ВЕСТНИК
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 6—1967

УДК 539.172.5

В. Г. ЗЛАТАРОВ

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В μ-ЗАХВАТЕ

Выведена формула для углового распределения нейтронов в реакции захвата поляризованного μ^--мезона с K-орбиты мезоатома на ядрах с заполненными протонными подоболочками. Учитываются спин-орбитальное взаимодействие нейтрона с ядром и скоростные члены в гамильтониане взаимодействия. Функции ядерных состояний описываются на основании оболочечной модели с jj-связью. Полученный коэффициент асимметрии в угловом распределении нейтронов не факторизуется, так что ограничение на верхний предел его абсолютного значения [7—9], к которому приводит факторизация, не имеет места.

Почти все опыты, связанные с захватом μ^--мезонов на сложных ядрах, не противоречат $V—A$ теории универсального взаимодействия Ферми. Как уже отмечалось [1, 2, 3], исключением является угловое распределение нейтронов, вылетающих при реакции μ-захвата, относительно направления поляризации μ-мезона на K-орбите мезоатома.

Угловое распределение имеет вид

$$f(E_n, \theta) = A(E_n)(1 + P_\mu \alpha(E_n) \cos\theta),$$

где P_μ — степень поляризации μ-мезона на K-орбите, θ — угол между направлением вылета нейтрона и направлением поляризации μ-мезона. $A(E_n)$ и $\alpha(E_n)$ — сложные функции энергии нейтрона E_n, сильно зависящие от ядерной структуры и констант слабого взаимодействия. Величина $\alpha(E_n)$ есть коэффициент асимметрии в угловом распределении нейтронов.

В опытах Евсеева и др. [4] измерялось угловое распределение нейтронов. Для коэффициента асимметрии при больших энергиях нейтронов получается значение —1, что явно не согласуется с расчетами, проделанными на основании $V—A$ теории универсального слабого взаимодействия. В работах [5, 6] также получены завышенные абсолютные значения коэффициента асимметрии.

Теоретический анализ углового распределения нейтронов при μ-захвате на сложных ядрах и конкретные расчеты проведены, например, в работах [7, 8, 9, 3].

В [7, 8] проделаны расчеты углового распределения нейтронов при μ-захвате на ядрах O^{16}, C^{12}, Ne^{20}, Si^{28}, Ca^{40}; результаты показывают, что абсолютное значение коэффициента асимметрии равно примерно 0,3.

В расчетах не учитывались спин-орбитальное взаимодействие вылетающего нейтрона и скоростные члены в гамильтониане взаимодействия для μ-захвата.

В [3] рассматривалось влияние релятивистских (скоростных) членов в гамильтониане взаимодействия на значение коэффициента асимметрии в угловом распределении нейтронов. Учет скоростных членов значительно меняет коэффициент асимметрии (от —0,4 до —0,1). В этих расчетах для описания ядерных состояний использовалась очень грубая модель Ферми газа. По замечанию самих авторов, величина α очень чувствительна к изменению ядерных матричных элементов.

В настоящей работе выводится формула для углового распределения нейтронов в реакциях захвата поляризованных μ^--мезонов на ядрах с полным спином равным нулю и заполненными протонными подоболочками. При этом учитываются спин-орбитальное взаимодействие нейтрона с ядром и скоростные члены в гамильтониане взаимодействия. Волновые функции протонов в ядре берутся в модели оболочек с jj-связью, взаимодействие вылетающего нейтрона с ядром описывается оптической моделью, как это делалось в работах [7—9].

Формула углового распределения

В $V—A$ теории универсального слабого взаимодействия явления, связанные с μ-захватом на сложных ядрах

$$\mu^- + z \to (z-1) + n + \nu,$$

описывается эффективным гамильтонианом [10]

$$H_{\text{эфф}} = \frac{1}{2}\tau^{(+)}(1-\vec{\nu}\vec{\sigma})\sum_{i=1}^{A}\tau_i^{(-)}\left[G_V 1\cdot 1_i + G_A(\vec{\sigma}\vec{\sigma}_i) + G_p(\vec{\sigma}_i\vec{\nu}) + g_V\frac{\vec{\sigma}\vec{p}_i}{MC} + \right.$$

$$\left. + g_A\frac{\vec{\sigma}_i\vec{p}_i}{Mc}\right]\delta(\vec{r}-\vec{r}_i), \qquad (1)$$

где 1_i, σ_i, $\vec{p}_i$ — единичный, спиновой, импульсный операторы соответственно, действующие на волновую функцию i-того нуклона, 1, σ — единичный, спиновой операторы соответственно, действующие на волновую функцию лептона; $\vec{\nu}$ — единичный вектор направления движения нейтрино; $\tau_i^{(-)}$ $(\tau^{(+)})$ — оператор, переводящий протон в нейтрон (μ^--мезон в нейтрино); M — масса нуклона.

Для эффективных постоянных взаимодействия G_V, G_A, G_P имеем

$$G_V = g_V\left(1+\frac{E_\nu}{2Mc^2}\right),$$

$$G_A = g_A - (g_V+g_M)\frac{E_\nu}{2Mc^2},$$

$$G_P = [(g_P-g_A)-(g_V+g_M)]\frac{E_\nu}{2Mc^2},$$

где g_V — векторная, g_A — аксиально-векторная, g_M — слабого магнетизма, g_P — псевдоскалярная константы связи; E_ν — энергия нейтрино. Согласно [11—15] константы слабого взаимодействия в μ-захвате равны

$$g_M = (\mu_p-\mu_n)g_V \approx 3{,}7g_V,\quad g_P \approx 8g_A,$$

$$g_V = 0{,}97g_V^\beta,\quad g_A = g_A^\beta,$$

где μ_p и μ_n — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах, g_V^β и g_A^β — константы векторного и аксиально-векторного взаимодействия в β-распаде.

Функции состояний протона и нейтрона имеют вид

$$\Psi_p = R_{njl}(r)\,\Omega_{jljz}(\vec{r}/r),$$

$$\Psi_n = (4\pi)^{1/2} \sum_{ILI_z} i^L (2L+1)^{1/2} a_{IL}(r) [\Omega^{+}_{ILI_z}(\vec{p}_n/p_n)\chi_{S_n}] \Omega_{ILI_z}(\vec{r}/r), \quad (2)$$

$$\Omega_{ILI_z}(\vec{r}/r) = \sum_{L_zS_z} C_{LL_zSS_z}^{II_z}(\vec{r}/r)\chi_{S_z}, \quad \left(S \equiv \frac{1}{2}\right),$$

где $R_{njl}(r)$ — радиальная волновая функция протона в состоянии с квантовыми числами n, j, l, χ_{S_z} — спиновая функция состояния с проекцией спина, S_z, Y_{LL_z} — сферические функции, $\vec{p}_n$ — импульс нейтрона.

μ-захват с K-орбиты мезоатома с вектором поляризации μ-мезона $\vec{p}_\mu$ с последующим испусканием нейтрона можно получить, используя гамильтониан (1) и волновые функции (2):

$$dW(\vec{p}_n, E_n) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{njl_zS_\mu S_\nu S_n} w(S_\mu) \int d\Omega_\nu \left| M_{S_\mu njl_j_z;\, S_nS_\nu}(\vec{p}_n, \vec{\nu}) \right|^2 \times$$

$$\times \frac{2^{1/2} E_n^{1/2} (E_\nu^{nje})^2 M^{3/2}}{(2\pi\hbar)^6 c^3} dE_n d\Omega_n, \quad (3)$$

$$w(S_\mu) = \frac{1}{2} + S_\mu P_\mu.$$

В формуле (3) уже использован закон сохранения энергии (без учета энергии отдачи ядра):

$$E_\nu^{njl} = m_\mu c^2 - (E_n - E_p^{njl}). \quad (4)$$

В (3) и (4) приняты обозначения: S_μ, S_n, S_ν — проекции спина μ-мезона, нейтрона и нейтрино; E_p^{njl} — энергетический уровень протона в состоянии, определенном квантовыми числами n, j, l; E_ν^{njl} — энергия нейтрино. Амплитуда $M_{S_\mu njl_z;\, S_nS_\nu}(\vec{p}_n, \vec{\nu})$ определяется как

$$\int \Psi_n^+ \Psi_\nu^+ \frac{1}{2}(1 - \vec{\nu}\vec{\sigma}) \left[G_V + G_A(\vec{\sigma}\vec{\sigma}_p) + G_p(\vec{\sigma}_p\vec{\nu}) + g_V \frac{\vec{\sigma}\vec{p}_p}{MC} + g_A \frac{\vec{\sigma}_p\vec{p}_p}{MC} \right] \Psi_\mu \Psi_p dV.$$

Волновые функции нейтрино и μ^--мезона имеют вид

$$\Psi_\nu = e^{i(\vec{p}_\nu\vec{r})/\hbar}\chi_{S_\nu}, \quad \vec{p}_\nu = \frac{E_\nu}{C}\vec{\nu},$$

$$\Psi_\mu = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_\mu(r)\chi_{S_\mu},$$

где $R_\mu(r)$ — радиальная функция μ-мезона на K-орбите.

Пользуясь диаграммным методом суммирования и умножения $3nj$ — коэффициентов, описанным в [16], получаем следующую формулу для углового распределения нейтронов:

$$dW(\vec{p}_n, E_n) = \sum_{njl} C_{njl}(E_n) \Big\{ \Big[(G_V^2 - G_A^2)\,\alpha_1(E_n) + 2G_A^2\alpha_2(E_n) +$$

$$+ 2\,(G_P^2 - 2G_PG_A)\,\alpha_3(E_n) + 4\,(G_P - G_A)\,\frac{g_A}{MC}\,\beta_1(E_n) +$$

$$+ \frac{2}{3}\,G_V\,\frac{g_V}{MC}\,\beta_2(E_n) + 4G_A\,\frac{g_V}{MC}\,\beta_3(E_n) \Big] - P_\mu \cos\theta \times$$

$$\times \Big[\frac{1}{3}\,(G_V^2 + G_A^2)\,\gamma_1(E_n) + \frac{2}{3}\,G_A^2\gamma_2(E_n) + 4\,(G_PG_A - G_A^2)\,\gamma_3(E_n) +$$

$$+ 2G_P^2\gamma_4(E_n) + 4G_VG_A\gamma_5(E_n) + 4G_A\,\frac{g_A}{MC}\,\delta_1(E_n) + \frac{4}{3}\,G_P\,\frac{g_A}{MC}\,\delta_2(E_n) +$$

$$+ \frac{2}{3}\,G_V\,\frac{g_V}{MC}\,\delta_3(E_n) + \frac{4}{3}\,G_P\,\frac{g_V}{MC}\,\delta_4(E_n) + 2\sqrt{2}\,G_A\,\frac{g_V}{MC}\,\delta_5(E_n) \Big] \Big\} dE_n d\Omega_n. \qquad (5)$$

Функции $\alpha_i(E_n)$, $\beta_i(E_n)$, $\gamma_j(E_n)$, $\delta_j(E_n)$ $(j = 1,\ 2,\ 3;\ i = 1,\ 2,\ 3,\ 4,\ 5)$, выражающиеся через ядерные матричные элементы и коэффициенты Клебша-Гордана, Рака и Фано, даны в приложении.

Функции $\beta_i(E_n)$ и $\delta_j(E_n)$ выражают вклад релятивистских (скоростных) членов в гамильтониане (1).

Если не учитывать спин-орбитальное взаимодействие нейтрона с ядром, то формулу (5) можно упростить так:

$$dW(\vec{p}_n, E_n) = \sum_{njl} C_{njl}(E_n) \Big\{ \Big[(G_V^2 + 3G_A^2 + G_P^2 - 2G_PG_A)\,\alpha'(E_n) +$$

$$+ \frac{2}{3}\left(G_P\,\frac{g_A}{MC} - G_A\,\frac{g_A}{MC} - G_V\,\frac{g_V}{MC}\right)\beta_1'(E_n) + 4\left(G_P\,\frac{g_A}{MC} - G_A\,\frac{g_A}{MC} -\right.$$

$$\left. - G_A\,\frac{g_V}{MC}\,\beta_2' E_n\right)\Big] - P_\mu \cos\theta \Big[\frac{1}{3}\,(G_V^2 - G_A^2 + G_P^2 - 2G_PG_A)\,\gamma'(E_n) +$$

$$+ \frac{2}{3}\left(G_V\,\frac{g_V}{MC} + G_A\,\frac{g_A}{MC}\right)\delta_1'(E_n) + 4G_A\,\frac{g_V - g_A}{MC}\,\delta_2'(E_n) + \frac{2}{3}\,G_P\,\frac{g_A}{MC}\,\delta_3'(E_n) +$$

$$+ 4G_P\,\frac{g_V}{MC}\,\delta_4'(E_n) \Big] \Big\} dE_n d\Omega_n. \qquad (6)$$

Функции $\alpha'(E_n)$, $\gamma'(E_n)$, $\beta_i'(E_n)$, $\delta_j'(E_n)$ $(i = 1,\ 2;\ j = 1,\ 2,\ 3,\ 4)$ даны в приложении.

Если не учитывать скоростных членов в формуле (5) (отбросить члены, содержащие функции $\beta_i(E_n)\delta_j(E_n)$), то получим формулу, аналогичную полученной в [9]. Однако в нашей формуле выражения для функций $\alpha_i(E_n)$ и $\gamma_j(E_n)$ содержат меньшее число индексов суммирования, чем в [9].

Коэффициент углового распределения, если не учитывать спин-орбитального взаимодействия нейтронов и скоростных членов в гамильтониане взаимодействия, можно выразить в факторизованном виде [7, 8, 9]

$$\alpha(E_n) = \alpha_G\beta(E_n),$$

где α_G зависит только от констант слабого взаимодействия и $\beta(E_n)$ определяет влияние ядра на угловое распределение. Величина $\beta(E_n)$ выражается в [9] так:

$$\beta(E_n) = -\int f(E_n,\ \theta_{n\nu}) \cos\theta_{n\nu} d\Omega_\nu,$$
$$\int f(E_n,\ \theta_{n\nu})\, d\Omega_\nu = 1,$$

где $f(E_n,\ \theta_{n\nu})$ — функция угловой корреляции нейтрон-нейтрино и $\theta_{n\nu}$ — угол между направлениями разлета нейтрона и нейтрино. Так как $|\beta(E_n)| \ll 1$ для реальных ядер, то коэффициент асимметрии $\alpha(E_n)$ по абсолютному значению не может иметь близкие к единице значения. Из (5) и (6) следует, что коэффициент асимметрии нельзя факторизовать, если учитываются спин-орбитальное взаимодействие нейтрона и скоростные члены в гамильтониане взаимодействия. Следовательно, и ограничение, к которому приводит факторизация коэффициента асимметрии, теряет смысл.

Выражаю благодарность Л. Д. Блохинцеву и Э. И. Долинскому за помощь и обсуждение в ходе работы.

Приложение

$$C_{njl}(E_n) = \frac{(2\pi)^2}{\hbar} \frac{2^{1/2} M^{3/2} E_n^{1/2} (E_\nu^{njl})^2}{(2\pi\hbar)^6 C^3}.$$

К формуле (5)

$$\alpha_i(E_n) = \sum_{lL\Lambda} (2l+1)(2\Lambda+1)(2j+1)(C^{l0}_{L0\Lambda 0})^2 |b_{lL\Lambda njl}|^2 A_i(E_n),\ (i=1,\ 2),$$

$$A_1(E_n) = (2L+1)[W(lS\Lambda l;\ Lj)]^2,\ A_2(E_n) = (2l+1)^{-1},$$

$$\alpha_3(E_n) = \sum_{lL\Lambda\Lambda' K} i^{\Lambda'-\Lambda}(2l+1)(2L+1)(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)(2K+1)(2j+1) \times$$
$$\times C^{l0}_{L0\Lambda 0} C^{l0}_{L0\Lambda' 0} C^{10}_{K0\Lambda 0} C^{10}_{K0\Lambda' 0} X(\Lambda lL;\ KjI;\ 1SS)\, X(\Lambda' lL;\ kjl;\ 1SS)\, b_{lL\Lambda njl} b^*_{lL\Lambda' njl},$$

$$\gamma_i(E_n) = Re \sum_{ll'LL'\Lambda\Lambda'} i^{L'-L+\Lambda'-\Lambda}(2l+1)(2l'+1)(2L+1)(2L'+1) \times$$
$$\times (2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)(2j+1) C^{10}_{L0L'0} C^{l0}_{L0\Lambda 0} C^{l0}_{L'0\Lambda' 0} \times$$
$$\times W(lLl'L';\ S1)\, b_{lL\Lambda njl} b^*_{l'L'\Lambda' njl} \Gamma_i(E_n),\quad (i=1,\ 2,\ 3,\ 4,\ 5),$$

$$\Gamma_1(E_n) = (-1)^{l+\Lambda+S} C^{10}_{\Lambda 0\Lambda' 0} W(l\Lambda L'\Lambda';\ j1)\, W(lLjl;\ \Lambda S)\, W(lL'jl';\ \Lambda' S),$$

$$\Gamma_2(E_n) = (-1)^l (2l+1)^{-1} C^{10}_{\Lambda 0\Lambda' 0} W(LL'\Lambda\Lambda';\ 1l)\, W(lLl'L';\ S1),$$

$$\Gamma_3(E_n) = (-1)^l C^{10}_{\Lambda 0\Lambda' 0} W(lL'1S;\ Sl')\, W(jlIL';\ S\Lambda')\, X(lL\Lambda;\ jI\Lambda';\ SS1),$$

$$\Gamma_4(E_n) = \sum_{KK'} [(2K+1)(2K'+1)]^{1/2} (-1)^{S+j} C^{10}_{K0K'0} C^{K0}_{\Lambda 010} C^{K'0}_{\Lambda' 010} \times$$
$$\times W(ll'KK';\ 1j)\, X(\Lambda Ll;\ KIj;\ 1SS)\, X(\Lambda' L'l;\ K'I'j;\ 1SS),$$

$$\Gamma_5(E_n) = \sum_N (2N+1)(-1)^{N+l'+S-j} C^{10}_{\Lambda 0\Lambda' 0} W(ll'11;\ 1N)\, W(l'L'1S;\ SN) \times$$
$$\times W(\Lambda lIS;\ Lj)\, W(\Lambda I\Lambda' N;\ j1)\, W(l\Lambda' SN;\ L'j).$$

$$\beta_1(E_n) = Re \sum_{IL\Lambda\Lambda' N} i^{\Lambda'-\Lambda+1}(2I+1)(2L+1)(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)(2N+1)\times$$

$$\times(2j+1)\,C^{10}_{\Lambda 0\Lambda' 0}C^{l0}_{L0\Lambda 0}C^{10}_{N0L0}C^{l0}_{N0\Lambda' 0}(-1)^{j-s}\,W(NLSS;\ 1I)\,W(\Lambda' NjS;\ lI)\times$$

$$\times X(\Lambda Ll;\ \Lambda' Ij;\ 1SS)\,b_{IL\Lambda njl}\,C^{*}_{IL\Lambda' njl}\,.$$

$$\beta_i(E_n) = Re \sum_{IL\Lambda\Lambda' K} i^{\Lambda'-\Lambda+1}(2I+1)(2L+1)(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)(2j+1)\times$$

$$\times[(2K+1)(2l+1)]^{1/2}\,C^{10}_{\Lambda 0\Lambda' 0}C^{10}_{K0l0}C^{l0}_{L0\Lambda 0}C^{K0}_{L0\Lambda' 0}\,b_{IL\Lambda njl}\,d^{*}_{IL\Lambda' njl}\,Б_i(E_n),\quad (i=2,\ 3),$$

$$Б_2(E_n) = W(\Lambda L1K;\ l\Lambda')\,[W(SjL\Lambda;\ lI)]^2,$$

$$Б_3(E_n) = \sum_N (2N+1)(-1)^{I+L+S+K+N}\,W(\Lambda'\Lambda 11;\ 1N)\,W(L\Lambda' l1;\ KN)\times$$

$$\times W(ILjl;\ SN)\,X(ILS;\ jlS;\ N\Lambda 1).$$

$$\delta_i(E_n) = Re \sum_{II'LL'\Lambda N} i^{L'-L+1}(2I+1)(2I'+1)(2L+1)(2L'+1)(2\Lambda+1)\times$$

$$\times(2N+1)(2j+1)\,C^{10}_{L0L'0}C^{10}_{L'0N0}C^{l0}_{L0\Lambda 0}\,W(ILI'L';\ S1)\,W(L'NSS;\ 1I')\,Д_i(E_n),$$

$$(i=1,\ 2),$$

$$Д_1(E_n) = (-1)^{I+L+S}C^{l0}_{N0\Lambda 0}\,W(ISI'S;\ L1)\,W(\Lambda LjS;\ lI')\,W(\Lambda NjS;\ lI')\times$$

$$\times b_{IL\Lambda njl}\,C^{*}_{I'L'\Lambda njl},$$

$$Д_2(E_n) = \sum_{\Lambda' KM} i^{\Lambda'-\Lambda}(2\Lambda'+1)(2K+1)(2M+1)(-1)^{I'+L'+S}C^{10}_{K0\Lambda 0}\times$$

$$\times C^{10}_{K0\Lambda' 0}C^{l0}_{N0\Lambda' 0}\,W(N\Lambda' Sj;\ lI')\,W(ML1S;\ SI)\,W(jlML;\ S\Lambda)\times$$

$$\times X(\Lambda K1;\ M1I;\ j\Lambda' I')\,b_{IL\Lambda njl}\,C^{*}_{I'L'njl}.$$

$$\delta_j(E_n) = Re \sum_{II'LL'\Lambda K} i^{L'-L+1}(2I+1)(2I'+1)(2L+1)(2L'+1)(2\Lambda+1)\times$$

$$\times(2j+1)[(2K+1)(2l+1)]^{1/2}C^{10}_{L0L'0}C^{10}_{K0l0}C^{l0}_{L0\Lambda 0}W(ILI'L';\ S1)\,Д_j(E_n),$$

$$(j=3,\ 4,\ 5),$$

$$Д_3(E_n) = C^{K0}_{L'0\Lambda 0}(-1)^{I+I'+L'+S-j}\,W(\Lambda LjS;\ lI)\,X(L'SI';\ \Lambda jI;\ Kl1)\times$$

$$\times b_{IL\Lambda njl}\,d^{*}_{I'L'\Lambda njl},$$

$$Д_4(E_n) = \sum_{\Lambda' NM} i^{\Lambda'-\Lambda}(2\Lambda'+1)(2N+1)(2M+1)\,C^{K0}_{L'0\Lambda' 0}C^{10}_{M0\Lambda 0}C^{10}_{M0\Lambda' 0}\times$$

$$\times(-1)^{l+S-I}\,W(SNl1;\ kj)\,W(\Lambda' NL'S;\ I'K)\,X(SLI;\ Slj;\ 1\Lambda M)\times$$

$$\times X(IMj;\ 111;\ I'\Lambda' N)\,b_{IL\Lambda njl}\,d^{*}_{I'L'\Lambda' njl},$$

$$Д_5(E_n) = \sum_N (2N+1)\,C^{K0}_{L'0\Lambda 0}(-1)^{I+I'+\Lambda}\,W(I1N1;\ I'1)\,W(ISNS;\ L1)\times$$

$$\times W(ljLN;\ S\Lambda)\,X(L'SI';\ kl1;\ \Lambda jN)\,b_{IL\Lambda njl}\,d^{*}_{I'L'\Lambda njl}\,.$$

$$b_{lL\Lambda njl} = \int_0^\infty a^*_{lL}(r) R_\mu(r) j_\Lambda\left(\frac{p_\nu r}{\hbar}\right) R_{njl}(r) r^2 dr,$$

$$C_{lL\Lambda njl} = \int_0^\infty a^*_{lL}(r) R_\mu(r) j_\Lambda\left(\frac{p_\nu r}{\hbar}\right)\left[\frac{d}{dr} R_{njl}(r) - \frac{j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}}{r} R_{njl}(r)\right] r^2 dr,$$

$$d_{lL\Lambda njl} = \int_0^\infty a^*_{lL}(r) R_\mu(r) j_\Lambda\left(\frac{p_\nu r}{\hbar}\right)\left[\frac{d}{dr} R_{njl}(r) - \frac{k(k+1) - l(l+1) - 2}{2r} R_{njl}(r)\right] r^2 dr.$$

К формуле (6)

$$\alpha'(E_n) = \sum_{L\Lambda} (2L+1)(2\Lambda+1)\frac{2j+1}{2l+1}(C^{l0}_{L0\Lambda0})^2 |b_{L\Lambda njl}|^2.$$

$$\gamma'(E_n) = \sum_{LL'\Lambda\Lambda'} i^{L'-\Lambda+\Lambda'-\Lambda}(2L+1)(2L'+1)(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)\frac{2j+1}{2l+1}\times$$

$$\times C^{l0}_{L0\Lambda0} C^{l0}_{L'0\Lambda'0} C^{10}_{L0L'0} C^{10}_{\Lambda0\Lambda'0}(-1)^{l+1} W(LL'\Lambda\Lambda';\ 1l)\, b_{L\Lambda njl} b^*_{L'\Lambda' njl}.$$

$$\beta'_i(E_n) = Re \sum_{L\Lambda\Lambda' K} i^{\Lambda'-\Lambda+1}(2L+1)(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)(2j+1)\left[\frac{2K+1}{2l+1}\right]^{1/2}\times$$

$$\times C^{10}_{\Lambda0\Lambda'0} C^{10}_{K0l0} C^{l0}_{L0\Lambda0} C^{K0}_{L0\Lambda'0} W(L\Lambda K1;\ l\Lambda')\, b_{L\Lambda njl} d^*_{L\Lambda' njl} Б'_i(E_n), \quad (i = 1,\ 2),$$

$$Б'_1(E_n) = (-1)^{l-\Lambda}, \quad Б'_2(E_n) = (2l+1)(-1)^{s+j+\Lambda} W(llss;\ 1j)\, W(lk11;\ 1l).$$

$$\delta'_i(E_n) = Re \sum_{LL'\Lambda K} i^{L'-L+1}(2L+1)(2L'+1)(2\Lambda+1)(2j+1)\left[\frac{2K+1}{2l+1}\right]^{1/2}\times$$

$$\times C^{10}_{L0L'0} C^{10}_{K0l0} C^{l0}_{L0\Lambda0} C^{K0}_{L'0\Lambda0} W(LL'lK;\ 1\Lambda)\, b_{L\Lambda njl} d^*_{L'\Lambda njl} Д'_i(E_n), \quad (j = 1,\ 2),$$

$$Д'_1(E_n) = (-1)^{\Lambda+1}, \quad Д'_2(E_n) = (2l+1)(-1)^{L+S+j} W(llSS;\ 1j)\, W(lK11;\ 1l).$$

$$\delta'_j(E_n) = Re \sum_{LL'\Lambda\Lambda' KN} i^{L'-L+\Lambda'-\Lambda+1}(2L+1)(2L'+1)(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)\times$$

$$\times (2j+1)\left[\frac{2K+1}{2l+1}\right]^{1/2} C^{10}_{L0L'0} C^{N0}_{1010} C^{N0}_{\Lambda0\Lambda'0} C^{10}_{K0l0} C^{l0}_{L0\Lambda0} C^{K0}_{L'0\Lambda'0}\, b_{L\Lambda njl} d^*_{L'\Lambda' njl}\, Д'_j(E_n),$$

$$(j = 3,\ 4),$$

$$Д'_3(E_n) = X(L\Lambda l;\ L'\Lambda' K;\ 1N1)\,[6(2l+1)(-1)^{l-S+j} W(llSS;\ 1j)\times$$

$$\times W(lK11;\ 1l) - 1],$$

$$Д'_4(E_n) = \sum_M (2l+1)(2M+1)(-1)^{S+j+M} W(llSS;\ 1j)\, W(lK11;\ 1M)\times$$

$$\times W(llN1;\ 1M)\, W(LL'MK;\ 1\Lambda')\, W(L\Lambda MN;\ l\Lambda').$$

$$b_{L\Lambda njl} = \int\limits_0^\infty a_L^* (r) R_\mu (r) j_\Lambda \left(\frac{p_\nu r}{\hbar} \right) R_{njl} (r) r^2 dr,$$

$$d_{L\Lambda njl} = \int\limits_0^\infty a_L^* (r) R_\mu (r) j_\Lambda \left(\frac{p_\nu r}{\hbar} \right) \left[\frac{d}{dr} R_{njl} (r) - \right.$$

$$\left. - \frac{K(K+1) - l(l+1) - 2}{2r} R_{njl} (r) \right] r^2 dr.$$

$j_\Lambda (x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{\Lambda + \frac{1}{2}} (x)$ — сферическая функция Бесселя первого рода порядка Λ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rood H. P. C. On the theory of muon capture in nuclei. Druk: V. R. B.— Kleine der A3—4, Groningen, 1964.
2. Мухин А. И. Слабые взаимодействия с участием обычных частиц. Тр. Межд. конф. по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
3. Klein R., Neal T., Wolfenstein L. Phys. Rev., **138**, No. IB, 86, 1965.
4. Евсеев В. С., Комаров В. И., Куш В. З., Роганов В. С., Черногорова В. А., Шимчак М. М. ЖЭТФ, **41**, 306, 1961; Evseev V. S., Roganov V. S., Chernogorova V. A. Phys. Lett., **6**, No. 4, 332, 1963; Evseev V. S., Roganov V. S., Chernogorova V. A., Chang Run-hwa, Szymczak M. Nukleonika, **9**, No. 2—3, 97, 1964.
5. Astbury A., Blair I. M., Hussian M., Kemp M. A. R., Muirhead H., Voss R. G., Phys. Rev. Lett., **3**, 476, 1959.
6. Telegdi W. L. Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester.
7. Долинский Э. И., Блохинцев Л. Д. ЖЭТФ, **35**, вып. 6 (12), 1488, 1958.
8. Акимова М. К., Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И. ЖЭТФ, **39**, вып. 6 (12), 1806, 1960.
9. Долинский Э. И. Диссертация. ОИЯИ, 1959.
10. Fujii A., Primakoff H. Nuovo cim., **12**, 327, 1959.
11. Goldberger M. L., Treiman S. B. Phys. Rev., **111**, 354, 1958.
12. Wolfenstein L. Nuovo cim., **8**, 882, 1958.
13. Primakoff H. Revs. Mod. Phys., **10**, 802, 1959.
14. Feynman R. P., Gell-Mann M. Phys., Rev., **109**, 193, 1958.
15. Gell-Mann M. Phys. Rev., **111**, 362, 1958.
16. Юцис А. П., Левинсон И. Б., Ванагас В. В. Математический аппарат теории момента количества движения. Вильнюс, Гос. изд. политической и научной литературы Литовской ССР, 1960.

Поступила в редакцию
15. 7 1966 г.

Кафедра
теории ядра