Известия Гомельского государственного университета
имени Ф. Скорины, №6(69), 2011

УДК 539.12

Уравнение движения пиона в электрическом поле в одновременном приближении амплитуды Бете-Солпитера

Е. В. Вакулина[1], О. М. Дерюжкова[2], Н. В. Максименко[2]

В одновременном приближении амплитуды Бете-Солпитера получены запаздывающие функции Грина и уравнения движения кварк-антикварковой системы в постоянном электрическом поле. Выполнено проектирование этих уравнений на состояние пиона.
Ключевые слова: теоретико-полевой подход, электромагнитные характеристики пиона, кварк.

In the Bethe-Salpeter amplitude simultaneous approximation there have been obtained the Green retardation functions and the equations of quark-antiquark system motion in constant electric field. Designing of these equations on a pion condition has been executed.
Keywords: theoretical-field approach, electromagnetic characteristics of pion, quark.

На основе уравнения движения составной системы во внешнем электромагнитном поле можно определить электромагнитные характеристики адронов с учетом их кварковой структуры. Так, в нерелятивистской квантовой механике в моделях с кулоновским и осцилляторным потенциалами, используя уравнение движения частиц в однородном электрическом поле, вычислены электрические поляризуемости адронов [1; 2].

В работах [3; 4] получены уравнения движения бесспиновых частиц в постоянном электрическом поле в квазипотенциальном подходе в «импульсном приближении», где не учитывалось неразделяемое аддитивное внешнее электромагнитное и внутреннее взаимодействия. В результате, в этих работах были получены поправки к среднеквадратичному зарядовому радиусу и поляризуемости адронов, благодаря вкладу релятивистского взаимодействия кварков с электромагнитным полем.

В данной работе получено уравнение движения кварк-антикварковой системы в электрическом поле в одновременном приближении амплитуды Бете-Солпитера.

В качестве кварк-антикварковой системы рассмотрим пион. Уравнение Бете-Солпитера для вершинной функции $\pi q\bar{q}$ имеет вид:

$$\hat{\Gamma}_{be}(p_1,p_2)=\int\frac{d^4p_1'd^4p_2'}{(2\pi)^8}\hat{V}^{(bc|de)}(p_1,p_2\,|\,p_1',p_2')\left[\hat{S}(p_1')\hat{\Gamma}\hat{S}(p_2')\right]_{cd}, \qquad (1)$$

где $\hat{V}$ – ядро взаимодействия между кварками и взаимодействия кварков с внешним электромагнитным полем, $\hat{S}(p)$ – пропагатор кварка. Размерности матриц в (1) равны четырем, и поэтому индексы b,c,d,e пробегают значения *1,2,3,* и *4*.

Следуя работе [5], представим ядро взаимодействия $\hat{V}$ в виде двух слагаемых:

$$\hat{V}=\hat{V}(A)+\hat{V}_I, \qquad (2)$$

где $\hat{V}_I$ – ядро, с помощью которого определяется внутреннее взаимодействие между кварками, с помощью $\hat{V}(A)$ учитывается взаимодействие кварков с внешним электромагнитным полем. В этом случае правая часть вершинной функции (1) будет состоять из двух частей:

$$\hat{\Gamma} = \hat{\Gamma}(A) + \hat{\Gamma}_I . \qquad (3)$$

Для упрощения вывода уравнений движения пиона во внешнем электромагнитном поле будем использовать $\hat{V}_I$ в виде:

$$\hat{V}_I^{(bc|de)} = g \frac{\left[\gamma_1^{\mu}\right]_{bc} \left[\gamma_2^{\mu}\right]_{de}}{\vec{q}^{\,2}} , \qquad (4)$$

где g – константа взаимодействия, $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_1'$, то есть в определении $\hat{V}_I$ будем пренебрегать зависимостью от переданной энергии по q_0.

Определим пропагаторы кварка и антикварка через проективные операторы $\Lambda_+(\vec{p})$ и $\Lambda_-(\vec{p})$:

$$S(p) = \frac{m + \hat{p}}{p^2 - m^2 + i\varepsilon} = \frac{m}{E}\left(\frac{\Lambda_+(\vec{p})}{p_0 - E + i\delta} - \frac{\Lambda_-(-\vec{p})}{p_0 + E - i\delta}\right), \qquad (5)$$

$$S(p) = \frac{m - \hat{p}}{p^2 - m^2 + i\varepsilon} = \frac{m}{E}\left(\frac{\Lambda_-(\vec{p})}{p_0 - E + i\delta} - \frac{\Lambda_+(-\vec{p})}{p_0 + E - i\delta}\right). \qquad (6)$$

В выражениях (5) и (6) проективные операторы имеют вид: $\Lambda_+(\vec{p}) = \dfrac{m + \hat{p}}{2m}$, $\Lambda_-(\vec{p}) = \dfrac{m - \hat{p}}{2m}$, где $p = \{E, \vec{p}\}$, и выполняется соотношение $E^2 - \vec{p}^{\,2} = m^2$. Если вершину $\hat{\Gamma}$ в уравнении (1) умножим на $\hat{S}(p_1)$ слева, а на $\hat{S}(-p_2)$ справа, то в результате получим амплитуду Бете-Солпитера пиона:

$$\hat{\chi} = \hat{S}(p_1)\hat{\Gamma}\hat{S}(-p_2) . \qquad (7)$$

Одновременную функцию в импульсном представлении определим следующим образом:

$$\hat{\Phi}_{af}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int \frac{dp_0}{2\pi i} \hat{\chi}_{af} = \int \frac{dp_0}{2\pi i} \hat{S}_{ab}(p_1) \hat{\Gamma}_{be} \hat{S}_{ef}(-p_2) , \qquad (8)$$

где $p_0 = \dfrac{p_{10} - p_{20}}{2}$. Поскольку правая часть уравнения (1) представляется в виде двух слагаемых, то с учетом (3)–(8) получим:

$$\hat{\Phi}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int \frac{dp_0}{2\pi i} \hat{S}(p_1)\hat{\Gamma}\hat{S}(-p_2) =$$

$$= e_1 \int \frac{dp_0}{2\pi i} \int d^4 p_1' \int d^4 p_2' \, \hat{S}(p_1) A(\vec{p}_1' - \vec{p}_1) \hat{S}(p_1') \hat{\Gamma}(p_1', p_2') \hat{S}(-p_2) \delta(p_2 - p_2') \delta(p_{10} - p_{10}') +$$

$$+e_2\int\frac{dp_0}{2\pi i}\int d^4p_1'\int d^4p_2'\,\hat{S}(p_1)\hat{\Gamma}(p_1',p_2')\hat{S}(-p_2')A(\vec{p}_2'-\vec{p}_2)\hat{S}(-p_2)\delta(p_1-p_1')\delta(p_{20}-p_{20}')+$$

$$+g\int\frac{dp_0}{2\pi i}\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\int\frac{dp_0'}{2\pi}\hat{S}(p_1)\frac{\gamma^{\mu}\hat{S}(p_1')\hat{\Gamma}(p_1',p_2')\hat{S}(-p_2')\gamma_{\mu}}{\vec{q}^{\,2}}\hat{S}(-p_2). \qquad (9)$$

Уравнение (9) можно выразить через функции Грина:

$$\Gamma^{be}\widetilde{G}_0^{(ab|ef)}=\int d^3p_1'\widetilde{G}_1^{(ak|ef)}\hat{\Gamma}^{ke}(\vec{p}_1',\vec{p}_2)+\int d^3p_2'\widetilde{G}_2^{(ak|ef)}\hat{\Gamma}^{ke}(\vec{p}_1',\vec{p}_2)+$$

$$+\int\frac{d^3p_1'}{(2\pi)^3}\widetilde{G}_I^{(ak|ml)}\hat{\Gamma}^{km}(\vec{p}_1',\vec{p}_2'). \qquad (10)$$

В этом выражении введены функции Грина, которые имеют вид:

$$\widetilde{G}_0^{(ab|ef)}=\int\frac{dp_0}{2\pi i}\hat{S}^{ab}(p_1)\hat{S}^{ef}(-p_2), \qquad (11)$$

$$\widetilde{G}_1^{(ak|ef)}=e_1\int\frac{dp_0}{2\pi i}\left[\hat{S}(p_1)\hat{A}(\vec{p}_1'-\vec{p}_1)\hat{S}(p_1')\right]^{ak}\hat{S}^{ef}(-p_2), \qquad (12)$$

$$\widetilde{G}_2^{(ak|ef)}=e_2\int\frac{dp_0}{2\pi i}\hat{S}^{ak}(p_1)\left[\hat{S}(-p_2')\hat{A}(\vec{p}_2'-\vec{p}_2)\hat{S}(-p_2)\right]^{ef}, \qquad (13)$$

$$\widetilde{G}_I^{(ak|mf)}=\int\frac{dp_0}{2\pi i}\int\frac{dp_0'}{2\pi i}\frac{g}{\vec{q}^{\,2}}\left[\hat{S}(p_1)\gamma^{\mu}\hat{S}(p_1')\right]^{ak}\left[\hat{S}(-p_2')\gamma_{\mu}\hat{S}(-p_2)\right]^{mf}. \qquad (14)$$

Выполняя интегрирование по p_0 и p_0' в (11)–(14) с помощью теории вычетов и учитывая вклад запаздывающих функций Грина, уравнение (9) можно представить следующим образом:

$$\frac{(-1)m^2}{E_1E_2}\frac{\Lambda_+(\vec{p}_1)\hat{\Gamma}\Lambda_-(\vec{p}_2)}{P_0-\Sigma+i\delta}=$$

$$=\int d^3p_1'\frac{(-1)m^3e_1}{E_1E_2E_1'}\frac{\Lambda_+(\vec{p}_1)\hat{A}\Lambda_+(\vec{p}_1')\hat{\Gamma}\Lambda_-(\vec{p}_2)}{(P_0-\Sigma+i\delta)(P_0-E_1'-E_2+i\delta)}+$$

$$+\int d^3p_2'\frac{(-1)m^3e_2}{E_1E_2E_2'}\frac{\Lambda_+(\vec{p}_1)\hat{\Gamma}\Lambda_-(\vec{p}_2')\hat{A}\Lambda_-(\vec{p}_2)}{(P_0-\Sigma+i\delta)(P_0-E_2'-E_1+i\delta)}+$$

$$+i\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\frac{m^4}{E_1E_2E_1'E_2'}\frac{g}{\vec{q}^{\,2}}\frac{\Lambda_+(\vec{p}_1)\gamma^{\mu}\Lambda_+(\vec{p}_1')\hat{\Gamma}\Lambda_-(\vec{p}_2')\gamma_{\mu}\Lambda_-(\vec{p}_2)}{(P_0-\Sigma+i\delta)(P_0-E_1'-E_2'+i\delta)}, \qquad (15)$$

где $\Sigma=E_1+E_2$. Если в уравнении (15) ввести функцию

$$\hat{\Phi}(\vec{p}_1,\vec{p}_2)=\frac{(-1)m^2}{E_1E_2}\frac{\Lambda_+(\vec{p}_1)\hat{\Gamma}\Lambda_-(\vec{p}_2)}{P_0-\Sigma},$$

то в результате получим уравнение относительно $\hat{\Phi}(\vec{p}_1,\vec{p}_2)$:

$$\left(P_0-\Sigma\right)\hat{\Phi}=\int d^3p_1'\frac{me_1}{E_1}\Lambda_+(\vec{p}_1)\hat{A}\hat{\Phi}\Lambda_-(\vec{p}_2)+\int d^3p_2'\frac{me_2}{E_2}\Lambda_+(\vec{p}_1)\hat{\Phi}\hat{A}\Lambda_-(\vec{p}_2)+$$

$$+\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\frac{m^2}{E_1'E_2'}\frac{g}{\vec{q}^{\,2}}\Lambda_+(\vec{p}_1)\gamma^\mu\hat{\Phi}\gamma_\mu\Lambda_-(\vec{p}_2).\qquad(16)$$

В функции $\hat{\Phi}$ можно выделить биспиноры и ввести новую функцию $\Psi^{rs}\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)$ с помощью соотношения:

$$\hat{\Phi}(\vec{p}_1,\vec{p}_2)=\sum_{r,s}\frac{m^2}{E_1E_2}\Psi^{rs}\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)U^{(r)}\left(\vec{p}_1\right)\vartheta^{(s)}\left(\vec{p}_2\right),\qquad(17)$$

где r и s – спиральности спинорной частицы. Используя выражение (17), в уравнении (16) получим:

$$\left(P_0-\Sigma\right)\Psi^{rs}\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)=\int d^3p_1'\sum_{\lambda_1'}e_1\frac{m}{E_1'}\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)\hat{A}U^{(\lambda_1')}(\vec{p}_1')\Psi^{\lambda_1's}\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2\right)+$$

$$+\int d^3p_2'\sum_{\lambda_2'}e_2\frac{m}{E_2'}\overline{\vartheta}^{(\lambda_2')}(\vec{p}_2')\hat{A}\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2)\Psi^{r\lambda_2'}\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2'\right)+$$

$$+i\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\sum_{\lambda_1'\lambda_2'}\frac{m^2}{E_1'E_2'}\frac{g}{\vec{q}^{\,2}}\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)\gamma^\mu U^{(\lambda_1')}(\vec{p}_1')\overline{\vartheta}^{(\lambda_2')}(\vec{p}_2')\gamma_\mu\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2)\Psi^{\lambda_1'\lambda_2'}\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2'\right).\qquad(18)$$

Чтобы получить уравнение движения пиона во внешнем электромагнитном поле, в выражении (18) введем скалярные функции с помощью соотношения, характерного для системы пиона:

$$\Psi^{rs}\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)=\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)\gamma^5\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2).\qquad(19)$$

В результате получим уравнение для $\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)$:

$$\left(P_0-\Sigma\right)\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)\gamma^5\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2)=$$

$$=\int d^3p_1'\frac{e_1}{2E_1'}\Psi\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2\right)\left[\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)\hat{A}\left(m+\hat{p}'_1\right)\gamma^5\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2)\right]-$$

$$-\int d^3p_2'\frac{e_2}{2E_2'}\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2'\right)\left[\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)\gamma^5\left(m-\hat{p}'_2\right)\hat{A}\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2)\right]+$$

$$+i\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\frac{g}{4\vec{q}^{\,2}E_1'E_2'}\Psi\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2'\right)\left[\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)\gamma^\mu\left(m+\hat{p}'_1\right)\gamma^5\left(m-\hat{p}'_2\right)\gamma_\mu\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2)\right]. \quad (20)$$

Умножим теперь (20) на $\vartheta^{(s)}(\vec{p}_2)\gamma^5\overline{U}^{(r)}(\vec{p}_1)$ и просуммируем по *r* и *s*. В результате получим:

$$\left(P_0-\Sigma\right)\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)Sp^0(\vec{p}_1,\vec{p}_2)=\int d^3p_1'\frac{e_1}{2E_1'}\Psi\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2\right)Sp^1\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2\right)-$$

$$-\int d^3p_2'\frac{e_2}{2E_2'}\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2'\right)Sp^2\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2'\right)+i\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\frac{g}{4\vec{q}^{\,2}E_1'E_2'}\Psi\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2'\right)Sp^I\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2'\right). \quad (21)$$

В уравнении (21) введены обозначения:

$$Sp^0(\vec{p}_1,\vec{p}_2)=Sp\left[\gamma^5\left(m+\hat{p}_1\right)\gamma^5\left(m-\hat{p}_2\right)\right]=4\left[m^2+\left(p_1p_2\right)\right], \quad (22)$$

$$Sp^1(\vec{p}_1',\vec{p}_2)=Sp\left[\gamma^5\left(m+\hat{p}_1\right)\hat{A}\left(m+\hat{p}'_1\right)\gamma^5\left(m-\hat{p}_2\right)\right]=$$

$$=4\varphi\left[m^2\left(E_1+E_2+E_1'\right)+E_1\left(p_1'p_2\right)-E_2\left(p_1p_1'\right)+E_1'\left(p_1p_2\right)\right]=4\varphi[1',2], \quad (23)$$

$$Sp^2(\vec{p}_1,\vec{p}_2')=Sp\left[\gamma^5\left(m+\hat{p}_1\right)\gamma^5\left(m-\hat{p}'_2\right)\hat{A}\left(m-\hat{p}_2\right)\right]=$$

$$=-4\varphi\left[m^2\left(E_1+E_2+E_2'\right)+E_2\left(p_1p_2'\right)-E_1\left(p_2'p_2\right)+E_2'\left(p_1p_2\right)\right]=-4\varphi[1,2'], \quad (24)$$

$$Sp^I(\vec{p}_1',\vec{p}_2')=Sp\left[\gamma^5\left(m+\hat{p}_1\right)\gamma^\mu\left(m+\hat{p}'_1\right)\gamma^5\left(m-\hat{p}'_2\right)\gamma^\mu\left(m-\hat{p}_2\right)\right]=$$

$$=-8\left[2m^4+2m^2\left(p_1p_2\right)-m^2\left(p_1+p_2\right)\left(p_1'+p_2'\right)+2m^2\left(p_1'p_2'\right)+2\left(p_1p_2\right)\left(p_1'p_2'\right)\right]. \quad (25)$$

При получении выражений (23) и (24) было учтено, что система движется в постоянном электрическом поле с напряженностью $\vec{E}$ и 4-потенциалом, компоненты которого определяются следующим образом:

$$A=\left\{\varphi,\vec{A}\right\}=\left\{i\left(\vec{E}\vec{\nabla}_{\vec{p}_1'}\right)\delta\left(\vec{p}_1'-\vec{p}_1\right),\vec{0}\right\}.$$

Благодаря производной от δ-функции в определении потенциала φ, можно вычислить интегралы по $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$ в уравнении (21). Так, первый интеграл в (21) имеет вид:

$$\int d^3p_1'\frac{e_1}{2E_1'}\Psi\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2\right)Sp^1\left(\vec{p}_1',\vec{p}_2\right)=$$

$$=-2ie_1\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right)\vec{\nabla}_{\vec{p}_1'}\left.\frac{[1',2]}{E_1'}\right|_{\vec{p}_1'=\vec{p}_1}-2ie_1\left.\frac{[1',2]}{E_1'}\right|_{\vec{p}_1'=\vec{p}_1}\vec{\nabla}_{\vec{p}_1'}\Psi\left(\vec{p}_1,\vec{p}_2\right). \quad (26)$$

Выполняя вычисления в (26), получим:

$$\left.\frac{[1',2]}{E_1'}\right|_{\vec{p}_1'=\vec{p}_1} = 2\left[m^2 + E_1E_2 - (\vec{p}_1\vec{p}_2)\right], \tag{27}$$

$$\vec{\nabla}_{\vec{p}_1'}\left.\frac{[1',2]}{E_1'}\right|_{\vec{p}_1'=\vec{p}_1} = \frac{\vec{p}_1}{E_1^2}\left[(\vec{p}_1\vec{p}_2) - m^2\right] - \vec{p}_2\,. \tag{28}$$

В системе центра масс, где $\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$, из (27) и (28) следует:

$$\left.\frac{[1',2]}{E_1'}\right|_{\vec{p}_1'=\vec{p}_1} = 4E^2 \quad \text{и} \quad \vec{\nabla}_{\vec{p}_1'}\left.\frac{[1',2]}{E_1'}\right|_{\vec{p}_1'=\vec{p}_1} = 0\,.$$

Таким образом, интеграл (26) в системе центра масс принимает вид:

$$\int d^3p_1' \frac{e_1}{2E_1'} Sp^1(\vec{p}_1', \vec{p}_2)\Psi(\vec{p}_1', \vec{p}_2) = -8ie_1E^2\vec{\nabla}_{\vec{p}_1}\Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2). \tag{29}$$

Аналогичным образом вычисляется интеграл по $\vec{p}_2'$ в уравнении (21). В результате получим:

$$\left.\frac{[1,2']}{E_2'}\right|_{\vec{p}_2'=\vec{p}_2} = 2\left[m^2 + E_1E_2 - (\vec{p}_1\vec{p}_2)\right], \tag{30}$$

$$\vec{\nabla}_{\vec{p}_2'}\left.\frac{[1,2']}{E_2'}\right|_{\vec{p}_2'=\vec{p}_2} = \frac{\vec{p}_2}{E_2^2}\left[(\vec{p}_1\vec{p}_2) - m^2\right] - \vec{p}_1\,. \tag{31}$$

В системе центра масс выражения (30) и (31) принимают вид:

$$\left.\frac{[1,2']}{E_2'}\right|_{\vec{p}_2'=\vec{p}_2} = 4E^2 \quad \text{и} \quad \vec{\nabla}_{\vec{p}_2'}\left.\frac{[1,2']}{E_2'}\right|_{\vec{p}_2'=\vec{p}_2} = 0\,.$$

В результате вычисления второго интеграла в (21) по $\vec{p}_2'$ в системе центра масс имеем:

$$\int d^3p_2' \frac{e_2}{2E_2'} Sp^2(\vec{p}_1, \vec{p}_2')\Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2') = -8ie_2E^2\vec{\nabla}_{\vec{p}_2}\Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2). \tag{32}$$

Учитывая выражения (29) и (32), уравнение движения пиона в постоянном электрическом поле с напряженностью $\vec{E}$ будет определяться так:

$$(M - 2E)\Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = -ie_1\left(\vec{E}\vec{\nabla}_{\vec{p}_1}\right)\Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2) - ie_2\left(\vec{E}\vec{\nabla}_{\vec{p}_2}\right)\Psi(\vec{p}_1, \vec{p}_2) +$$

$$+ i\int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\frac{g}{\vec{q}^2}\frac{\left(2EE' - m^2\right)}{EE'}\Psi(\vec{p}_1', \vec{p}_2'). \tag{33}$$

В уравнении считается, что $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \vec{p}$. Уравнение (33) в координатном представлении является дифференциальным уравнением релятивистского движения системы двух заряженных частиц во внешнем электрическом поле. Решение такого уравнения можно определить методом теории возмущений, который используется в нерелятивистской квантовой теории. Если в уравнении пренебречь действием электрического поля, то получим уравнение Солпитера [6; 7].

Таким образом, в одновременном приближении амплитуды Бете-Солпитера получены запаздывающие функции Грина и уравнения движения кварк-антикварковой системы в постоянном электрическом поле. Выполнено проектирование этих уравнений на состояние пиона.

Литература

1 Ландау, Л.Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М., 1989. – 702 с.

2 Петрунькин, В.А. Электрическая и магнитная поляризуемости адронов / В.А. Петрунькин // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12. – Вып. 3. – С. 692–753.

3 Максименко, Н.В. Эффект релятивистского «дрожания» кварков в электрической поляризуемости мезонов / Н.В. Максименко, С.Г. Шульга // Ядерная физика. – 1996. – Т. 56. – Вып. 6. – С. 201–210.

4 Deryuzhkova, O.M. Low-energy electromagnetic characteristics of the π-meson in the covariant three-dimensional approach / O.M. Deryuzhkova, N.V. Maksimenko // hep-th//0307147. – 2003.

5 Максименко, Н.В. Уравнение движения составной системы во внешнем электромагнитном поле / Н.В. Максименко, О.М. Дерюжкова, Е.В. Вакулина // Известия ГГУ им. Ф. Скорины. – 2006. – № 6 (39). – Ч. 1. – С. 126–129.

6 Salpeter, E.E. Mass Corretions to the Fine Structure of Hydrogen-Like Atoms / E.E. Salpeter // Phys. Rev. – 1952. – Vol. 87. – P. 328–343.

7 Lucha, W. Relativistic treatment of fermion – antifermion bound states / W. Lucha, H. Ruprecht, F.F. Schoberl // Phys. Rev. – 1991. – Vol. D44. – P. 242–249.

[1]Филиал ГОУВПО «Брянский государственный университет им. академика И.Г. Петровского»

[2]Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины

Поступило 20.10.11