$$W(\varphi)\,d\varphi=\frac{\sigma^2}{4}\left[\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0(0)}\right]^2\frac{\Omega k_0^2}{\varepsilon_0(\Omega)}\sum_{m=M_1}^{M_2}J_m^2\left(A\sin\varphi\sqrt{k^2-(k_0+mq)^2}\right)\times$$
$$\times\frac{k^2-(k_0+mq)^2}{(k^2-k_0(k_0+2mq))^2}\,d\varphi. \qquad (8Б)$$

В заключение отметим, что заряженные треки рассмотренной формы могут быть в принципе получены при движении заряженной частицы в веществе в постоянном магнитном (А) или переменном электрическом (Б) поле.

Автор глубоко признателен В. А. Давыдову за полезные обсуждения и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1818. [2] Давыдов В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с. 1848. [3] Давыдов В. А. ЖЭТФ, 1981, 80, с. 859.

Поступила в редакцию
19.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 5

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.123.17:539.125.17.01

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЯДРАХ И СТРУКТУРА СЛАБОГО НЕЙТРАЛЬНОГО АДРОННОГО ТОКА

А. З. Агаларов, Б. К. Керимов, А. М. Моурао (Португалия)

(кафедра теоретической физики)

1. Изучение изоспиновой структуры слабого нейтрального (СН) адронного тока является одной из важных задач теории электрослабого взаимодействия Глэшоу—Вайнберга—Салама (ГВС), правильность основных положений которой получила недавно (в 1983 г.) экспериментальное подтверждение в связи с открытием промежуточных векторных бозонов $W^\pm$ и Z^0.

Выполненные к настоящему времени эксперименты по измерению эффектов несохранения пространственной четности в неупругом электрон-дейтронном рассеянии [1] и в атомной физике [2, 3] дают информацию об изовекторной и изоскалярной компонентах ($\beta^{(1)}{}_V\cong-0{,}6$ и $\beta^{(0)}{}_V\cong0{,}2$) СН адронного векторного тока. Опытные данные по нейтрино-нуклонным реакциям [4—7], в частности, указывают на доминирующую роль изовекторной компоненты СН адронного аксиального тока ($\beta^{(1)}{}_A\cong0{,}94$). Результаты измерений согласуются в целом с предсказаниями модели ГВС при значении параметра $\sin^2\theta_W=0{,}23$ [4—7]. Однако в настоящее время нет надежной экспериментальной информации об изоскалярной компоненте адронного аксиального тока, отсутствующей ($\beta^{(0)}{}_A=0$) в стандартной модели ГВС. Из анализа данных по нейтрино-ядерным реакциям [6, 7] следует ограничение для константы изоскалярного адронного аксиального тока $\beta^{(0)}{}_A<0{,}7$. В то же время расчеты в рамках квантовой хромодинамики (КХД) [8] показывают, что константа $\beta^{(0)}{}_A$ отлична от нуля и равна $\beta^{(0)}{}_A\cong$ $\cong0{,}1$.

Для дальнейшей проверки единой теории электрослабых взаимодействий существенно понижение верхней границы на возможную примесь изоскалярной компоненты в адронном аксиальном токе. В [9, 10], например, обсуждаются возможности изучения вклада изоскалярной компоненты адронного аксиального тока в асимметрию сечения электровозбуждения изоскалярных состояний ядер за счет электрослабой интерференции. Детальное исследование электрон- и нейтрино-ядерных процессов представляется поэтому важным для получения полной информации об изоспиновой структуре СН адронного (кваркового) тока.

Изотопическая структура СН адронного (V, A)-тока дается выражением [9, 10]:

$$\mathcal{J}_\mu^Z = \beta_V^{(1)} V_\mu^{1,0} + \beta_A^{(1)} A_\mu^{1,0} + \beta_V^{(0)} V_\mu^{0,0} + \beta_A^{(0)} A_\mu^{0,0}, \tag{1}$$

где $V_\mu^{\mathcal{T}\mathcal{M}}$ и $A_\mu^{\mathcal{T}\mathcal{M}}$ — изоспиновые компоненты (изоскалярные при $\mathcal{T}=0$ и изовекторные при $\mathcal{T}=1$) векторного и аксиально-векторного адронного тока, $\beta_V^{(\mathcal{T})}$ и $\beta_A^{(\mathcal{T})}$ — соответствующие константы связи, которые зависят от используемой калибровочной модели. Эти и киральные константы связи $\varepsilon_{L,R}(u)$, $\varepsilon_{L,R}(d)$ кваркового тока адрона

$$\mathcal{J}_\mu{}^q = \bar{u}\gamma_\mu[\varepsilon_L(u)(1+\gamma_5)+\varepsilon_R(u)(1-\gamma_5)]u + \bar{d}\gamma_\mu[\varepsilon_L(d)(1+\gamma_5) + \varepsilon_R(d)(1-\gamma_5)]d \tag{2}$$

связаны соотношениями

$$\varepsilon_L(u) = \frac{1}{4}(\beta_V^{(1)} + \beta_A^{(1)} + \beta_V^{(0)} + \beta_A^{(0)}), \quad \varepsilon_R(u) = \frac{1}{4}(\beta_V^{(1)} - \beta_A^{(1)} + \beta_V^{(0)} - \beta_A^{(0)}),$$

$$\varepsilon_L(d) = \frac{1}{4}(-\beta_V^{(1)} - \beta_A^{(1)} + \beta_V^{(0)} + \beta_A^{(0)}), \quad \varepsilon_R(d) = \frac{1}{4}(-\beta_V^{(1)} + \beta_A^{(1)} + \beta_V^{(0)} - \beta_A^{(0)}). \tag{3}$$

Экспериментально измеряемые величины в нейтринных реакциях с нейтральными токами выражаются либо через константы $\beta_{V,A}^{(0)}$, $\beta_{V,A}^{(1)}$, либо через $\varepsilon_{L,R}(u)$, $\varepsilon_{L,R}(d)$ [4, 5].

В данной работе получено аналитическое выражение для дифференциального сечения упругого и неупругого (с возбуждением) рассеяния нейтрино (антинейтрино) на ядрах с мультипольными моментами за счет взаимодействия нейтральных токов, обусловленного обменом Z^0-бозона. Исследованы разрешенные переходы ядер ^{12}C ($0^+0 \to 1^+0$) и ^{14}N ($1^+0 \to 2^+0$), которые чувствительны к примеси изоскалярной компоненты ($\sim\beta_A^{(0)}$) адронного аксиального тока. Выявлено заметное влияние различных вариаций значения изоскалярной константы $\beta_A^{(0)}$ на вероятность указанных переходов.

2. Матричный элемент нейтрино(антинейтрино)-ядерного рассеяния

$$\nu(\bar{\nu}) + A(J_i, T_i) \to \nu(\bar{\nu}) + A^*(J_f, T_f), \tag{a}$$

в локальном пределе ($q_\mu^2 \ll m_{Z^0}^2$) может быть представлен в виде

$$\langle f|M|i\rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} l^\mu \langle f|\mathcal{J}_\mu^Z|i\rangle. \tag{4}$$

Здесь $l_\mu = \bar{u}(k')\gamma_\mu(1\pm\gamma_5)u(k)$ — нейтральный ток нейтрино, где верхний (нижний) знак соответствует нейтрино (антинейтрино).

Воспользовавшись мультипольными разложениями фурье-компонент V- и A-токов в (1), после усреднения по начальным и суммирования по конечным спиновым состояниям ядра получаем следующее выражение для дифференциального сечения процесса (a):

$$\frac{d\sigma^{\nu,\bar\nu}}{d\Omega}=\frac{\sigma_0}{(2J_i+1)}\left\{\Phi_L^2(q^2)+\left(\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}-\frac{q_\mu^2}{2q^2}\right)\Phi_T^2(q^2)\mp\right.$$

$$\left.\mp 2\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\left(\frac{2E_\nu-\Delta}{q}\right)\Phi_{\text{инт}}(q^2)\right\}, \qquad (5)$$

где

$$\sigma_0=\left(\sqrt{2}\pi\right)^{-2}G_F^2(E_\nu-\Delta)^2\cos^2\frac{\theta}{2},$$

$$\Phi_L^2(q^2)=\sum_{\lambda\geqslant 0}\left|\left\langle\widetilde{C}^{(Z)}_{\lambda\mathcal{T}}-\frac{\Delta}{q}\widetilde{L}^{(Z)}_{\lambda\mathcal{T}}\right\rangle\right|^2,$$

$$\Phi_T^2(q^2)=\sum_{\lambda\geqslant 1}\left(|\langle\widetilde{E}^{(Z)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle|^2+|\langle\widetilde{M}^{(Z)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle|^2\right),$$

$$\Phi_{\text{инт}}(q^2)=\sum_{\lambda\geqslant 1}\operatorname{Re}\left(\langle\widetilde{M}^{(Z)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle\langle\widetilde{E}^{(Z)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle^*\right).$$

Здесь $\Delta=E_\nu-E'_\nu$; E_ν и E'_ν — энергии нейтрино (антинейтрино) до и после рассеяния; $q^2_\mu=\Delta^2-q^2$, а средние для мультиполей $\widetilde{Q}=\widetilde{C}$, $\widetilde{L}$, $\widetilde{M}$ и $\widetilde{E}$ определены в соответствии с формулой (1):

$$\langle\widetilde{Q}^{(Z)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle=\sum_{\mathcal{T}=0,1}\left(\beta_V^{(\mathcal{T})}\langle Q^{(V)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle+\beta_A^{(\mathcal{T})}\langle Q^{(A)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle\right), \qquad (6)$$

причем

$$\langle Q^{(j)}_{\lambda\mathcal{T}}\rangle=(2T_f+1)^{-1/2}C^{T_fM_T}_{T_iM_T\mathcal{T}0}\langle J_fT_f\|\widehat{Q}^{(j)}_{\lambda\mathcal{T}}\|J_iT_i\rangle, \qquad (7)$$

где величины $\langle f\|\widehat{Q}^{(j)}_{\lambda\mathcal{T}}\|i\rangle$ — приведенные по спину J и изоспину T [9, 10] матричные элементы кулоновского $\widehat{C}^{(j)}_{\lambda\mathcal{T}}$, продольного $\widehat{L}^{(j)}_{\lambda\mathcal{T}}$, а также поперечных магнитного $\widehat{M}^{(j)}_{\lambda\mathcal{T}}$ и электрического $\widehat{E}^{(j)}_{\lambda\mathcal{T}}$ мультипольных операторов ранга λ для векторного ($j=V$) и аксиально-векторного ($j=A$) СН адронного тока.

В рамках стандартной модели ГВС константы связи $\beta_V^{(\mathcal{T})}$ и $\beta_A^{(\mathcal{T})}$ равны ($x=\sin^2\theta_W$):

$$\beta_V^{(0)}=-\frac{2}{3}x,\ \beta_V^{(1)}=1-2x,\ \beta_A^{(0)}=0,\ \beta_A^{(1)}=1. \qquad (8)$$

Ниже мы рассмотрим влияние отклонения $\beta_A^{(0)}$ от нуля, совместимого как с данными нейтринных экспериментов [6, 7], так и с расчетами КХД [8], на вероятность изоскалярных переходов ядер ^{12}C и ^{14}N.

В нерелятивистском приближении по скорости нуклона в ядре ($v_N\ll c$), пренебрегая конвекционным вкладом в ядерный ток и используя теорему о сохранении векторного тока, из (5) получаем выражение дифференциального сечения процесса (a) в зависимости от электромагнитных формфакторов (см. [11]):

$$\frac{d\sigma^{\nu,\bar\nu}}{d\Omega}=\frac{d\sigma_V}{d\Omega}+\frac{d\sigma_A}{d\Omega}\mp\frac{d\sigma_{\text{инт}}}{d\Omega}=\frac{4\pi\sigma_0}{(2J_i+1)}\sum_{\mathcal{T}=0,1}\left\{\frac{q_\mu^4}{q^4}\beta_V^{(\mathcal{T})2}F^2_{L\mathcal{T}}(q^2)+\right.$$

$$+\left[\left(\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}-\frac{q_\mu^2}{2q^2}\right)(\beta_V^{(\mathcal{T})^2}+\beta_A^{(\mathcal{T})^2}\eta^{(\mathcal{T})^2})\mp\right.$$

$$\left.\mp\left(\frac{2E_\nu-\Delta}{q}\right)2\beta_V^{(\mathcal{T})}\beta_A^{(\mathcal{T})}\eta^{(\mathcal{T})}\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]F_{T\mathcal{T}}(q^2)\Big\}. \tag{9}$$

Здесь продольный и поперечный электромагнитные формфакторы равны

$$F_{L\mathcal{T}}^2(q^2)=\sum_{\lambda\geqslant 0}|\langle C_{\lambda\mathcal{T}}^{(\nu)}\rangle|^2,$$
$$F_{T\mathcal{T}}^2(q^2)=\sum_{\lambda\geqslant 1}(|\langle E_{\lambda\mathcal{T}}^{(\nu)}\rangle|^2+|\langle M_{\lambda\mathcal{T}}^{(\nu)}\rangle|^2), \tag{10}$$

где средние для мультиполей $\langle Q_{\lambda\mathcal{T}}^{(\nu)}\rangle$ ($Q=C$, M и E) определены так же, как и в (7); $\eta^{(\mathcal{T})}=2m_NF_{AN}^{(\mathcal{T})}/(q\varkappa_N^{(\mathcal{T})})$, где $\varkappa_N^{(\mathcal{T})}=F_1^{(\mathcal{T})}+2m_NF_2^{(\mathcal{T})}$ — изотопические компоненты магнитного момента нуклона в единицах ядерного магнетона; m_N — масса нуклона; $F_1^{(\mathcal{T})}$, $F_2^{(\mathcal{T})}$ и $F_{AN}^{(\mathcal{T})}$ — изотопические компоненты дираковского, паулиевского и аксиального формфакторов нуклона. Формула (9) позволяет рассчитать сечения процессов νA- и $\bar{\nu}A$-рассеяний, обусловленных взаимодействием нейтральных токов $(\bar{\nu}\nu)(\bar{N}N)$, так как электромагнитные формфакторы (10) в ряде случаев могут быть определены из соответствующих фото- и электрон-ядерных реакций.

3. Из формулы (9) видно, что влияние константы $\beta_A^{(0)}$ на сечение может быть выявлено путем изучения в реакции (a) величины $\Delta\sigma$:

$$\Delta\sigma=\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}-d\sigma^{\nu}}{d\sigma^{\bar{\nu}}+d\sigma^{\nu}}=(d\sigma_V+d\sigma_A)^{-1}\,d\sigma_{\text{инт}}, \tag{11}$$

определяемой интерференцией V- и A-составляющих СН адронного тока и, следовательно, весьма чувствительной к значениям констант связи $\beta_A^{(\mathcal{T})}$ и $\beta_V^{(\mathcal{T})}$. Так, например, в случае нейтринного возбуждения изоскалярного состояния ядра ^{12}C $(0^+0\to1^+0)$ $(\Delta_0=12{,}71$ МэВ), из (9) и (11) для угла рассеяния нейтрино $\theta\to\pi$ находим

$$\Delta\sigma=\frac{2\beta_V^{(0)}\beta_A^{(0)}\delta}{\varepsilon\beta_V^{(0)^2}+\varepsilon^{-1}\delta^2\beta_A^{(0)^2}}, \tag{12}$$

где $\varepsilon=(2E_\nu-\Delta_0)/(2m_N)$, $\delta=F_{AN}^{(0)}/\varkappa_N^{(0)}$. Из (12) видно, что в стандартной модели ГВС ($\beta^{(0)}_A=0$) величина $\Delta\sigma=0$. Однако если $\beta_A^{(0)}=0{,}1$ (предсказание КХД), то с учетом $\varkappa_N^{(0)}=0{,}8795$, $F_{AN}^{(0)}=1$, $\sin^2\theta_W=0{,}23$ и при энергии нейтрино $E_\nu=250$ МэВ (пучки нейтрино от мезонных фабрик) получаем $\Delta\sigma\approx0{,}34$. Отметим, что относительно высокая энергия уровня возбуждения позволяет уменьшить фон от естественной радиоактивности и космических лучей, и, следовательно, измерение $\Delta\sigma$ в нейтринных опытах является вполне реальной задачей.

4. Рассмотрим влияние константы $\beta_A^{(0)}$ на энергетическую зависимость полного сечения процесса (a) в случае изоскалярного перехода ядра ^{14}N $(1^+0\to2^+0)$ $(\Delta_0=7{,}03$ МэВ [12]).

Из (9) после вычисления соответствующих приведенных матричных элементов в модели ядра с промежуточной связью получаем

$$\sigma^{\nu,\bar{\nu}}=\sigma_V+\sigma_A\mp\sigma_{\text{инт}}, \tag{13}$$

$$\sigma_{V,A}=G\int\limits_{\Delta_0^2}^{(2E_\nu-\Delta_0)^2}\sigma_0\left\{\frac{q_\mu^4}{q^4}W_{V,A}^{(L)}(q^2)+\left(\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}-\frac{q_\mu^2}{2q^2}\right)W_{V,A}^{(T)}(q^2)\right\}dq^2, \tag{13а}$$

$$\sigma_{\text{инт}}=2G\int\limits_{\Delta_0^2}^{(2E_\nu-\Delta_0)^2}\sigma_0\left(\frac{2E_\nu-\Delta}{q}\right)\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}W_{\text{инт}}(q^2)\,dq^2, \tag{13б}$$

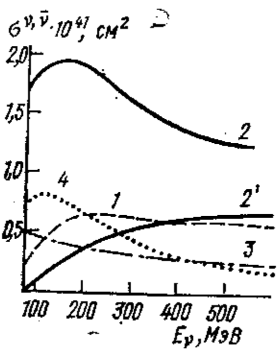

Рис. 1. Зависимость полного сечения нейтринного возбуждения изоскалярного состояния ядра $^{14}N(1^+0\to2^+0)$ от энергии E_ν падающих нейтрино (антинейтрино): *1* — для ν и $\bar{\nu}$ в модели ГВС ($\beta_A^{(0)}=0$), *2* и *2'* — соответственно для ν и $\bar{\nu}$ в модели ГВС при $\beta_A^{(0)}=0{,}1$. Зависимость сечений σ_A (*3*) и $\sigma_{\text{инт}}$ (*4*) для ν в модели ГВС при $\beta_A^{(0)}=0{,}1$ (КХД)

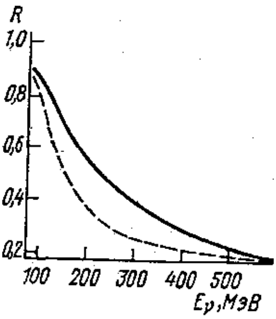

Рис. 2. Зависимость R от E_ν при $\beta_A^{(0)}=0{,}1$ (сплошная кривая) и 0,05 (пунктир). В модели ГВС $R=0$

где $G=(2\pi)^2[3E_\nu(E_\nu-\Delta)]^{-1}$, $\Delta_0=\Delta=E_\nu-E'_\nu$, а структурные функции равны

$$W_V^{(L)}=\beta_V^{(0)^2}y^2\exp(-2y),$$

$$W_A^{(L)}=0,$$

$$\frac{W_{\text{инт}}}{\beta_V^{(0)}\beta_A^{(0)}\eta^{(0)}}=\frac{W_V^{(T)}}{\beta_V^{(0)^2}}=$$

$$=\frac{W_A^{(T)}}{\beta_A^{(0)^2}\eta^{(0)^2}}=28f(y),$$

$$f(y)=(1-0{,}5y+y^2)\exp(-2y),$$

$$y=(a_0q/2)^2;\quad a_0=1{,}71\ \text{Фм}.$$

На рис. 1 представлена вычисленная из (13) зависимость $\sigma^{\bar{\nu},\nu}$ от E_ν при $\sin^2\theta_w=0{,}23$. Отсюда видно, что в модели ГВС (кривая *1*) сечения для ν и $\bar{\nu}$ совпадают ($\sigma_A=\sigma_{\text{инт}}=0$), причем $\sigma^\nu=\sigma^{\bar{\nu}}=\sigma_V$. При учете поправки КХД параметр $\beta_A^{(0)}\cong0{,}1$ и полные сечения (13) для ν (кривая *2*) и для $\bar{\nu}$ (кривая *2'*) обнаруживают различие, которое значительно в области энергии $E_\nu=200$ МэВ. На рис. 1 показано также поведение вклада от *A*-тока σ_A (13*а*) и его интерференции с *V*-током $\sigma_{\text{инт}}$ (13*б*) в модели ГВС при $\beta_A^{(0)}=0{,}1$. Как видно, в области энергий $E_\nu=100$—300 МэВ наиболее заметно выявляются различия между сечениями σ^ν и $\sigma^{\bar{\nu}}$.

Рассмотрим также энергетическую зависимость величины

$$R=(\sigma^{\bar{\nu}}-\sigma^\nu)/(\sigma^{\bar{\nu}}+\sigma^\nu), \tag{14}$$

определяемой интерференцией вкладов *V*- и *A*-токов (слагаемое $\sigma_{\text{инт}}$ в (13)). В стандартной теории ГВС ($\beta_A^{(0)}=0$), независимо от энергии падающих нейтрино, величина $R=0$. На рис. 2 показана зависимость R от E_ν при значениях $\beta_A^{(0)}=0{,}1$ (сплошная кривая) и $\beta_A^{(0)}=0{,}05$ (пунктирная кривая). Видно, что в достаточно широкой области энергий падающих нейтрино величина R чувствительным образом зависит от значения константы $\beta_A^{(0)}$ изоскалярного аксиально-векторного адронного нейтрального тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Prescott C. Y. et al. Phys. Lett., 1978, 77B, p. 347; 1979, 84B, p. 524. [2] Барков Л. М., Золоторев М. С. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с. 379; 1978, 28, с. 544. [3] Bucksbaum P. H. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p. 640; Hollister J. H. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p. 643. [4] Hung P. Q., Sakurai J. J. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1981, 31, p. 375. [5] Kim J. E. et al. Rev. Mod. Phys., 1981, 53, p. 211. [6] Niebergall H. F. In: «Neutrino-82», V. 2. Balatonfüred, Hungary, 1982, p. 62. [7] Faissner H. et al. Phys. Lett., 1983, 125 B, p. 230. [8] Collins J., Wilczek F., Zee A. Phys. Rev. D, 1978, 18, p. 242. [9] Donnelly T. W., Peccei R. D. Phys. Reports, 1979, N 1, p. 1. [10] Керимов Б. К., Агаларов А. З., Сафин М. Я. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 5, с. 66. [11] Керимов Б. К., Агаларов А. З. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 2016. [12] Бояркина А. Н. Структура ядер 1p-оболочки. М.: Изд-во МГУ, 1973.

Поступила в редакцию
14.11.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1985, Т. 26, № 5

УДК 539.12

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ ПРИ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИИ ДЕЙТРОНА В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПОДХОДЕ

В. В. Комаров, А. П. Трищенко

(НИИЯФ)

В последнее время усилился интерес к изучению релятивистских эффектов и способов описания процесса электрорасщепления дейтрона [1]. Это связано с тем, что развал дейтрона под воздействием электронов является уникальным по своей простоте физическим процессом, в котором стыкуются фундаментальные проблемы разных областей физики: теории ядерных реакций, электродинамики адронов и теории сильных взаимодействий. Поэтому важность разработки точных методов описания эффектов в релятивистской области несомненна.

В настоящей работе мы исследуем вопрос о возможности описания эффектов взаимодействия в конечном состоянии при электрорасщеплении дейтрона посредством релятивистских диаграмм Фейнмана, а также изучаем матричную структуру вершинных функций и вид ядерного электромагнитного тока. В связи с этим отметим работу [2], в которой исследовались релятивистские электромагнитные формфакторы дейтрона.

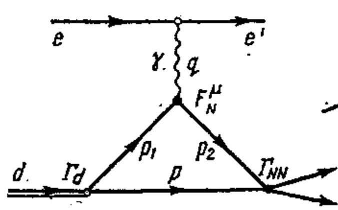

Рис. 1

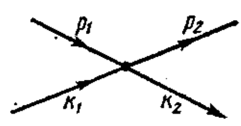

Рис. 2

Изобразим процесс развала дейтрона электроном треугольной диаграммой, показанной на рис. 1. Вершина Γ_{NN} соответствует взаимодействию в конечном состоянии нейтрона и протона. Вершина Γ_d отвечает виртуальному процессу $d \to N+N$. Состояния нуклонов будем описывать свободными дираковскими спинорами $\bar{u}(p)$ и $u(p)$. Что касается вершинной функции Γ_d, то ее структура, в том случае когда один из нуклонов, образующихся в результате развала, находится на массовой поверхности, известна:

$$\Gamma_d = F(t)\,\hat{\xi} + \frac{G(t)}{2m}(p-p_1)\,\xi + \frac{\hat{p}_1 - m}{m}\left[H\,(t)\,\hat{\xi} + \frac{I(t)}{2m}(p-p_1)\,\xi\right],$$

где F, G, H и I — инвариантные формфакторы, зависящие от $t=p_1^2$ [3].

Параметризация вершины Γ_{NN} может быть осуществлена следующим образом.