2. Теория фундаментальных взаимодействий
(электрослабые свойства микрочастиц, электродинамические и адронные процессы взаимодействия, гравитация и космология)

Председатели: Максименко Николай Васильевич, д. ф.-м. н.
Левчук Михаил Иванович, д. ф.-м. н.

В.В. Андреев

УО «Гомельский Государственный Университет имени Франциска Скорины», Беларусь

МЕТОД «СТРОИТЕЛЬНЫХ» БЛОКОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ ФЕЙНМАНОВСКИХ ДИАГРАММ

Введение

Амплитуда процесса в квантовополевых теориях представляет собой в заданном порядке теории возмущений, сумму матричных элементов, каждому из которых можно сопоставить некоторую диаграмму Фейнмана. Простейший анализ позволяет выделить элементы фейнмановских диаграмм, которые возникают вследствие структуры лагранжианов теории. Таким элементам относится «фермионный» ток

$$M_{\lambda_p,\lambda_k}\left(p,s_p;k,s_k\right)=\bar{w}^{A}_{\lambda_p}\left(p,s_p\right)Q\,w^{B}_{\lambda_k}\left(k,s_k\right),\quad \text{где} \tag{1}$$

$$w^{A}_{\lambda}\left(p,s_p\right)=\begin{cases} u_{\lambda}\left(p,s_p\right), \textit{если } A=1 \text{ т.е. фермион}, \\ \upsilon_{\lambda}\left(p,s_p\right), \textit{если } A=-1 \text{ т.е. антифермион}. \end{cases} \tag{2}$$

Оператор Q представляет собой комбинацию произведений матриц Дирака или их сверток с 4-векторами реакции. В зависимости от вида Q могут возникать различные блоки, такие как спинорные произведения, 4-вектор тока и др.

Наличие «строительных блоков» фейнмановских диаграмм позволяет сформировать технику вычислений амплитуд процессов, которую можно назвать **техникой «строительных» блоков**. Суть этой методики следующая: матричный элемент редуцируется к основным, заранее рассчитанным блокам. Сами блоки используются как скалярные функции, рассчитанные либо через компоненты физических векторов, аналогично спинорным произведениям в спинорной технике, или через скалярные произведения 4-векторов. Такая редукция очевидно, позволяет уменьшить число вычисляемых фейнмановских графов за счет повторений «строительных» блоков. К наиболее удачным применениям расчетов такого типа следует отнести расчеты, которые реализованы в программе WPHACT [1].

В данной работе для расчета (1) предлагаются использовать блоки, построенные с использованием метода базисных спиноров (МБС), который был разработан в работах [2, 3].

1. Основные соотношения базисных спиноров

В пространстве Минковского введем четверку (тетраду) ортонормированных 4-векторов l_A, которые удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\left(l_\mu l_\nu\right) = g_{\mu\nu}, \qquad l_0^2 = -l_1^2 = -l_2^2 = -l_3^2 = 1, \tag{3}$$

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} l^{\mu}_{\mu'} l^{\nu}_{\nu'} l^{\rho}_{\rho'} l^{\sigma}_{\sigma'} = -\varepsilon_{\mu'\nu'\rho'\sigma'}, \ \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} l_0^{\mu} l_1^{\nu} l_2^{\rho} l_3^{\sigma} = \varepsilon^{0123} = 1. \tag{4}$$

Соотношения (4) отражают условие того, что тетрада ортонормированных векторов l_μ имеет фиксированную ориентацию в пространстве Минковского.

Метрический тензор g можно представить в виде линейной комбинации матриц-диад, составленных из этих векторов, т.е.

$$g^{\mu\nu} = l_0^{\mu} \cdot l_0^{\nu} - l_1^{\mu} \cdot l_1^{\nu} - l_2^{\mu} \cdot l_2^{\nu} - l_3^{\mu} \cdot l_3^{\nu}. \tag{5}$$

Используя векторы l_μ, определим светоподобные векторы, которые образуют изотропную тетраду в пространстве Минковского (об изотропной тетраде см. [4]):

$$b_\rho = \left(l_0 + \rho l_3\right)/2, \ n_\lambda = \left(\lambda l_1 + i l_2\right)/2, \ \ (\rho, \lambda = \pm 1). \tag{6}$$

Из соотношений (5), (6) следует:

$$\left(b_\rho b_{-\lambda}\right) = \delta_{\lambda,\rho}/2, \ \left(n_\lambda n_{-\rho}\right) = \delta_{\lambda,\rho}/2, \left(b_\rho n_\lambda\right) = 0, \tag{7}$$

$$g^{\mu\nu} = \sum_{\lambda=-1}^{1} \left[\tilde{b}_\lambda^{\mu} \cdot b_{-\lambda}^{\nu} + \tilde{n}_\lambda^{\mu} \cdot n_{-\lambda}^{\nu}\right], \text{ где} \tag{8}$$

$$\tilde{b}_\rho = 2 b_\rho, \tilde{n}_\lambda = 2 n_\lambda. \tag{9}$$

С помощью векторов изотропной тетрады (7) определим *безмассовые базисные спиноры* $u_\lambda\left(b_{-1}\right)$ и $u_\lambda\left(b_1\right)$:

$$\hat{b}_{-1} u_\lambda\left(b_{-1}\right)=0, \; u_\lambda\left(b_1\right)=\hat{b}_1 u_{-\lambda}\left(b_{-1}\right), \qquad (10)$$

$$\omega_\lambda u_\lambda\left(b_{\pm 1}\right)=u_\lambda\left(b_{\pm 1}\right) \qquad (11)$$

с проективной матрицей

$$\omega_\lambda=\frac{1}{2}\left(I+\lambda \gamma_5\right) \qquad (12)$$

и условием нормировки

$$u_\lambda\left(b_{\pm 1}\right) \bar{u}_\lambda\left(b_{\pm 1}\right)=\omega_\lambda \hat{b}_{\pm 1}. \qquad (13)$$

Фазовое соглашение, которое в случае безмассовых частиц будет определять связь между спинорами с разной спиральностью, выберем в виде

$$\hat{n}_\lambda \; u_{-\rho}\left(b_{-1}\right)=\delta_{\lambda, \rho} \; u_\rho\left(b_{-1}\right). \qquad (14)$$

Соотношения (10), (11) и (14) можно записать в обобщенном виде:

$$\hat{b}_\rho u_\lambda\left(b_A\right)=\delta_{\rho,-A} u_{-\lambda}\left(b_{-A}\right), \qquad (15)$$

$$\omega_\lambda u_\rho\left(b_A\right)=\delta_{\rho, \lambda} u_\lambda\left(b_A\right), \qquad (16)$$

$$\hat{n}_\rho u_\lambda\left(b_A\right)=(-A) \delta_{\rho, A \times \lambda} u_{-\lambda}\left(b_A\right), \; (A, \rho, \lambda=\pm 1). \qquad (17)$$

Важным свойством спиноров (10) является соотношение полноты, которое доказывается с помощью (10), (11) и (13) и записывается в виде

$$\sum_{\lambda, A=-1}^{1} u_\lambda\left(b_A\right) \bar{u}_{-\lambda}\left(b_{-A}\right)=I. \qquad (18)$$

Спинорные произведения базисных спиноров (10) задаются простыми соотношениями

$$\bar{u}_\lambda\left(b_C\right) u_\rho\left(b_A\right)=\delta_{\lambda,-\rho} \; \delta_{C,-A}, \; (C, A, \lambda, \rho=\pm 1). \qquad (19)$$

2. Основные свойства базисных спиноров

Дираковский спинор $w_\lambda^A\left(p, s_p\right)$ массивного фермиона ($A=1$) и антифермиона ($A=-1$) с 4-импульсом p и произвольным вектором поляризации s_p может быть построен с помощью проективных операторов спина $1/2$ (о свойствах этих операторов см. [5, 6, 7])

$$w_{\lambda}^{A}\left(p,s_p\right)=\left(A\lambda\right)\frac{\left(\hat{p}+Am_p\right)\left(1+\lambda\gamma_5\hat{s}_p\right)}{2\sqrt{\left(b_1\left(p+m_p s_p\right)\right)}}u_{-A\times\lambda}\left(b_1\right). \qquad (20)$$

Безусловно, определение спиноров Дирака посредством (20) имеет фазовый произвол, связанный с вычислением нормировочного множителя. В нашем случае фазовый множитель $\left(A\lambda\right)$ выбран таким образом, что явный вид дираковских спиноров при выборе представления γ-матриц совпадал с известными классическими формулами в литературе [8].
Рассмотрим специальный случай матричного элемента (1), когда $p=b_C$ и $k=b_{-A}$ т.е.

$$\Gamma_{\rho,\sigma}^{C,A}\left[Q\right]=\bar{u}_{\rho}\left(b_C\right)Q\,u_{-\sigma}\left(b_{-A}\right), \qquad (21)$$

который можно назвать базовым матричным элементом. С помощью условия полноты (18) легко показать, что для $\Gamma_{\rho,\sigma}^{C,A}\left[Q_1Q_2\right]$ имеет место рекурсивное соотношение

$$\Gamma_{\rho,\sigma}^{C,A}\left[Q_1Q_2\right]=\sum_{D,\lambda=-1}^{1}\Gamma_{\rho,\lambda}^{C,D}\left[Q_1\right]\Gamma_{\lambda,\sigma}^{D,A}\left[Q_2\right]. \qquad (22)$$

Рассмотрим некоторые свойства базисных спиноров под действием преобразований представлений группы Пуанкаре. Для преобразования представления буста $U\left[L_z\left(V_p\right)\right]$ вдоль оси Z имеем, что

$$U^{-1}\left[L_z\left(V_p\right)\right]u_{\lambda}\left(b_A\right)=\sqrt{\frac{p_0+Ap}{m_p}}u_{\lambda}\left(b_A\right),\ \ p=\left|\mathbf{p}\right|. \qquad (23)$$

Для преобразований вращений можно показать, что

$$U^{-1}\left[R\left(\varphi,\theta,-\varphi\right)\right]u_{\lambda}\left(b_A\right)=\sum_{C=-1}^{1}u_{\lambda}\left(b_C\right)D_{A\lambda/2,C\lambda/2}^{1/2}\left(\varphi,\theta,-\varphi\right). \qquad (24)$$

Соотношения (23) и (24) позволяют произвести расчеты базового элемента (21) для различных операторов Q.

3. «Строительные» блоки МБС

Ниже приводится ряд формул для спиральных состояний, которые даются без вывода. Выражение для базового матричного элемента с

$Q=\hat{\varepsilon}_\sigma(p)$, где $\varepsilon^\mu_\sigma(p)$ вектор поляризации векторного массивного бозона с 4-импульсом $p=\left\{p_0,|\mathbf{p}|\sin\theta_p\cos\varphi_p,|\mathbf{p}|\sin\theta_p\sin\varphi_p,|\mathbf{p}|\cos\theta_p\right\}$ после ряда преобразований можно привести к виду

$$\Gamma^{C,A}_{\rho,\lambda}\left[\hat{\varepsilon}_\sigma(p)\right]=\left[\left(\frac{p_0}{\sqrt{p^2}}\delta_{\sigma,0}-\sigma\delta_{\sigma^2,1}\right)\frac{C}{\sqrt{2}}\sqrt{3+AC}\,D^1_{(A+C)\lambda/2,\sigma}\left(\varphi_p,\theta_p,-\varphi_p\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{|\mathbf{p}|}{\sqrt{p^2}}\delta_{\sigma,0}\delta_{C,-A}\right]\delta_{\rho,-\lambda}\,,\left(\sigma=0,\pm1\right). \qquad (25)$$

Здесь $D^j_{\lambda_1,\lambda_2}(\varphi,\theta,\phi)=\exp\left(-i\lambda_1\varphi\right)d^j_{\lambda_1,\lambda_2}(\theta)\exp\left(-i\lambda_2\phi\right)$ D-функция Вигнера.

Можно также показать, что выражение для базового матричного элемента с $Q=\hat{p}\,\hat{\varepsilon}_\sigma(p)$ запишется в виде

$$\Gamma^{C,A}_{\rho,\lambda}\left[\hat{p}\,\hat{\varepsilon}_\sigma(p)\right]=\frac{C}{\sqrt{2}}\sqrt{3-AC}\left(\sigma\delta_{\sigma^2,1}\left(p_0-\lambda\sigma|\mathbf{p}|\right)-\sqrt{p^2}\,\delta_{\sigma,0}\right)\times$$
$$\times D^1_{(A-C)\lambda/2,\sigma}\left(\varphi_p,\theta_p,-\varphi_p\right)\delta_{\rho,\lambda}\,,\left(\sigma=0,\pm1\right). \qquad (26)$$

Более сложным примером базового элемента являются коэффициенты разложения биспинора (20) по базисным спинорам т.е.

$$s^{(A,D)}_{\rho,\lambda}\left(p,s_\varsigma\right)=\bar{u}_\rho\left(b_A\right)w^D_\lambda\left(p,s_p\right) \qquad (27)$$

Для спиральных состояний имеем, что [3]

$$s^{(A,D)}_{\rho,\lambda}(p,s_H)=\left(D\lambda\right)f_{\rho\lambda,D}\sqrt{p_0-\left(D\lambda\rho\right)|\mathbf{p}|}\,D^{*1/2}_{A\rho/2,-D\lambda/2}(\varphi_p,\theta_p,-\varphi_p)\,, \qquad (28)$$

где

$$f_{\lambda\rho,D}=\delta_{\rho,-\lambda}+D\delta_{\rho,\lambda}\,. \qquad (29)$$

4. Примеры расчетов

Метод базисных спиноров обладает одной возможностью, которая увеличивает его эффективность и делает достаточно мощным средством для расчетов сложных матричных элементов. С помощью соотношения полноты амплитуда процесса может быть представлена в виде композиции функций $\Gamma^{C,A}_{\sigma,\rho}$ (21). Такие вставки позволяют разбить фермионную линию (1) на произведение фермионных линий с базисными спинорами $u_\lambda\left(b_A\right)$, например:

$$M_{\lambda_p,\lambda_k}\left(p,s_p\ k,s_k;Q\right)=\sum_{A,\,C,\sigma,\,\rho=-1}^{1}\left\{\bar{w}^D_{\lambda_p}\left(p,s_p\right)u_{-\sigma}\left(b_{-C}\right)\right\}\times$$
$$\times\left\{\bar{u}_\sigma\left(b_C\right)Qu_{-\rho}\left(b_{-A}\right)\right\}\left\{\bar{u}_\rho\left(b_A\right)w^F_{\lambda_k}\left(k,s_k\right)\right\}=$$
$$=\sum_{\sigma,\,\rho=-1}^{1}\sum_{A,\,C=-1}^{1}\bar{s}^{(C,\,D)}_{\sigma,\lambda_p}\left(p,s_p\right)\Gamma^{C,A}_{\sigma,\rho}\left[Q\right]s^{(A,\,F)}_{\rho,\lambda_k}\left(k,s_k\right). \qquad (30)$$

В соотношении (30) выделены коэффициенты разложения $s,\bar{s}$ физических спиноров по базисным спинорам, которые также являются частными случаями базового матричного элемента $\Gamma\left[Q\right]$:

$$s^{(A,\,B)}_{\rho,\lambda}\left(p,s_p\right)=\bar{u}_\rho\left(b_A\right)w^B_\lambda\left(p,s_p\right),$$
$$\bar{s}^{(A,\,B)}_{\rho,\lambda}\left(p,s_p\right)=s^{*\,(-A,\,B)}_{-\rho,\lambda}\left(p,s_p\right). \qquad (31)$$

Применим метод базисных спиноров для вычисления борновской амплитуды векторного бозона V массы m_V и спиральности τ в пару фермионов

$$V(p,\tau)\to f_i(k_1,\lambda_{k_1})+\bar{f}_j(k_2,\lambda_{k_2}). \qquad (32)$$

где f фермион со спиральностью λ.

Матричный элемент распада запишется в обобщенном виде:

$$M^\tau_{\lambda_{k_1},\lambda_{k_2}}\left(V\to f_i\bar{f}_j\right)=$$
$$=R^V_{ij}\,\bar{u}_{\lambda_{k_1}}(k_1,m_1)\hat{\varepsilon}_\tau(p)\left[\sum_{\alpha=-1}^{1}\omega_\alpha g^{Vf\bar{f}}_\alpha\right]\upsilon_{\lambda_{k_2}}(k_2,m_2), \qquad (33)$$

где $g^{Vf\bar{f}}_{\pm1}$ L,R константы, генерируемые вершиной $Vf\bar{f}$ и R^V_{ij} является функцией фермионных зарядов и элементов СКМ-матрицы.

Матричный элемент (33) с помощью соотношения полноты представим в виде блоков МБС (см. (30)), опуская множитель R^V_{ij}.

$$M^\tau_{\lambda_{k_1},\lambda_{k_2}}\left(V\to f_i\bar{f}_j\right)=$$
$$=\sum_{\sigma,\,\rho=-1}^{1}\sum_{A,\,C=-1}^{1}\bar{s}^{(C,\,1)}_{\rho,\lambda_{k_1}}\left(k_1\right)\Gamma^{C,A}_{\rho,\sigma}\left[\hat{\varepsilon}_\tau(p)\sum_{\alpha=-1}^{1}\omega_\alpha g^{Vf\bar{f}}_\alpha\right]s^{(A,-1)}_{\sigma,\lambda_{k_2}}\left(k_2\right)=$$

$$= \sum_{\sigma,\,\rho=-1}^{1} \sum_{A,\,C=-1}^{1} g_{-\sigma}^{Vf\bar{f}}\, \bar{s}_{\rho,\lambda_{k_1}}^{(C,1)}\left(k_1\right) \Gamma_{\rho,\sigma}^{C,A}\left[\hat{\varepsilon}_{\tau}(p)\right] s_{\sigma,\lambda_{k_2}}^{(A,-1)}\left(k_2\right). \qquad (34)$$

Рассмотрим распад (32) в системе покоя бозона V т.е.

$$\begin{aligned} P^{\mu} &= (M_V, 0, 0, 0)\,, \\ k_1^{\mu} &= (E_{k_1}, |\mathbf{k}|\sin\theta, 0, |\mathbf{k}|\cos\theta)\,, \\ k_2^{\mu} &= (E_{k_2}, -|\mathbf{k}|\sin\theta, 0, -|\mathbf{k}|\cos\theta)\,, \end{aligned} \qquad (35)$$

$$k \equiv |\,\mathbf{k}\,| = \frac{\sqrt{M_V^4 + (m_1^2 - m_2^2)^2 - 2M_V^2(m_1^2 + m_2^2)}}{2M_V} = M_V \kappa\,,$$

$$E_{k_1} = \frac{M_V^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M_V}, \quad E_{k_2} = \frac{M_V^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M_V}. \qquad (36)$$

Используя коэффициенты разложения (28) и блок $\Gamma_{\rho,\sigma}^{C,A}\left[\hat{\varepsilon}_{\tau}(p)\right]$ в системе покоя бозона (25) для матричного элемента (34) получим, что

$$\begin{aligned} &M_{\lambda_{k_1},\lambda_{k_2}}^{\tau}\left(V \to f_i \bar{f}_j\right) = \\ &= \sum_{\sigma=-1}^{1} \sum_{A,\,C=-1}^{1} g_{-\sigma}^{Vf\bar{f}} \sqrt{\frac{3+AC}{2}}\, \delta_{\sigma(C+A)/2,\tau}\left(\tau\delta_{\tau^2,1} - \delta_{\tau,0}\right) \times \\ &\times \sqrt{\left(E_{k_2} + \lambda_{k_2}\sigma|\mathbf{k}|\right)\left(E_{k_1} - \lambda_{k_1}\sigma|\mathbf{k}|\right)}\, D_{A\sigma/2,-\lambda_{k_2}/2}^{*1/2}(\varphi,\theta,-\varphi) D_{C\sigma/2,\lambda_{k_1}/2}^{*1/2}(\varphi,\theta,-\varphi) = \\ &\sum_{\sigma=-1}^{1} \sum_{A=-1}^{1} g_{-\sigma}^{Vf\bar{f}} \sqrt{1 + A\sigma\tau}\, \sqrt{\left(E_{k_2} + \lambda_{k_2}\sigma|\mathbf{k}|\right)\left(E_{k_1} - \lambda_{k_1}\sigma|\mathbf{k}|\right)} \times \\ &\times \left(\tau\delta_{\tau^2,1} - \delta_{\tau,0}\right) D_{A\sigma/2,-\lambda_{k_2}/2}^{*1/2}(\varphi,\theta,-\varphi) D_{\tau-A\sigma/2,\lambda_{k_1}/2}^{*1/2}(\varphi,\theta,-\varphi) \end{aligned} \qquad (37)$$

С помощью разложения Клебша-Гордана для D-функций Вигнера

$$\begin{aligned} &D_{\lambda_1,\lambda_2}^{1/2}(\varphi,\theta,-\varphi) D_{\sigma_1,\sigma_2}^{1/2}(\varphi,\theta,-\varphi) == \frac{1}{4}\sqrt{\left(3 + 4\lambda_1\sigma_1\right)}\sqrt{\left(3 + 4\lambda_2\sigma_2\right)} \times \\ &\times D_{\lambda_1+\sigma_1,\lambda_2+\sigma_2}^{1}(\varphi,\theta,-\varphi) + 2\lambda_1\lambda_2\delta_{\lambda_1,-\sigma_1}\delta_{\lambda_2,-\sigma_2}\,, \quad \text{ãäå}\ (\lambda_{1,2}, \sigma_{1,2} = \pm 1/2)\,, \end{aligned} \qquad (38)$$

после суммирования по индексу A и с учетом того, что $\varphi = 0$ приходим к выражению

$$M^{\tau}_{\lambda_{k_1},\lambda_{k_2}}\left(V\to f_i\,\overline{f}_j\right)=d^1_{\tau,(\lambda_{k_1}-\lambda_{k_2})/2}(\theta)R^V_{ij}\left(\tau\delta_{\tau^2,1}-\delta_{\tau,0}\right)\times$$
$$\times\sqrt{\frac{3-\lambda_{k_1}\lambda_{k_2}}{2}}\sum_{\sigma=-1}^{1}g^{Vf\bar{f}}_{-\sigma}\sqrt{\left(E_{k_2}+\lambda_{k_2}\sigma|\mathbf{k}|\right)\left(E_{k_1}-\lambda_{k_1}\sigma|\mathbf{k}|\right)}\,. \qquad (39)$$

Рассмотрим разбиение для функции $\sqrt{\left(E_{k_2}+\tau|\mathbf{k}|\right)\left(E_{k_1}+\rho|\mathbf{k}|\right)}$ в системе покоя. После преобразований, приходим к соотношению

$$\sqrt{\left(E_{k_2}+\tau|\mathbf{k}|\right)\left(E_{k_1}+\rho|\mathbf{k}|\right)}=$$
$$=\frac{M_V}{\sqrt{2}}\left[\delta_{\tau,\rho}\sqrt{1-\tilde{m}_{+}+2\rho\kappa}+\delta_{\tau,-\rho}\sqrt{\tilde{m}_{+}-\tilde{m}_{-}^2+2\rho\tilde{m}_{-}\kappa}\right]=$$
$$=\frac{M_V}{\sqrt{2}}\left[\delta_{\tau,\rho}Y^{(I)}_{\rho}+\delta_{\tau,-\rho}\sqrt{2}Y^{(II)}_{\rho}\right], \qquad (40)$$

где

$$\tilde{m}_{\pm}=\frac{m_1^2\pm m_2^2}{M_V^2}\,.$$

Используя (40), получаем, что матричный элемент (39) принимает компактный вид

$$M^{\tau}_{\lambda_{k_1},\lambda_{k_2}}\left(V\to f_i\,\overline{f}_j\right)=d^1_{\tau,(\lambda_{k_1}-\lambda_{k_2})/2}(\theta)R^V_{ij}\left(\tau\delta_{\tau^2,1}-\delta_{\tau,0}\right)M_V\times$$
$$\times\sum_{\sigma=-1}^{1}g^{Vf\bar{f}}_{-\sigma}\left[\delta_{\lambda_{k_2},-\lambda_{k_1}}Y^{(I)}_{\lambda_{k_2}\sigma}+\delta_{\lambda_{k_2},\lambda_{k_1}}Y^{(II)}_{\lambda_{k_2}\sigma}\right]. \qquad (41)$$

Если $m_1=m_2=0$, то (41) редуцируется к

$$M^{\tau}_{\lambda_{k_1},\lambda_{k_2}}\left(V\to f_i\,\overline{f}_j\right)=\delta_{\lambda_{k_2},-\lambda_{k_1}}M_V\,g^{Vf\bar{f}}_{\lambda_{k_2}}d^1_{\tau,\lambda_{k_1}}(\theta)R^V_{ij}\left(\tau\delta_{\tau^2,1}-\delta_{\tau,0}\right). \qquad (42)$$

Отметим, что последующий расчет ширины распада приводит к стандартным выражениям, которые можно найти, например, в [9].

Таким образом, в работе приведен пример расчета техникой строительных блоков, полученных в рамках МБС. Полученные конструкции можно использовать как готовые функции и расчете более сложных процессов.

Литература

1. Accomando, E. WPHACT 2.0: A fully massive Monte-Carlo generator for four fermion physics at e+ e- colliders / E. Accomando, A. Ballestrero, E. Maina // Comput. Phys. Commun. – 2003. – Vol. 150. – P. 166–196.

2. Андреев, В.В. Аналитическое вычисление фейнмановских амплитуд / В.В. Андреев // Ядерная физика. – 2003. – Т. 66. – № 2. – С. 410–420.

3. Андреев, В.В. Пуанкаре-ковариантные модели двухчастичных систем с квантовополевыми потенциалами / В.В. Андреев. – Гомель: УО «Гомельский государственный университет им.Ф.Скорины», 2008. – 294 с.

4. Borodulin, V.I. CORE -COmpendium of Relations / V.I. Borodulin, R.N. Rogalev, S.R. Slabospitsky. – Protvino, Russia: IHEP, 1995. – 108 p. – (Preprint IHEP 95-90).

5. Федоров, Ф.И. Группа Лоренца / Ф.И. Федоров. – Москва: Наука, 1979. – 384 с.

6. Богуш, А.А. Введение в полевую теорию элементарных частиц / А.А. Богуш. – Минск: Наука и техника, 1981. – 390 с.

7. Богуш, А.А. Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий / А.А. Богуш. – Минск: Наука и техника, 1987. – 359 с.

8. Хелзен, Ф. Кварки и лептоны. Введение в физику частиц / Ф. Хелзен, А. Мартин. – Москва: Мир, 1987. – 456 с.

9. Denner, A. The W-boson width / A. Denner, T. Sack // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. – 1990. – Vol. 46. – № 4. – P. 653–663.

В.В. Андреев, О.М. Дерюжкова, Н.В. Максименко

УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», Беларусь

АМПЛИТУДА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В КОВАРИАНТНОМ ДИПОЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Введение

Благодаря повышению точности измерения электромагнитных характеристик адронов в последнее время открываются новые возможности для более глубокого анализа существующих теоретико-полевых и модельных представлений о взаимодействии адронов с электромагнитным полем. При исследовании электромагнитных характеристик адронов особое внимание отводится поляризуемостям