad (28) \\ f_1 \leq \frac{1}{2} \sum_{l_n l_n' l_p} \{ |\Gamma_{l_n l_p}|^2 + |\Gamma_{l_n' l_p}|^2 \} X_1(l_n l_p; l_n' l_p) = \\ = \sum_{l_n l_p} |\Gamma_{l_n l_p}|^2 [l_n][l_p] \left(\begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)^2 \sum_{l_n' l_p} [l_n'] [l_p'] \times \\ \times \left(\begin{matrix} l_n' & l_n' & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} l_n & 1 & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} l_n' & 1 & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right) \left\{ \begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ l_n' & l_p & 1 \end{matrix} \right\} \quad (29)$$

Сумма по l_n', l_p' в (29) вычисляется точно и равна $\left(\begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)$. Сравнивая

с (28), немедленно получаем, что $|\beta| = |f_1/f_0| \leq 1$, т. е. $|\alpha| \leq |\alpha_0|$. Итак, при отсутствии спин-орбитальной связи максимальная симметрия достигается для нейтронов максимальной энергии, причем она равна «пустотному» значению.

5. Для оценки общего случая с отличным от нуля спин-орбитальным потенциалом

$$U = -\eta(r) l \sigma \quad (30)$$

удобно переписать матричные элементы (13) в несколько ином виде. Положим опять $\mathbf{n} = -\mathbf{v}$. Как нетрудно убедиться из (19) и (21), увеличение модуля коэффициента асимметрии α по сравнению с α_0 может быть достигнуто лишь, если $|\langle \sigma \rangle|^2$ значительно превышает $3|\langle 1 \rangle|^2$. Эти два матричных элемента можно с помощью стандартного аппарата теории сложения моментов привести к виду

$$|\langle 1 \rangle|^2 = A_0, \quad |\langle \sigma \rangle|^2 = 3A_1, \quad (31)$$

где величины A_K получаются из (20) после выполнения суммирования по R и R' в общих выражениях (14) для $F_{KK}(0LL)$ и последующего суммирования по L

$$A_K = \sum_j [j] \left\{ \begin{matrix} K & J & j \\ l_p & 1/2 & 1/2 \end{matrix} \right\}^2 \left| \sum_{l_n l_p} \Gamma_{l_n l_p} [l_n][l_p] \times \right. \\ \left. \times \left(\begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)^2 \left\{ \begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 1/2 & j & J \end{matrix} \right\}^2 \right|. \quad (32)$$

Форма (32) удобна тем, что содержит лишь сумму явно положительных слагаемых, причем зависимость от K выделена в одном $6j$ -символе. При отсутствии $l\sigma$ -связи в (32) можно просуммировать отдельно по I и j , так что A_K не будет зависеть от K и мы получим старый результат (26): $\alpha = \alpha_0$. Сразу видно, что этот вывод строго справедлив и в двух других важных случаях: 1) если существенна лишь нейтронная s -волна ($l_n = 0$), что тривиально, и 2) если конечное ядро находится в состоянии $1/2^+$ (т. е. в формуле (32) $l_p = 0$).

Для анализа общего выражения (32) при $l_p \neq 0$ составим разность $1/3|\langle \sigma \rangle|^2 - |\langle 1 \rangle|^2$, которая после подстановки значений $6j$ -символов, содержащих K , принимает вид

$$A_1 - A_0 = \frac{2\gamma_j}{3[l_p]} \left(\left| \sum_{l_n l_p} \Gamma_{l_n l_p} [l_n][l_p] \left(\begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)^2 \left\{ \begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 1/2 & l_p & -1/2 & I \end{matrix} \right\}^2 \right| - \right. \\ \left. - \left| \sum_{l_n l_p} \Gamma_{l_n l_p} [l_n][l_p] \left(\begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)^2 \left\{ \begin{matrix} l_n & l_n & l_p \\ 1/2 & l_p & +1/2 & I \end{matrix} \right\}^2 \right| \right), \quad (33)$$

где

$$\gamma_J = \begin{cases} l_p & , \quad J = l_p + 1/2 \\ -(l_p + 1) & , \quad J = l_p - 1/2 \end{cases} \quad (34)$$

Если рассмотреть здесь члены с $l_v \neq 0$, то I в каждой из двух сумм (33) принимает два значения: $I = l_n \pm 1/2$. Подставляя явные значения δ_j -символов, легко видеть, что все эти члены точно уничтожаются.

Таким образом, в (33) остаются лишь вклады нейтринной s -волны ($l_v = 0$), когда в силу кинематических ограничений I может принимать только одно значение, причем разное в разных членах (33), а также интерференционные члены типа $\Gamma_{l_n} \Gamma_{l_n, l_v}^*$, $l_v \neq 0$. Окончательно имеем

$$A_1 - A_0 = \frac{2}{3} \gamma_J [l_p]^{-3} \left\{ |\Gamma_{l_p - 1/2, l_p, 0}|^2 - |\Gamma_{l_p + 1/2, l_p, 0}|^2 + \right. \\ \left. + 2 \operatorname{Re} \left[(\Gamma_{l_p - 1/2, l_p, 0} - \Gamma_{l_p + 1/2, l_p, 0}) \sum_{l_n: l_v \neq 0} [l_n][l_v] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \begin{pmatrix} l_v & l_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 (\Gamma_{l_n + 1/2, l_n, l_v}^* + \Gamma_{l_n - 1/2, l_n, l_v}^*) \right] \right\}. \quad (35)$$

Вспоминая определение (11), заключаем, что отличие $1/3 |\langle \sigma \rangle|^2$ от $|\langle 1 \rangle|^2$ связано лишь с различием усредненных по r радиальных волновых функций нейтрона b_{l_n} для $I = l_n \pm 1/2$. Оценим эту величину, заменяя, как часто делается в оптической модели, спин-орбитальное взаимодействие $\eta(r)$ эффективной константой η , уменьшающейся с энергией нейтрона. Тогда легко точно решить соответствующее уравнение Шредингера и получить радиальные функции нейтрона с энергией E_n в виде

$$b_{l_n}(r) = b_l(r) \frac{E_n}{E_n + \eta \gamma_I}, \quad (36)$$

где γ_I дается выражением (34). Поэтому разность $1 - (A_0/A_1)$ при $E_n \approx 30 \text{ Мэв}$ является малой величиной порядка $(2l_p + 1) \eta / E_n \approx 0,05 \div 0,1$ и, как отмечалось выше, падает с энергией как за счет явной зависимости (36), так и в силу уменьшения эффективной константы η . Нетрудно показать, что такого же порядка и отклонение $|\langle \nu \sigma \rangle|^2$ от $|\langle 1 \rangle|^2$, т. е. величина C (см. (18)). В целом можно сделать вывод, что практически при $\mathbf{n} = -\mathbf{v}$ коэффициент асимметрии всегда близок к α_0 (подобный результат получался и в численных расчетах [3]).

Аналогично отсутствию Γ -связи интегрирование по спектру нейтронов всегда уменьшает асимметрию.

6. Таким образом, по-видимому, при однонуклонном μ -захвате ядерные корреляции вряд ли могут усилить исходную асимметрию. Тогда для объяснения эксперимента остаются лишь две возможности: 1) набор констант четырехфермионного взаимодействия отличается от общепринятого и 2) в ядре существует добавочный к однонуклонному механизм μ -захвата.

Первая возможность анализировалась в работе [8], авторы которой предлагали добавить в исходное выражение нуклонного тока N_α скалярный член $g_S(\psi_n \psi_p) q_\alpha$, где $q_\alpha = p_{\nu\alpha} - p_{\mu\alpha}$ — переданный импульс. Из выражения (21) видно, что асимметрия достигает значения -1 при $G_V = 0$, $G_P = G_A$. Равенство $G_V = 0$ можно получить, положив $g_S \approx -g_V$, а $G_P = G_A$ — с помощью выбора $\zeta = g_P / g_A \approx 24$. В β -распаде подобный скалярный член скажется слабо, так как его вклад пропорционален массе лептона.

Обычно скалярный (S) и тензорный (T) члены не включаются в нуклонный слабый ток, так как они иначе преобразуются при G -преобразовании, чем остальные члены (V, A, M, P). Однако существуют [9], помимо μ -захвата, слабые процессы, указывающие на наличие S - и T -токов. В этой

связи интересна работа [10], где тщательно проанализированы возможные причины расхождения ft для β -переходов $B^{12} \rightarrow C^{12}$ и $N^{12} \rightarrow C^{12}$. По мнению авторов [10], для объяснения экспериментального отличия необходимо ввести индуцированное тензорное взаимодействие («слабый диполь») с константой, по порядку величины равной константе g_M слабого магнетизмуклонный ток записывается в симметричном виде, подсказывающем заманчивую гипотезу о «максимальном несохранении G -четности».

Однако такой набор констант, как видно из (16), на 20—30% уменьшает полную вероятность μ -захвата. Теоретические предсказания с обычными значениями констант для многих сложных ядер, действительно, заметно превышают экспериментальные данные. Но это можно отнести к наиболее точным опытам [12] по измерению полной вероятности захвата в He^3 , где ядерная волновая функция известна достаточно хорошо, определенно свидетельствуют в пользу канонического набора с $g_S = 0$ (правда, большое значение $\zeta \approx 25 \div 30$ не исключается).

Другой возможностью является наличие специфического ядерного механизма захвата. В отличие от поглощения реальных фотонов или пионов, невозможного на свободном нуклоне, здесь новый механизм является

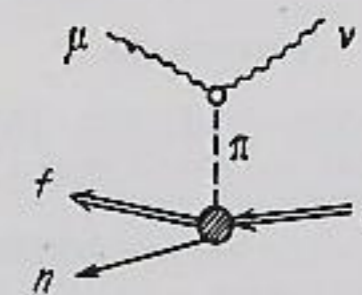


Рис. 1

добавочным к основному, причем его относительная роль должна расти с A .

Можно попытаться связать μ -захват с известными реакциями поглощения π^- [13, 14], т. е. учесть дополнительно полюсную диаграмму рис. 1. Здесь ядерная вершина содержит лишь поглощение виртуального пиона нуклонными кластерами, так как поглощение одним нуклоном учтено формфактором g_P . Из элементарных кинематических соображений ясно, что в таком процессе нейтроны максимальной энергии будут вылетать по спину мюона, т. е. противоположно наблюдаемой асимметрии. Поэтому нужный эффект мог бы возникнуть только из интерференции с основным током. Легко видеть, что здесь этого не происходит. Действительно, матричный элемент, отвечающий рис. 1, можно записать в виде

$$M' = G g \psi_{\nu}^{+1/2} (1 - s\nu)^{1/2} (1 + s\xi) \psi_{\mu} \langle \mathcal{P} \rangle, \quad (37)$$

где введена безразмерная величина

$$g = \frac{f m_{\mu}}{m_{\pi}^2 + 2 m_{\mu} E_{\nu} - m_{\mu}^2},$$

f — формфактор пионного распада, а псевдоскалярный ядерный матричный элемент имеет вид

$$\langle \mathcal{P} \rangle = \kappa \langle \nu \sigma \rangle + \lambda \langle \nu J \rangle + \mu \nu \langle [\sigma J] \rangle, \quad (38)$$

J — спин конечного ядра. Вычисляя вероятность и суммируя по спиам конечных частиц, находим, что в выражении (19) происходит лишь замена $G_P \rightarrow G_P + G_{g\kappa}$ и добавляются члены с $|\lambda|^2$ и $|\mu|^2$, одинаковые в числителе и знаменателе. Таким образом, хотя перенормировка G_P может быть немалой, этот эффект почти не влияет на асимметрию.

²⁾ Последние расчеты [11] уменьшили расхождение теории и эксперимента.

В работе [15] рассматривалось поглощение мюонов виртуальными пионами (рис. 2), т. е. по существу непосредственно нуклонными ассоциациями. Вклад этого процесса оказался всего лишь порядка 1%. Можно показать, что учет более сложных диаграмм не меняет этой оценки.

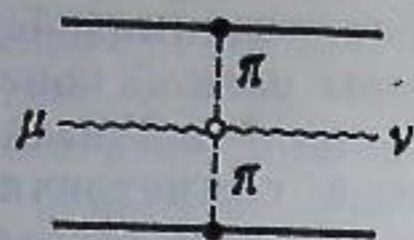


Рис. 2

Нужные интерференционные члены могли бы в принципе получиться при рассмотрении поглощения мюонов скалярными или векторными мезонами, однако об их взаимодействии с ядрами фактически ничего неизвестно. Для прояснения природы эффекта было бы крайне желательно иметь надежные экспериментальные данные, относящиеся к ядрам в различных областях A .

В заключение автор выражает искреннюю благодарность С. Т. Беляеву, С. А. Хейфецу и И. Б. Хрипловичу за полезные советы и обсуждения.

Литература

- [1] H. Primakoff. Rev. Mod. Phys., 31, 802, 1959. И. С. Шапиро. Лекции в V школе по физике элементарных частиц, Ереван, 1965.
- [2] Б. Л. Иоффе. ЖЭТФ, 33, 308, 1957.
- [3] Э. И. Долинский, Л. Д. Блохинцев. ЖЭТФ, 35, 1488, 1959; 38, 1040, 1959. М. К. Акимова, Л. Д. Блохинцев, Э. И. Долинский. ЖЭТФ, 39, 1806, 1960.
- [4] E. Lubkin. Ann. Phys., 11, 414, 1960.
- [5] R. Klein, T. Neal, L. Wolfenstein. Phys. Rev., 138, B 86, 1965.
- [6] V. S. Evseev et al. Phys. Lett., 6, 332, 1963.
- [7] J. R. Luyten, H. P. C. Rood, H. A. Tolhoek. Nucl. Phys., 41, 236, 1963.
- [8] M. L. Yonovich, V. S. Evseev. Phys. Lett., 6, 333, 1963.
- [9] J. N. Huffaker, E. Greuling. Phys. Rev., 132, 738, 1963.
- [10] R. J. Blin-Stoyle, M. Rosina. Nucl. Phys., 70, 321, 1965.
- [11] Г. Г. Бунатян. ЯФ, 2, 868, 1965.
- [12] О. А. Займидорога и др. ЖЭТФ, 48, 1594, 1965.
- [13] S. G. Eckstein. Phys. Rev., 129, 413, 1963.
- [14] В. М. Колыбасов. ЯФ, 2, 144, 1965.
- [15] M. Bertero, G. Passatore, G. A. Viano. Nuovo Cim., 38, 1669, 1965.

ON THE NEUTRON EMISSION ASYMMETRY IN μ -CAPTURE

V. G. ZELEVINSKY

A large asymmetry in the angular distribution of neutrons is observed experimentally in the absorption of polarized muons by nuclei. The possible upper limit of this effect is estimated for the usual one-nucleon capture mechanism, assuming the process to be described by the nonrelativistic Primakoff Hamiltonian. It is shown that under these conditions kinematic relations exist between the matrix elements, in view of which no internuclear correlations of the emitted neutron can lead to asymmetries, significantly larger than those in the capture by a free proton (the magnitude of the spin-orbital coupling is estimated according to the optical model). Other possible explanations of the experiments are briefly discussed.

РАСЩЕПЛЕНИЕ ДЕЙТРОНА НЕЙТРИНО

Ю. С. КОПЫСОВ, В. А. КУЗЬМИН

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР

(Поступила в редакцию 9 февраля 1966 г.)

Производится расчет сечения процесса $D^2 + \nu \rightarrow p + p + e^-$ при энергии нейтрино $4 \text{ Мэв} \leq E_\nu \leq 20 \text{ Мэв}$. В качестве волновых функций дейтрона и системы двух протонов брались функции с потенциалом ядерных сил в виде прямоугольной ямы. Неопределенность сечения составляет $\pm 8\%$ и определяется в значительной степени неточностью константы псевдовекторной связи. Сечение хорошо аппроксимируется функцией $\sigma = 1,96 \cdot 10^{-44} (E/1 \text{ Мэв} - 1,443)^{2,31} \text{ см}^2$. Получены дифференциальные и интегральные спектры электронов и интегральные сечения для солнечных B^8 и He^3 нейтрино.

1. Термоядерные реакции синтеза He^4 , обеспечивающие выделение энергии в недрах Солнца, сопровождаются β^+ -процессами с испусканием нейтрино. Распределение интенсивности в спектре солнечных нейтрино обладает следующей особенностью. Основная часть потока нейтрино ($\sim 99,99\%$) лежит в области низких энергий, $E_\nu \lesssim 2 \text{ Мэв}$, и лишь небольшая часть ($\sim 0,01\%$), испускаемая в реакциях [1,2]

$$B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu \quad (E_\nu^{max} \approx 14 \text{ Мэв}), \quad (1)$$

$$He^3 + p \rightarrow He^4 + e^+ + \nu \quad (E_\nu^{max} = 18,772 \text{ Мэв}), \quad (2)$$

располагается в области энергии $E_\nu \lesssim 20 \text{ Мэв}$. Несмотря на столь малую интенсивность высокоэнергетической части нейтринного спектра Солнца, вклад B^8 нейтрино в величину полного эффекта в ряде детекторов [3] по порядку оказывается таким же, как вклад низкоэнергетической части спектра. Более того, наличие в спектре нейтрино частиц относительно высоких энергий значительно расширяет экспериментальные возможности регистрации потока. В связи с задачами нейтринной спектроскопии Солнца в настоящее время, наряду с радиохимическими методами детектирования нейтрино, обсуждается возможность использования электронирования нейтрино, обсуждается возможность использования объектов регистрации явных методов, в которых непосредственными объектами регистрации являются электроны с энергией $E_e \gtrsim 5 \text{ Мэв}$ [4,5]. В качестве детекторов удобно использовать легкие ядра, так как они обладают наибольшими сечениями поглощения нейтрино на единицу массы мишени. В работах [4,5] рассматривалась возможность детектирования нейтрино с помощью ядер Li^7 и B^{11} . В работе [6,18] обсуждалось ядро D^2 и отмечались преимущества и недостатки этого детектора по сравнению с Li^7 . Настоящая работа посвящена изучению процесса

$$D^2 + \nu \rightarrow p + p + e^- \quad (3)$$

в области энергий нейтрино $4-20 \text{ Мэв}$. В работах [7,8] изучался процесс расщепления дейтрона антинейтрино. Он отличается от процесса (3) как по величине сечения, так и по энергетическому распределению электронов.

2. Гамильтониан взаимодействия для процесса (3)

$$H_{int} = \langle \Psi_{2p}^+ | \gamma_\mu (C_\nu + C_A \gamma_5) | \Psi_d \rangle \langle \psi_{e^+} | \gamma_\mu (1 + \gamma_5) | \psi_\nu \rangle \quad (4)$$