ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Ֆիզիկա-մաթեմատ. գիտություններ XII, № 2, 1959 Физико-математические науки

ФИЗИКА

Э. В. Чубарян

Запрещенные β-переходы первого порядка

§ 1. Матричный элемент β-перехода

В последнее время Фейманом и Гелл-Манном [1] была высказана гипотеза, что в β-взаимодействии имеют место V и A варианты. Эта гипотеза экспериментально подтверждается.

В настоящей статье для V и A вариантов рассчитаны такие эффекты, как угловая кореляция электрон-нейтрино, продольная поляризация электронов в случае 0—0 переходов, а также продольная поляризация электронов для перехода с изменением спина ядра (лёгкие ядра).

Пусть нейтрон движется в поле, которое вызывает переход

$$n \to p + e + \tilde{\nu}.$$

Уравнение Дирака в этом поле представится в виде:

$$\varepsilon \Phi = (H_0 + V)\Phi \tag{1}$$

Φ — здесь, волновая функция нуклона $\Phi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$.

V — оператор возмущения, пропорциональный интенсивности поля

$$\bar{\Psi}_e(r)\,\Psi_\nu(r).$$

Оператор возмущения должен быть скаляром. В силу свойств коммутации γ матриц возможны следующие пять типов операторов возмущения:

$$V_s = g_s(\bar{\psi}_e \psi_\nu);$$

$$V_v = g_v(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu)\gamma_\mu;$$

$$V_p = g_p(\bar{\psi}_e \gamma_5 \psi_\nu)\gamma_5;$$

$$V_A = g_A(\bar{\psi}_e i\gamma_5\gamma_\mu \psi_\nu)\, i\gamma_5\gamma_\mu;$$

$$V_T = g_T(\bar{\psi}_e \sigma_{\lambda\nu} \psi_\nu)\,\sigma_{\lambda\nu},$$

где

$$\gamma_5 = \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{pmatrix};$$

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2i} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu).$$

Известно [2], что волновую функцию электрона внутри ядра, т. е. для $pr \ll 1$, можно представить в виде:

$$\Psi_{p\xi} = N \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} v_\xi =$$

$$= N \begin{pmatrix} \alpha_0 + ipr\alpha_1 + i\left(\vec{\sigma}\frac{r}{r}\right)(\vec{\sigma}n)\left(\beta_c + \frac{pr}{3}\alpha_c^{''}\right) \\ \left[\beta_0 + ipr\beta_1 + i\left(\vec{\sigma}\frac{r}{r}\right)(\vec{\sigma}n)\left(\alpha_c + \frac{pr}{3}\beta_c^{''}\right)\right]\vec{\sigma}n \end{pmatrix} v_\xi, \tag{3}$$

где p — импульс электрона, $n = \frac{p}{p}$ — единичный вектор в направлении вылета электрона; v_ξ — единичный спинор. Постоянные α_i, β_i имеют следующую форму:

$$\alpha_0 = \frac{(\gamma_1+1)\sqrt{\varepsilon+1} + i\alpha z\sqrt{\varepsilon-1}}{2\sqrt{2\varepsilon}}; \quad \beta_0 = \frac{(\gamma_1+1)\sqrt{\varepsilon-1} + i\alpha z\sqrt{\varepsilon+1}}{2\sqrt{2\varepsilon}}$$

$$\alpha_c = \frac{(\gamma_1-1)\sqrt{\varepsilon-1} + i\alpha z\sqrt{\varepsilon+1}}{2i\sqrt{2\varepsilon}}; \quad \beta_c = \frac{(\gamma_1-1)\sqrt{\varepsilon+1} + i\alpha z\sqrt{\varepsilon-1}}{2i\sqrt{2\varepsilon}};$$

$$\alpha_c^{''} = \alpha_c^{'} - \alpha_1; \qquad \beta_c^{''} = \beta_c^{'} - \beta_1;$$

$$\alpha_c^{'} = \frac{3\sqrt{\varepsilon-1}}{\sqrt{2\varepsilon}\,(2\gamma_1+1)}\left[\frac{\gamma_1+1}{2} - \frac{\alpha^2 z^2 \varepsilon}{\varepsilon+1} + i\alpha z\left(\frac{\gamma_1\varepsilon}{p} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1}}\right)\right];$$

$$\beta_c^{'} = \frac{3\sqrt{\varepsilon-1}}{\sqrt{2\varepsilon}\,(2\gamma_1+1)}\left[\frac{\gamma_1+1}{2} - \frac{\alpha^2 z^2 \varepsilon}{\varepsilon-1} + i\alpha z\left(\frac{\gamma_1\varepsilon}{p} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon+1}{\varepsilon-1}}\right)\right];$$

$$\alpha_1 = \xi\,\frac{(\gamma_2+2)\sqrt{\varepsilon+1} + \alpha iz\sqrt{\varepsilon-1}}{4\sqrt{2\varepsilon}};$$

$$\beta_1 = \xi\,\frac{(\gamma_2+2)\sqrt{\varepsilon-1} + i\alpha z\sqrt{\varepsilon+1}}{4\sqrt{2\varepsilon}};$$

$$\xi = \frac{12\Gamma(2\gamma_1+1)}{\Gamma(2\gamma_2+1)} \cdot \frac{\Gamma\left(\gamma_2 + i\frac{\alpha z\varepsilon}{p}\right)}{\Gamma\left(\gamma_1 + i\frac{\alpha z\varepsilon}{p}\right)} (2ipr)^{\gamma_2-\gamma_1-1};$$

$$N = \frac{2\Gamma\left(\gamma_1 + i\frac{\alpha z\varepsilon}{p}\right)}{\Gamma(2\gamma_1+1)} e^{\frac{\pi\alpha z\varepsilon}{2p}} (2pr)^{\gamma_1-1};$$

$$\alpha=\frac{1}{137};\quad \gamma_1=\sqrt{1-\alpha^2z^2};\quad \gamma_2=\sqrt{4-\alpha^2z^2}.$$

Матричный элемент перехода, соответствующий испусканию электрона и антинейтрино имеет вид

$$M_{\xi s_\nu}=\left(U_{p\xi}H\frac{1-\gamma_5}{\sqrt{2}}U'_{-q-s_\nu}\right) \tag{4}$$

так как волновыми функциями электрона и нейтрино являются [3]

$$\Psi_{p\xi}=U_{p\xi}e^{ipr},\quad \Psi_{q-s_\nu}=U'_{-q-s_\nu}e^{-iqr},$$

где

$$U_{p\xi}=\sqrt{\frac{\varepsilon+m_e}{2\varepsilon}}\begin{pmatrix}1\\ \dfrac{\vec{\sigma}p}{\varepsilon+m_e}\end{pmatrix}u^{\xi}\quad U_{-q-s_\nu}=\sqrt{\frac{\varepsilon+m_\nu}{2\varepsilon}}\begin{pmatrix}1\\ \dfrac{\vec{\sigma}q}{\varepsilon+m_\nu}\end{pmatrix}u^{-s_\nu}.$$

В случае двухкомпонентного нейтрино $m_\nu=0$, тогда $\varepsilon=|q|$ и

$$U_{-q-s_\nu}=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\ \vec{\sigma}\vec{\nu}\end{pmatrix}=w\cdot u^{-s_\nu},\quad \text{где}\quad \vec{\nu}=\frac{\boldsymbol{q}}{q}.$$

Если представить H в виде

$$H=\begin{pmatrix}v_1 & v_2\\ v_2 & v_1\end{pmatrix},$$

то

$$M_{\xi,-s_\nu}=\int\overline{v}_\xi(\varphi_p^*,-\chi_p^*)\begin{pmatrix}v_1 & v_2\\ v_2 & v_1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\ 1\end{pmatrix}e^{-iqr}w\,d\tau=$$

$$=\int\overline{v}_\xi(\varphi_p^*,-\chi_p^*)\begin{pmatrix}v_1+v_2\\ v_1+v_2\end{pmatrix}e^{-iqr}w\,d\tau=v_\xi Vw,$$

где

$$V=\int(\varphi_p^*-\chi_p^*)(V_1+V_2)e^{-iqr}d\tau.$$

Тогда вероятность β-перехода будет пропорциональна величин.

$$S_{\xi\xi}=\sum_{s_\nu=\pm 1/2}M_{\xi s_\nu}M^*_{\xi s_\nu}=V\frac{|1|^2}{2}(1+\vec{\sigma}\vec{\nu})V^+, \tag{5}$$

Здесь мы учли, что $w(\alpha)\,w^*(\beta)=\frac{1}{2}(1+\vec{\sigma}\vec{\nu})_{\alpha\beta}$,

$\vec{\nu}$ — единичный вектор в направлении испускания нейтрино.

При рассмотрении запрещенных переходов первого порядка в разложении волновых функций электрона и нейтрино надо учитывать члены, включающие r. В этом приближении следует также учесть движение нуклонов в ядре, так как они дают вклад такого же порядка (в случае легких ядер) в вероятность перехода, как и учет размеров ядра, кроме того в гамильтониане для тяжелых частиц должны сохраняться члены пропорциональные γ_5 и σ.

Рассмотрим V и A варианты. В этом случае гамильтониан взаимодействия с учетом несохранения четности будет иметь вид: (принимаем, что нейтрино двухкомпонентное).

$$H' = \overline{\Psi}_e \left[g_V (\overline{\Psi}_2 \gamma_\mu \Psi_1) \gamma_\mu + g_A (\overline{\Psi}_2 i\gamma_5\gamma_\mu \Psi_1) i\gamma_5\gamma_\mu \right] \frac{1-\gamma_5}{\sqrt{2}} \Psi_\nu. \tag{6}$$

Подставляя значение волновой функции электрона и нейтрино, для оператора V с учетом членов порядка r получим:

$$V = \int \Big(\alpha_0^* - ipr\alpha_1^* - i\left(\vec{\sigma}\frac{\vec{r}}{r}\right)(\vec{\sigma}\vec{n})\beta_c^* -$$

$$- \beta_0^* \vec{\sigma}\vec{n} + ipr\beta_1(\vec{\sigma}\vec{n}) + i\left(\vec{\sigma}\frac{\vec{r}}{r}\right)\alpha_c^* \Big) \times$$

$$\times \left[g_V (\overline{\Psi}_2 \beta \Psi_1)\beta + g_V (\overline{\Psi}_2 \vec{\gamma} \Psi_1)\vec{\gamma} + g_A (\overline{\Psi}_2 \beta\vec{\sigma} \Psi_1)\beta\vec{\sigma} + \right.$$

$$\left. + g_A (\overline{\Psi}_2 i\gamma_5 \Psi \beta_1) i\gamma_5 \beta \right] \times \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} w (1 - iqr)\, d\tau.$$

Произведя умножение матриц и введя следующие обозначения:

$$P_0 = g_A \int \overline{\Psi}_2 i\gamma_5\gamma_0 \Psi_1\, d\tau;\ \vec{R}_0 = g_V \int \overline{\Psi}_2 \beta r\, \Psi_1\, d\tau;\ m_0 = g_V \int \overline{\Psi}_2 \beta \frac{r}{r} \Psi_1\, d\tau;$$

$$\vec{\tau}_0 = g_V \int \overline{\Psi}_2 \vec{\gamma}\, \Psi_1\, d\tau;\quad \mathrm{T}_{0ik} = g_A \int \overline{\Psi}_2 \beta\sigma_i x_k \Psi_1\, d\tau;\ t_{0ik} = g_A \int \overline{\Psi}_2 \beta \frac{\sigma_i x_k}{r} \Psi_1\, d\tau;$$

для оператора V получим следующее выражение:

$$V = -iN \{ (\alpha_0^* + \beta_0^* \vec{\sigma}\vec{n}) (-P_0 + \vec{\sigma}\vec{\tau}_0 + qR_0 + \sigma_i q_k \mathrm{T}_{0ik}) +$$

$$+ (\alpha_1^* + \beta_1^* \vec{\sigma}\vec{n}) (pR_0 + \sigma_i p_k \mathrm{T}_{0ik}) + (\alpha_c^* + \beta_c^* \vec{\sigma} m_0 + \sigma_i \sigma_k t_{0ik}) \}. \tag{8}$$

При этом матрица S примет вид:

$$S = \frac{1}{2} |N|^2 \sum_{ik} S_{ik}, \tag{9}$$

где

$$S_{ik} = (\alpha_i^* + \beta_i^* \vec{\sigma}\vec{n}) (A_{ik} + \vec{\sigma}\vec{B}_{ik}) (\alpha_k + \beta_k \vec{\sigma}\vec{n})\ i, k = 0,\ 1,\ c. \tag{10}$$

В последнее равенство введены следующие обозначения:

$$A_{00} + \vec{\sigma}\vec{B}_{00} = (-P_0 + \vec{\sigma}\vec{\tau}_0 + qR_0 + \sigma_i q_k \mathrm{T}_{0ik}) (1 + \vec{\sigma}\vec{\nu}) (-P_0^* + \vec{\sigma}\vec{\tau}_0^* +$$
$$+ qR_0^* + \sigma_i q_k \mathrm{T}_{0ik}^*);$$

$$A_{01} + \vec{\sigma}\vec{B}_{01} = (-P_0 + \vec{\sigma}\vec{\tau}_0 + qR_0 + \sigma_i q_k \mathrm{T}_{0ik}) (1 + \vec{\sigma}\vec{\nu}) (pR_0^* + \sigma_i p_k \mathrm{T}_{0ik}^*);$$

$$A_{0c} + \vec{\sigma}\vec{B}_{0c} = (-P_0 + \vec{\sigma}\vec{\tau}_0 + qR_0 + \sigma_i q_k \mathrm{T}_{0ik}) (1 + \vec{\sigma}\vec{\nu}) (\vec{\sigma} m_0^* + \sigma_i \sigma_k t_{0ik}^*);$$

$$A_{11} + \vec{\sigma} B_{11} = (pR_0 + \sigma_i p_k T_{0ik})(1 + \vec{\sigma}\vec{\nu})(pR_0^* + \sigma_i p_k T_{0ik}^*);$$
$$A_{1c} + \vec{\sigma} B_{1c} = (pR_0 + \sigma_i p_k T_{0ik})(1 + \vec{\sigma}\vec{\nu})(\vec{\sigma} m_0^* + \sigma_i \sigma_k t_{0ik}^*);$$
$$A_{cc} + \vec{\sigma} B_{cc} = (\vec{\sigma} m_0 + \sigma_i \sigma_k t_{0ik})(1 + \vec{\sigma}\vec{\nu})(\vec{\sigma} m_0^* + \sigma_i \sigma_k t_{0ik}^*). \quad (11)$$

Кроме того

$$A_{ki} = A_{ik}^*; \quad B_{ki} = B_{ik}^*.$$

Разложим тензоры t_{0ik} и T_{0ik} на неприводимые части:

$$t_{0ik} = \tilde{t}_{0ik} + {}^1/_2\, \varepsilon_{ikl} t_{0l} + {}^1/_3 \delta_{ik} t_0,$$

где

$$\tilde{t}_{0ik} = \tilde{t}_{0ki} = g_A \int \overline{\Psi}_2 \beta \left(\frac{\sigma_i x_k + \sigma_k x_i}{2r} - {}^1/_3 \frac{\vec{\sigma} \vec{r}}{r} \delta_{ik} \right) \Psi_1 d\tau;$$

$$t_{0l} = g_A \int \overline{\Psi}_2 \beta \frac{[\vec{\sigma} \vec{r}]_l}{r} \Psi_1 d\tau; \qquad t_0 = t_{0ll} = g_A \int \overline{\Psi}_2 \beta \frac{\vec{\sigma} \vec{r}}{r} \Psi_1 d\tau,$$

и

$$\sigma_i \sigma_k t_{0ik} = t_0 + \vec{\sigma} \vec{a}_0, \qquad \text{где } a_0 = m_0 + i t_0.$$

В дальнейшем нам понадобятся следующие комбинации коэффициентов α_i и β_i.

$$\alpha_i^* \alpha_k + \beta_i^* \beta_k = \lambda_{ik}, \quad \alpha_i^* \beta_k + \beta_i^* \alpha_k = \chi_{ik}, \quad \alpha_i^* \alpha_k - \beta_i^* \beta_k = \mu_{ik}.$$
$$-i(\alpha_i^* \beta_k - \beta_i^* \alpha_k) = \eta_{ik}.$$

Используя значения коэффициентов α_i и β_i ($i = 0, 1, c$), мы для коэффициентов λ_{ik}, χ_{ik}, μ_{ik} и η_{ik} получим значения приведенные в табл. 1.

§ 2. Переходы без изменения спина ядра

Рассмотрим $0-0$ переходы первого запрещения. В этом случае вклад дадут скалярные части тензоров t_{0ik} и T_{0ik}, так что мы будем иметь дело с матричными элементами C_p^0, C_T^0 и C_t^0. Для коэффициентов A_{ik} и B_{ik} получаем следующие выражения:

$$A_{00} = |-C_p^0 + {}^1/_3 q C_T^0|^2; \qquad B_{00} = \vec{\nu}|-C_p^0 + {}^1/_3 q C_T^0|^2;$$

$$A_{11} = \frac{1}{9} p^2 |C_T^0|^2; \qquad B_{11} = \frac{1}{9} p^2 |C_T^0|^2 [2\vec{n}(\vec{n}\vec{\nu}) - \vec{\nu}];$$

$$A_{01} = \frac{p}{3} \vec{n}\vec{\nu} (-C_T^{0*} C_p^0 + {}^1/_3 q |C_T^0|^2);$$

$$B_{01} = \frac{p}{3} (\vec{n} + i[\vec{\nu}\vec{n}])(-C_T^{0*} C_p^0 + {}^1/_3 q |C_T^0|^2);$$

$$A_{0c} = |C_t^0|^2; \qquad B_{cc} = \vec{\nu}\,|C_t^0|^2;$$

$$A_{0c} = (-C_p^0 + {}^1/_3 q C_T^0)\, C_t^{0*}; \qquad B_{0c} = \vec{\nu}\,(-C_p^0 + {}^1/_3 q C_T^0)\, C_t^{0*};$$

$$A_{1c} = {}^1/_3 p\, (\boldsymbol{n}\vec{\nu})\, C_T^0 C_t^{0*}; \qquad B_{1c} = {}^1/_3 p\, (\boldsymbol{n} + i\,[\boldsymbol{n}\vec{\nu}])\, C_T^0 C_t^{0*}. \tag{12}$$

Из (10) следует

$$S_{ik} = \lambda_{ik} A_{ik} + \chi_{ik}\,(A_{ik}\,\vec{\sigma}\boldsymbol{n} + \boldsymbol{B}_{ik}\boldsymbol{n}) + \tau_{ik}[\boldsymbol{n}\boldsymbol{B}_{ik}] +$$

$$+ \mu_{ik}\,(\vec{\sigma}\boldsymbol{B}_{ik}) + (\lambda_{ik} - \mu_{ik})\,(\vec{\sigma}\boldsymbol{n})\,(\boldsymbol{B}_{ik}\boldsymbol{n}). \tag{13}$$

Учитывая малость αz, разложим λ_{ik}, χ_{ik}, μ_{ik} и τ_{ik}, приведенные в таблице 1 в ряд, причем оставим нулевые степени αz для членов 0,0; 0,1; 1,1; первые степени αz для членов 0, c и 1, c и вторые степени αz для членов c, c. Получаем значения, приведенные в таблице 2.

Таблица 2

	λ_{ik}	μ_{ik}	χ_{ik}	τ_{ik}
0, 0	1	$\frac{1}{\varepsilon}$	$\frac{p}{\varepsilon}$	0
0, 1	1	$\frac{1}{\varepsilon}$	$\frac{p}{\varepsilon}$	0
1, 1	1	$\frac{1}{\varepsilon}$	$\frac{p}{\varepsilon}$	0
c, c	$\frac{(\alpha z)^2}{4}$	$\frac{1}{\varepsilon}\,\frac{(\alpha z)^2}{4}$	$\frac{p}{\varepsilon}\,\frac{(\alpha z)^2}{4}$	0
0, c	$\frac{\alpha z}{2}$	$\frac{1}{\varepsilon}\,\frac{\alpha z}{2}$	$\frac{p}{\varepsilon}\,\frac{\alpha z}{2}$	0
1, c	$\frac{\alpha z}{2}$	$\frac{1}{\varepsilon}\,\frac{\alpha z}{2}$	$\frac{p}{\varepsilon}\,\frac{\alpha z}{2}$	0

Подставляя (12) в (9) и учитывая внесенные обозначения, мы для угловой корреляции электрон-нейтрино после суммирования по спинам электронов получаем

$$\frac{W(\vartheta)}{W_{\text{полн}}} = 1 + v\boldsymbol{n}\vec{\nu}\left(1 + \frac{A}{\varepsilon}\right), \tag{14}$$

и для поляризации электрона после усреднения по направлениям испускания нейтрино

$$\frac{2S}{W_{\text{полн}}} = 1 + v\boldsymbol{n}\,\vec{\sigma}\left(1 + \frac{A}{\varepsilon}\right), \tag{15}$$

т. е. продольная поляризация электронов будет

$$\langle \vec{\sigma}_p \rangle = v\left(1 + \frac{A}{\varepsilon}\right), \tag{16}$$

где

$$W_{\text{полн}} = |N|^2 |C_t^0|^2 \left\{ \frac{|\lambda_T^0|^2}{9}(p^2+q^2-2pqv) + |\lambda_p^0|^2 + \frac{(\alpha z)^2}{4} - \right.$$

$$\left. -{}^2/_3 (q+vp) Re\, \lambda_p^0 \lambda_T^0 + \alpha z\, Re\, \lambda_p^{0*} + {}^1/_3 \alpha z (q+vp)\, Re\, \lambda_T^0 \right\};$$

$$A = \frac{|N|^2}{3W_{\text{полн}}} |C_t^0|^2 \{\alpha z\, Re\, \lambda_T^0 + {}^2/_3 q |\lambda_T^0|^2 - 2Re\, \lambda_p^0 \lambda_T^{0*}\}, \tag{17}$$

где

$$\lambda_p^0 = \frac{C_p^0}{C_t^0}; \qquad \lambda_T^0 = \frac{C_T^0}{C_t^0}.$$

§ 3. Переходы с изменением спина ядра (легкие ядра)

Рассмотрим теперь случай легких ядер. Мы будем учитывать члены порядка $(\alpha z)^2$, т. е. оставим члены $(\alpha z)^2$, $(\alpha z)(pR_0)$, $(\alpha z)\, v_{\text{ядра}}$, а остальными членами пренебрежем. Тогда согласно (9) и (10) и табл. 2 в случае вариантов V и A получим:

$$\frac{2S}{|N|^2} = \frac{(\alpha z)^2}{4} \left\{ A_{cc}\left(1 + \frac{p}{\varepsilon}\vec{\sigma} n\right) + B_{cc} n \left[\frac{p}{\varepsilon} + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)\vec{\sigma} n\right] + \frac{1}{\varepsilon}\vec{\sigma} B_{cc} \right\} +$$

$$+ \alpha z \left\{ Re\,(A_{cc} + A_{1c})\left(1 + \frac{p}{\varepsilon}\vec{\sigma} n\right) + Re\,(B_{0c} + B_{1c})\, n \left[\frac{p}{\varepsilon} + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)\vec{\sigma} n\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\varepsilon}\vec{\sigma}\, Re\,(B_{1c} + B_{0c}) \right\}, \tag{18}$$

где A_{ik} и B_{ik} определяются согласно (11).

Рассмотрим распад неориентированных ядер. Усредним матричные элементы по начальным проекциям спинов и просуммируем по конечным проекциям, в результате получим:

$$A_{0c} = (-C_p^0 + {}^1/_3 q C_T^0) C_t^{0*} \delta_{II'} + \left(C_{\vec{\sigma}}^0 + {}^1/_3 q C_R^0 + \frac{i}{3} q\, C_T^0\right) C_a^{0*};$$

$$B_{0c} = \vec{v}\{(-C_p^0 + {}^1/_3 q C_T^0)\, C_t^{0*} \delta_{II'} + {}^2/_3 (-C_{\vec{\sigma}}^0 + q C_R^0 - i q C_T^0)\, C_a^{0*}\};$$

$$A_{1c} = \frac{1}{3} p n \vec{v} \{C_T^0 C_t^{0*} \delta_{II} + (C_R^0 + i C_T^0)\, C_a^{0*}\};$$

$$B_{1c} = \frac{1}{3} p\, \{n [C_T^0 C_t^{0*} \delta_{II} + (C_R^0 - i C_T^0)\, C_a^{0*}]\};$$

$$A_{cc} = |C_a^0|^2 + |C_t^0|^2 \delta_{II'}; \qquad B_{cc} = v(-{}^1/_3 |\vec{C}_a^0|^2 + |C_t^0|^2 \delta_{II'}). \tag{19}$$

Определим среднюю продольную поляризацию электронов. Для этого достаточно выражение (19) усреднить по направлениям испускания нейтрино и подставить в (18). Совершая эти действия, получаем:

	λ_{ik}/K	μ_{ik}/K
0, 0	1	$\frac{\gamma_1}{\varepsilon}$
0, 1	$1-\frac{i\alpha z}{\gamma_1+1}\frac{\gamma_2-\gamma_1+1}{\gamma_2-\gamma_1+3}\frac{p}{\varepsilon}$	$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\gamma_2+\gamma_1+1}{\gamma_2-\gamma_1+3}$
1, 1	1	$\frac{\gamma_2}{2\varepsilon}$
c, c	1	$\frac{\gamma_1}{\varepsilon}$
0, c	1	$\frac{\gamma_1}{\varepsilon}$
1, c	$1+i\frac{1-\gamma_1}{\alpha z}\frac{\gamma_2-\gamma_1+1}{\gamma_2-\gamma_1+3}\frac{p}{\varepsilon}$	$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\gamma_2+\gamma_1+1}{\gamma_2-\gamma_1+3}$

Таблица 1

γ_{1k}/K	γ_{3k}/K	K
$\frac{p}{\varepsilon}$	$\frac{\alpha z}{\varepsilon}$	$\frac{1+\gamma_1}{2}$
$\frac{p}{\varepsilon} - \frac{i\alpha z}{\gamma_1+1} \frac{\gamma_2-\gamma_1+1}{\gamma_2-\gamma_1+3}$	$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\alpha z}{1+\gamma_1} \frac{\gamma_2+\gamma_1+3}{\gamma_2-\gamma_1+3}$	$\xi(1+\gamma_1) \frac{\gamma_2-\gamma_1+3}{8}$
$\frac{p}{\varepsilon}$	$\frac{\alpha z}{2\varepsilon}$	$\frac{\gamma_2+2}{4} \lvert\xi\rvert^2$
$\frac{p}{\varepsilon}$	$\frac{\alpha z}{\varepsilon}$	$\frac{1-\gamma_1}{2} \approx \frac{(\alpha z)^2}{4}$
$\frac{p}{\varepsilon}$	$\frac{\alpha z}{\varepsilon}$	$\frac{\alpha z}{2}$
$\frac{p}{\varepsilon} + i \frac{1-\gamma_1}{\alpha z} \frac{\gamma_2-\gamma_1+1}{\gamma_2-\gamma_1+3}$	$\frac{1-\gamma_1}{\alpha z\varepsilon} \frac{\gamma_2+\gamma_1+3}{\gamma_2-\gamma_1+3}$	$\frac{\alpha z}{2} \xi \frac{\gamma_2-\gamma_1+3}{4}$

$$\frac{2S}{W_{\text{полн}}} = 1 + v\vec{\sigma}\boldsymbol{n}\left(1 + \frac{\varkappa}{\varepsilon}\right). \tag{20}$$

где

$$W_{\text{полн}} = \frac{(\alpha z)^2}{4}\left[|C_a^0|^2 + |C_t^0|^2\delta_{II'}\right] + \alpha z \operatorname{Re}\Big\{\left[-C_p^0 + {}^1/_3(q + vp)\,C_T^0\right]C_t^{0*}\delta_{II'} +$$

$$\left[C_{\vec{\tau}}^0 + {}^1/_3(q + vp)\,C_R^0 + \frac{i}{3}(q - vp)\,C_{\mathbf{T}}^0\right]C_a^{0*}\Big\};$$

$$\varkappa = \frac{\alpha z}{3W_{\text{полн}}}\operatorname{Re}\left[C_T^0 C_t^{0*}\delta_{II'} + (C_R^0 - iC_{\mathbf{T}}^0)\,C_a^{0*}\right]. \tag{21}$$

Итак для поляризации электронов получается слеесующее выражение:

$$\langle\vec{\sigma}_p\rangle = v\left(1 + \frac{\varkappa}{\varepsilon}\right). \tag{22}$$

Во всех приведенных формулах постоянные P_0, R_0, m_0, $\vec{\tau}_0$, a_0, T_0, t_0, $\mathbf{T}_0$ и $\mathbf{t}_0$ заменены на C_p^0, C_R^0, C_m^0, $C_{\vec{\tau}}^0$, C_a^0, C_T^0, C_t^0, $C_{\mathbf{T}}^0$ и $C_{\mathbf{t}}^0$, соответственно.

В заключение приношу благодарность доценту Саакяну Г. С. за помощь, оказанную при выполнении данной работы.

Ереванский государственный
университет

Поступило 1 VII 1958

Է. Վ. Չուբարյան

ԱՌԱՋԻՆ ԿԱՐԳԻ ԱՐԳԵԼՎԱԾ β-ՏՐՈՀՈՒՄՆԵՐ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածում հաշված են առաջին կարգի արգելված β-տրոհումների հավանականությունները վեկտորական ու պսևդովեկտորական վարիանտների դեպքում, որոնք, ըստ վերջին ժամանակների տեսական պատկերացումների, գերադասելի են մյուս վարիանտների համեմատությամբ։

Վերջնական արդյունքներն ստացված են կամավոր միջուկների դեպքում, երբ անցումների ժամանակ նրանց սպինը մնում է անփոփոխ։ Դուրս են բերված լրիվ հավանականության [տե՛ս բանաձև (17)] էլեկտրոն-նեյտրինո-անկյունային կոռելյացիայի [տե՛ս բանաձև (19)] և էլեկտրոնի երկայնական բևեռացման [տե՛ս բանաձև (10)] բանաձևերը։

Թեթև միջուկների համար հաշված են պրոցեսի լրիվ հավանականությունը [տե՛ս բանաձև (21)] և էլեկտրոնի երկայնական միջին բևեռացումը [բանաձև (22)] նաև այն դեպքում, երբ միջուկի սպինը փոփոխվում է մեկով։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Feynmann R. P.* and *Gell-Mann M.*, Phys. Rev. 109, 193 (1958).
2. *Berestetsky V. B.*, *Ioffe B. L. Rudik A. P.* and *Ter-Martirosyan K. A.*, Nuclear Physics 5 (1958), 464.
3. *Ахиезер А. И.* и *Берестецкий В. Б.* Квантовая электродинамика, М., Госиздат, тех.-теор. лит., 1953.