СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 4327

А.А.Хелашвили

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ СИСТЕМЫ ДВУХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1/2

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P2 - 4327

А.А.Хелашвили*

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ СИСТЕМЫ ДВУХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1/2

* Тбилисский государственный университет

§1. Введение

В последнее время в ряде работ интенсивно обсуждается поведение амплитуды рассеяния на малые и большие углы при высоких энергиях. В работе[1] было показано, что для единого описания поведения амплитуды рассеяния на малые и большие углы можно эффективно применить квазипотенциальное уравнение[2] с мнимым гауссовским квазипотенциалом[3]. При этом оказывается, что в области малых углов получается дифракционное поведение с поправками на перерассеяние, а за дифракционной областью возникает орировское поведение[4] с осцилляциями. Оно сохраняется также для рассеяния на фиксированные углы. Чтобы применить данный метод к реальным физическим процессам, нужно, принимая во внимание зависимость амплитуды рассеяния от спинов частиц, построить соответствующее квазипотенциальное уравнение.

Для системы частиц со спином 1/2 квазипотенциальное уравнение было получено в работах[5-8] и с успехом применено в исследовании энергетических уровней позитрония[5], а также тонкой и сверхтонкой структуры водородоподобных атомов[6].

Из-за особенной природы проинтегрированного по относительной энергии пропагатора свободных частиц со спином 1/2, в работах[5-8] уравнения выводились только для некоторых компонент полной трехмерной волновой функции.

Целью настоящей работы является получение квазипотенциального уравнения для полной трехмерной волновой функции. Это уравнение максимально близко к уравнению Бете-Солпитера и может быть применено для описания процессов при высоких энергиях.

В §2 описывается квазипотенциальный метод для спинорных частиц.

В §3 получено квазипотенциальное уравнение для полной трехмерной волновой функции.

В §4 вводится квазипотенциальная амплитуда рассеяния и получено для нее уравнение типа Липпмана-Швингера.

§2. Квазипотенциальный метод для спинорных частиц

Рассмотрим систему из двух частиц со спинами 1/2 и массами m_1 и m_2. Исходим из уравнения Бете-Солпитера /9/ для полной функции Грина в импульсном пространстве

$$G(P,p,q) = G_0(P,p)\delta(p-q) + G_0(P,p)\int d^4k\, K(P,p,k)\, G(P,k,q), \qquad (2.1)$$

где использованы следующие обозначения:

$$P = p_1 + p_2 = p_3 + p_4, \quad p = \mu_2 p_1 - \mu_1 p_2, \quad q = \mu_2 p_3 - \mu_1 p_4,$$

$$p_1 = \mu_1 P + p, \quad p_2 = \mu_2 P - p, \quad p_3 = \mu_1 P + q, \quad p_4 = \mu_2 P - q \qquad (2.2)$$

$$\mu_i = \frac{m_i}{m_1 + m_2} \quad (i = 1,2), \quad \mu_1 + \mu_2 = 1 .$$

В системе центра масс

$$\vec{P} = 0, \quad \vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \vec{p}, \quad \vec{p}_3 = -\vec{p}_4 = \vec{q}, \qquad (2.2^1)$$

$K(P,p,q)$ – ядро Бете-Солпитера, а $G_0(P,p)$ – пропагатор свободных частиц:

$$G_0(P,p) = \frac{1}{(m_1-\gamma^{(1)}p_1)}\,\frac{1}{(m_2-\gamma^{(2)}p_2)} = \gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\frac{[\mu_1 E+p_0-H_1(-p)][\mu_2 E-p_0+H_2(p)]}{[(\mu_1 E+p_0)^2-E_1^2+i\epsilon][(\mu_2 E-p_0)^2-E_2^2+i\epsilon]}, \qquad (2.3)$$

где

$$H_1(\vec{p}) \equiv (m_1\gamma_0^{(1)} + \vec{p}\,\vec{\alpha}^{(1)}), \quad H_1^2(\pm\vec{p}) = m_1^2 + \vec{p}^{\,2} = E_1^2 \qquad (2.4)$$

$$\gamma p = \gamma_0 p_0 - \vec{\gamma}\vec{p}, \quad \vec{\alpha} = \gamma_0\vec{\gamma} .$$

Волновая функция Бете-Солпитера $\chi(P,p)$ определяется поведением $G(P,q,q)$ вблизи полюса связанного состояния ($P^2 \approx M_B^2$):

$$G(P,p,q) \approx i\frac{\chi(P,p)\otimes\bar{\chi}(P,q)}{P^2 - M_B^2} + \text{рег. члены при } P^2 = M_B^2 . \qquad (2.5)$$

Из (2.1) и (2.5) получается уравнение Бете-Солпитера для χ:

$$G_0^{-1}(P,p)\,\chi(P,p) = \int d^4q\, K(P,p,q)\,\chi(P,q) . \qquad (2.6)$$

Это – релятивистски ковариантное уравнение. Однако оно содержит нефизический параметр – относительную энергию p_0, что затрудняет физическую интерпретацию $\chi(P,p)$.

Трехмерная волновая функция $\phi_E(\vec p\,)$ определяется так:

$$\phi_E\,(\vec p\,) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp_0\,\chi\,(E,\vec p\,,p_0\,)\,, \tag{2.7}$$

$\phi_E(\vec p\,)$ связана с двухвременной функцией Грина /2/

$$\tilde{\tilde G}\,(E,\vec p,\vec q\,) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp_0\,dq_0\,G\,(E,\vec p,p_0\,;\,\vec q\,,q_0) \tag{2.8}$$

с помощью соотношения

$$\tilde{\tilde G}\,(E,\vec p,\vec q\,) = i\,\frac{\phi_E(\vec p\,)\otimes\bar\phi_E(\vec q\,)}{E^2-M_B^2} + \text{рег. члены при } E^2\approx M_B^2\,, \tag{2.9}$$

что следует непосредственно из (2.5), (2.7) и (2.8).

Уравнение для функции $\tilde{\tilde G}$ можно получить следующим образом. Проведем интеграцию по p_0 и q_0 в уравнении (2.1)

$$\tilde{\tilde G} = \tilde{\tilde G}_0 + \widetilde{\widetilde{G_0\,K\,G}}\,. \tag{2.10}$$

Далее обращаем оператор $\tilde{\tilde G}$

$$\tilde{\tilde G}^{-1} = \tilde{\tilde G}_0^{-1} - \tilde{\tilde G}_0^{-1}\,\widetilde{\widetilde{G_0KG}}\,\tilde{\tilde G}_0^{-1} + \tilde{\tilde G}_0^{-1}\,\widetilde{\widetilde{G_0KG}}\,\tilde{\tilde G}_0^{-1}\,\widetilde{\widetilde{G_0K\,G}}\,\tilde{\tilde G}_0^{-1} - \dots \tag{2.11}$$

и записываем очевидное соотношение

$$\tilde{\tilde G}^{-1}\,\tilde{\tilde G} = 1\,. \tag{2.12}$$

Это и есть искомое трехмерное уравнение для $\tilde{\tilde G}$. Тогда с помощью (2.9) нетрудно получить трехмерное уравнение для ϕ_E

$$\tilde{\tilde G}^{-1}\phi_E = 0\,. \tag{2.13}$$

Как видно из (2.11), нахождение $\tilde{\tilde G}^{-1}$ связано с обращением оператора $\tilde{\tilde G}_0$. В случае скалярных частиц G_0^{-1} находится элементарно /2/. Однако, если имеем частицы со спином 1/2, то матрица $\tilde{\tilde G}_0$ сингулярна, в чем легко убедиться из ее вида (см. дополнение)

$$\tilde{\tilde G}_0(E,\vec p,\vec q\,) = -2\pi i\,\delta(\vec p-\vec q\,)\,[\,E-H_1(\vec p\,)-H_2(-\vec p\,)]^{-1}\gamma_0^{(1)}\,\gamma_0^{(2)}\,\Pi\,(-\vec p\,)\,, \tag{2.14}$$

где

$$\Pi\,(-\vec p\,) = \Lambda_1^{(+)}(-\vec p\,)\,\Lambda_2^{(+)}(\vec p\,) - \Lambda_1^{(-)}(-\vec p\,)\,\Lambda_2^{(-)}(\vec p\,)\,. \tag{2.15}$$

Здесь $\Lambda_i^{(\pm)}$ – обычные одночастичные дираковские операторы проектирования на состояния с положительной или отрицательной энергией

$$\Lambda_i^{(\pm)}(\vec p\,) = \frac{E_i \pm H_i\,(\vec p\,)}{2E_i}\,. \tag{2.16}$$

Если введем $R(\vec p) = \Lambda_1^{(+)}(\vec p)\,\Lambda_2\,(-\vec p) + \Lambda_1^{(-)}(\vec p)\,\Lambda_2^{(-)}(-\vec p)$ – оператор проектирования на состояния двухчастичной системы, в которых обе частицы одновременно имеют или только положительные или только отрицательные энергии, то будем иметь

$$R(\vec p)\,\Pi(\vec p) = \Pi(\vec p)\,R(\vec p) = \Pi(\vec p) \tag{2.17}$$

Ясно, что оператор $\tilde{\tilde G}_0$ не имеет обратного оператора. Поэтому получение трехмерных уравнений по формулам (2.10) – (2.13) невозможно. В работах/6,8,9/ эта трудность обходилась следующим образом: вместо полной функции ϕ $(\phi_{++}, \phi_{+-}, \phi_{-+}, \phi_{--})$, где компоненты определены как $\Lambda_1^{(\pm)}\Lambda_2^{(\pm)}\phi$, рассматривались лишь некоторые компоненты ϕ_{++} в работе/6/, ϕ_{++} и ϕ_{--} в работах/8,9/. Уравнения (2.9) и (2.10) проектировались только на данные подпространства. Поскольку в этих подпространствах оператор $\tilde{\tilde G}_0$ обращается, то для соответствующих компонент получаются уравнения вида (2.13).

§3. Квазипотенциальное уравнение для полной трехмерной волновой функции

Покажем, что можно получить трехмерные уравнения в полном пространстве. Введем для простоты обозначение

$$F(\vec p) = -2\pi i\,[\,E - H_1(\vec p) - H_2(-\vec p)\,]^{-1}\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\,. \tag{3.1}$$

Тогда

$$\tilde{\tilde G}_0 = F(\vec p)\,\Pi(-\vec p) = \Pi(\vec p)\,F(\vec p)\,. \tag{3.2}$$

Определим вспомогательный оператор

$$\tilde{\tilde G}' = F(\vec p) + \widetilde{G_0 K\, G} = \tilde{\tilde G} + F(\vec p)\,(\,1 - \Pi(-\vec p)\,)\,. \tag{3.3}$$

Введение такого оператора продиктовано следующими соображениями:

1). Он не содержит оператора проектирования Π в неоднородном члене, поэтому легко обращается

$$\tilde{\tilde G}'^{-1} = (\,1 + F^{-1}(\vec p)\,\widetilde{G_0 K G}\,)^{-1}F^{-1}(\vec p)\,. \tag{3.4}$$

2). Вблизи полюса связанного состояния $\tilde{\tilde G}'$ ведет себя так же, как и $\tilde{\tilde G}$. Следовательно,

$$\tilde{\tilde G}'(E,\vec p,\vec q) \approx i\,\frac{\phi_E(\vec p)\otimes\bar\phi_E(\vec q)}{E^2 - M_B^2} + \text{рег. члены при } E^2 \approx M_B^2. \tag{3.5}$$

Тогда из этого соотношения и из очевидных равенств

$$\tilde{\tilde G}'^{-1}\tilde{\tilde G}' = \tilde{\tilde G}'\,\tilde{\tilde G}'^{-1} = 1 \tag{3.6}$$

следуют уравнения для волновых функций

$$\tilde{\tilde G}'^{-1}\phi_E = 0 \tag{3.7}$$

$$\bar\phi_E\,\tilde{\tilde G}'^{-1} = 0\,. \tag{3.7^1}$$

3). Отличие $\tilde{\tilde{G}}'$ от $\tilde{\tilde{G}}$ содержится только в неоднородном члене. Оно могло сказаться в задачах рассеяния при построении T -матрицы. Однако в этом случае нас обычно интересуют результаты на массовой поверхности, где отличие, как покажем ниже, не сказывается.

Выпишем теперь в явном виде уравнения (3.7) и (3.7^1). Обратный оператор $\tilde{\tilde{G}}'^{-1}$ (см. формулу (3.4)) определим,как обычно/2/, с помощью ряда

$$\tilde{\tilde{G}}'^{-1} = F^{-1} - F^{-1}\widetilde{\widetilde{G_0 K G}}\, F^{-1} + F^{-1}\widetilde{\widetilde{G_0 K G}}\, F^{-1}\widetilde{\widetilde{G_0 K G}}\, F^{-1} - \ldots \tag{3.8}$$

Определим квазипотенциал

$$V = F^{-1}\widetilde{\widetilde{G_0 K G}}\, F^{-1} - F^{-1}\widetilde{\widetilde{G_0 K G}}\, F^{-1}\widetilde{\widetilde{G_0 K G}}\, F^{-1} + \ldots \tag{3.9}$$

Тогда уравнения (3.7) и (3.7^1) запишутся в виде

$$[E - H_1(\vec{p}) - H_2(-\vec{p})]\,\phi_E(\vec{p}) = -2\pi i\, \gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)} \int d\vec{q}\, V(E,\vec{p},\vec{q})\,\phi_E(\vec{q}), \tag{3.10}$$

$$\overset{+}{\phi}_E(\vec{p})\,[E - H_1(\vec{p}) - H_2(-\vec{p})] = 2\pi i \int d\vec{q}\,\phi_E^{+}(\vec{q})\,\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\, V(E,\vec{q},\vec{p}), \tag{3.10^1}$$

где, по определению,

$$\phi_E^{+}(\vec{p}) = -\bar{\phi}_E(\vec{p})\,\gamma_0^{(1)}\,\gamma_0^{(2)}. \tag{3.11}$$

(3.10) и (3.10^1) - искомые уравнения для трехмерных волновых функций. Эти уравнения представляют собой прямое обобщение уравнений Дирака для двухчастичной системы. Они построены так, что выполняется правило: полная энергия есть сумма кинетических энергий отдельных частиц и потенциальной энергии их взаимодействия. Потенциал взаимодействия строится так (см. (3.9)), что он несет информацию релятивистской квантовой теории поля. Поэтому совершенно очевидно, что в системе уравнений содержатся все 16 компонент волновой функции. Разумеется, мы можем исключить некоторые компоненты из этой системы и получить уравнения для остальных компонент. В результате возникнут уравнения, которые имеются в работах/5-8/. При этом, однако, необходимо соответственно переопределять квазипотенциал, что усложнит метод его построения.

В частном случае мгновенного взаимодействия из наших уравнений получается известное уравнение Солпитера/10/

$$[E - H_1(\vec{p}) - H_2(-\vec{p})]\,\phi_E(\vec{p}) = \Pi(\vec{p})\,\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)} \int d\vec{q}\, C(\vec{p}-\vec{q})\,\Pi(\vec{q})\,\phi_E(\vec{q}), \tag{3.12}$$

где $C(\vec{p}-\vec{q})$ и есть ядро мгновенного взаимодействия. В этом уравнении присутствуют только компоненты ϕ_{++} и ϕ_{--}. /11/

Полные трехмерные волновые функции нормированы условием

$$\int d\vec{p}\,\overset{+}{\phi}_E(\vec{p})\,\phi_E(\vec{p}) + 2\pi i \int d\vec{p}\, d\vec{q}\,\phi_E^{+}(\vec{p})\,\gamma^{(1)}\gamma^{(2)}\,\frac{\partial V(E,\vec{p},\vec{q})}{\partial E}\,\phi_E(\vec{q}) = 4\pi M_B \tag{3.13}$$

$$(E = M_B)$$

В частном случае мгновенного взаимодействия для волновых функций вида $\phi_E(\vec{p})/(4\pi M_B)^{1/2}$ отсюда получается условие нормировки Солпитера/10/.

§4. *Неоднородное уравнение типа Липпмана-Швингера. Амплитуда рассеяния*

Амплитуда рассеяния в квазипотенциальном методе для скалярных частиц вводится с помощью двухвременной функции Грина

$$\overset{\approx}{G} = \overset{\approx}{G}_0 + \overset{\approx}{G}_0 \overset{\approx}{T} \overset{\approx}{G}_0 . \tag{4.1}$$

В случае спинорных частиц такое определение противоречит природе функции $\overset{\approx}{G}$. Дело в том, что из (3.2) теперь следует

$$\overset{\approx}{G} = F\Pi + F\Pi' \overset{\approx}{T} F \Pi , \tag{4.2}$$

откуда с учётом (2.17) получаем

$$\overset{\approx}{G}(\vec{p}\,\vec{q}) = R(+\vec{p})\,\overset{\approx}{G}(\vec{p}\,\vec{q})\,R(-\vec{q}), \tag{4.3}$$

т.е. оператор $\overset{\approx}{G}$ имеет только некоторые проекции.

В действительности это не так, что легко понять из (2.10). Результат (4.3) имеет место только для таких ядер, которые не зависят от относительных энергий. Поэтому при рассмотрении спинорных частиц вводить амплитуду рассеяния соотношением (4.1) нельзя.

Введем амплитуду рассеяния с помощью оператора $\overset{\approx}{G}'$:

$$\overset{\approx}{G}' = F + F \overset{\approx}{T} F . \tag{4.4}$$

Тогда, согласно (3.3), имеем

$$F + F \overset{\approx}{T} F = \overset{\approx}{G} + F(1 - \Pi) .$$

Комбинируя это с определением релятивистской амплитуды рассеяния

$$G = G_0 + G_0 T G_0 ,$$

получаем связь

$$\overset{\approx}{T} = F^{-1} \overset{\approx}{\widetilde{G_0 T G_0}} F^{-1} , \tag{4.5}$$

откуда следует, что на массовой поверхности ($E = E_1 + E_2$) амплитуда $\overset{\approx}{T}$ совпадает с релятивистской амплитудой рассеяния.

Из (4.5) и из уравнения (3.6), которое перепишем в виде:

$$\overset{\approx}{G}' = F + F V \overset{\approx}{G}' , \tag{4.6}$$

следует трехмерное уравнение типа Липпмана-Швингера для $\overset{\approx}{T}$:

$$\overset{\approx}{T} = V + V F \overset{\approx}{T} . \tag{4.7}$$

Из (4.4) и (4.6) имеем также обычное операторное соотношение потенциальной теории

$$\overset{\approx}{T} F = V \overset{\approx}{G}' . \tag{4.8}$$

Введем теперь волновую функцию для задачи рассеяния. Известно, что она должна удовлетворять неоднородному уравнению

$$\phi = \phi_0 + F V \phi , \tag{4.9}$$

где ϕ_0 - решение свободного уравнения

$$F^{-1}\phi_0 = 0 \quad . \tag{4.10}$$

Из (4.9) и (4.7) легко установить важное соотношение:

$$V\phi = \tilde{\tilde{T}}\,\phi_0 \quad , \tag{4.11}$$

откуда заключаем

$$(\phi_0\,,\,V\phi) = (\phi_0\,,\tilde{\tilde{T}}\,\phi_0) \quad . \tag{4.12}$$

Кроме того, из (4.9) и (4.11) получаем соотношение между волновой функцией и оператором $\tilde{\tilde{T}}$:

$$\phi = \phi_0 + F\,\tilde{\tilde{T}}\,\phi_0 \tag{4.13}$$

§5. *З а к л ю ч е н и е*

В данной работе мы получили трехмерное описание для системы двух частиц со спином 1/2. Уравнения для волновой функции связанного состояния имеют вид (3.10 - 3.10¹) с условием нормировки (3.13). Для амплитуды рассеяния имеем трехмерное уравнение типа Липпмана-Швингера (4.7). Все эти уравнения максимально близки к уравнению Бете-Солпитера и могут быть использованы для исследования широкого круга вопросов в двухчастичной системе.

Автор выражает искреннюю благодарность А.Н.Тавхелидзе и Д.В.Ширкову за стимулирующие обсуждения и ценные замечания, В.Г.Кадышевскому, В.А.Матвееву, Р.Н.Фаустову , В.Р.Гарсеванишвили и Л.А.Слепченко за полезные дискуссии.

Д о п о л н е н и е

Нужно вычислить выражение

$$\tilde{\tilde{G}}_0(E\,,\vec{p}\,,\vec{q}\,) = \delta\,(\vec{p}-\vec{q}\,)\;\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\,I \quad ,$$

где

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} dp_0\,\frac{[\mu_1 E + H_1(-\vec{p}) + p_0] \otimes [\mu_2 E + H_2(\vec{p}) - p_0]}{(p_0+\mu_1 E - E_1 + i\epsilon)(p_0+\mu_1 E + E_1 - i\epsilon)(p_0-\mu_2 E - E_2 + i\epsilon)(p_0-\mu_2 E + E_2 - i\epsilon)} \quad .$$

Проведем интеграцию с помощью теоремы о вычетах в нижней полуплоскости, где подинтегральная функция имеет полюса в точках

$$p_0^{(1)} = -\mu_1 E + E_1 - i\epsilon \quad , \qquad p_0^{(2)} = \mu_2 E + E_2 - i\epsilon \quad .$$

Получаем

$$I = -2\pi i\,\frac{[E_1 + H_1(-\vec{p})] \otimes [E - E_1 + H_2(\vec{p})]}{2E_1(E + E_2 - E_1)(E - E_2 - E_1)} + 2\pi i\,\frac{[E + E_2 + H_1(-\vec{p})] \otimes [E_2 - H_2(-\vec{p})]}{2E_2(E + E_2 - E_1)(E + E_2 + E_1)} \quad .$$

С помощью проекционных операторов (2.16) это выражение перепишем в виде

$$I = \frac{-\pi i}{E_1 E_2 (E + E_2 - E_1)[E^2 - (E_1 + E_2)^2]}\,N \quad ,$$

где

$$N = E_2(E+E_1+E_2)\, 2E_1 \Lambda_1^{(+)}(-\vec{p}) \otimes [(E-E_1-E_2)(\Lambda_2^{(+)}(\vec{p}) + \Lambda_2^{(-)}(\vec{p})) + 2E_2 \Lambda_2^{(+)}(\vec{p})] -$$

$$-E_1(E-E_1-E_2)[(E+E_1+E_2)(\Lambda_1^{(+)}(-\vec{p}) + \Lambda_1^{(-)}(-\vec{p}) - 2E_1 \Lambda_1^{(-)}(-\vec{p})] \otimes 2E_2 \Lambda_2^{(-)}(\vec{p}) .$$

После раскрытия квадратных скобок получаем

$$N = 2E_1 E_2 (E+E_1+E_2)(E+E_2-E_1)\Lambda_1^{(+)}(-\vec{p}) \otimes \Lambda_2^{(+)}(\vec{p}) -$$

$$-2E_1 E_2 (E-E_1-E_2)(E+E_2-E_1)\Lambda_1^{(-)}(-\vec{p}) \otimes \Lambda_2^{(-)}(\vec{p}) .$$

Тогда

$$I = -2\pi i \frac{\Lambda_1^{(+)}(-\vec{p}) \otimes \Lambda_2^{(+)}(\vec{p})}{E-E_1-E_2} + 2\pi i \frac{\Lambda_1^{(-)}(-\vec{p}) \otimes \Lambda_2^{(-)}(\vec{p})}{E+E_1+E_2} .$$

Это выражение можно упростить, если учесть следующее свойство проекционных операторов

$$E_i(\vec{p})\Lambda_i^{(\pm)}(\vec{p}) = \pm H_i(\vec{p})\Lambda_i^{(\pm)}(\vec{p}) .$$

Имеем

$$I = -2\pi i [E - H_1(-\vec{p}) - H_2(\vec{p})]^{-1} [\Lambda_1^{(+)}(-\vec{p})\Lambda_2^{(+)}(\vec{p}) - \Lambda_1^{(-)}(-\vec{p})\Lambda_2^{(-)}(\vec{p})] .$$

Это дает нам выражение (2.14) для $\tilde{G}_0(E,\vec{p},\vec{q})$.

Литература

1. V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. Preprint JINR, E2-4251, Dubna 1969.
2. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze, Nuovo Cim., 29, 380 (1963).
3. S.P.Alliluyev, S.S.Gershtein, A.A.Logunov. Phys. Lett., 18, 195 (1965).
4. J.Orear, Phys. Lett., 13, 190 (1964).
5. Р.Н. Фаустов, в книге "Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ", т.2, стр. 108 (1964), Дубна.
6. R.N.Faustov, Nuclear Physics, 75, 669 (1966).
7. Г. Десимиров, Д.Стоянов, препринт ОИЯИ, Р-1658, Дубна (1964).
8. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Е2-3498, (1967).
9. E.E.Salpeter, H.A.Bethe, Phys. Rev., 84, 1239 (1951).
10. E.E.Salpeter, Phys. Rev., 87, 328 (1952).
11. Р.Н.Фаустов, А.А.Хелашвили. Препринт ОИЯИ Р2-4345 (1969)

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1969 года.