СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

P2 - 6833

В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

P2 - 6833

В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

1. Эксперименты по рассеянию частиц высоких энергий показывают, что дифференциальные сечения обладают ярко выраженным пиком вперед, а в ряде случаев - и пиком вблизи $\theta \approx \pi$. Эйкональные амплитуды, хорошо передающне основные закономерности в области малых t, обладают тем свойством, что они дают экспоненциально малый вклад в области малых u.

Как было отмечено в работах /1-3/, в рамках квазипотенциального уравнения Логунова-Тавхелидзе /4/ для получения неисчезающих вкладов вблизи рассеяния назад необходим учет обменных сил. В настоящей заметке мы проведем учет обменных сил в системе двух частиц и получим выражение для амплитуды рассеяния в случае рассеяния бесспиновых частиц, а также для рассеяния скалярной частицы на спинорной при высоких энергиях.

Рассмотрим квазипотенциальное уравнение для двух бесспиновых частиц

$$(\vec{\nabla}^2 + p^2)\psi(\vec{r}) = \frac{-1}{\sqrt{m^2 - \vec{\nabla}^2}} V(E;\vec{r})\psi(\vec{r}) \qquad /1/$$

и выберем квазипотенциал в виде:

$$V(E;\vec{r}) = V_d(E;\vec{r}) + V_e(E;\vec{r})\hat{P}, \qquad /2/$$

где $\hat{P}$ - оператор перестановки координат V_d и V_e будем называть прямой и обменной частями квазипотенциала, соответственно. Будем считать $V_{d,e}(E;\vec{r})$ гладкими функциями. Пусть $V_d(E;\vec{r})$-функция, растущая как p^2 при $p \to \infty$ и выполняется условие:

$$V_e(E;\vec{r})/V_d(E;\vec{r}) \underset{p\to\infty}{\ll} 1 . \qquad /3/$$

Будем искать решение уравнения /1/ с квазипотенциалом /2/ в следующем виде:

$$\psi(\vec{r}) = e^{ipz} F_+(r) + e^{-ipz} F_-(\vec{r}) , \qquad /4/$$

причем

$$F_+(\vec{r})\big|_{z\to -\infty} = 1 , \qquad F_-(\vec{r})_{z\to\infty} = 0 . \qquad /5/$$

Используя разложения

$$(\vec{p}^{\,2} + \vec{\nabla}^2)\, e^{\pm ipz} \underset{p\to\infty}{\approx} 2ip\, e^{\pm ipz}\, \partial_z \qquad /6а/$$

$$\frac{1}{\sqrt{\vec{m}^2 - \vec{\nabla}^2}}\, e^{\pm ipz} \underset{p\to\infty}{\approx} \frac{1}{p}\, e^{\pm ipz} \left(1 \pm \frac{i\partial_z}{p}\right), \qquad /6б/$$

можно видеть, что в основном приближении по малому параметру $1/p$ функции F_+ и F_- удовлетворяют системе уравнений:

$$2ip\partial_z F_+(\vec{r}) = -\frac{1}{p} V_d(E;\vec{r}) F_+(\vec{r}) \qquad /7а/$$

$$2ip\partial_z F_-(\vec{r}) = \frac{1}{p} [V_d(E;\vec{r}) F_-(\vec{r}) + V_e(E;\vec{r}) F_+(-\vec{r})] . \qquad /7б/$$

Решение системы уравнений /7/ с граничными условиями /5/ имеет вид:

$$F_+(\vec{r}) = e^{\frac{-1}{2ip^2}\int_{-\infty}^{z} V_d(E;\rho, z')\,dz'} \qquad /8а/$$

$$F_-(\vec{r}) = \frac{-1}{2ip^2}\, e^{\frac{-1}{2ip^2}\int_{z}^{\infty} V_d(E;\rho, z')\,dz'} \int_{z}^{\infty} V_e(E;\rho, z')\,dz' . \qquad /8б/$$

Подставляя решение /4/, /8/ в амплитуду рассеяния

$$T(\vec{p},\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r}\, e^{i\vec{k}\vec{r}}\, V(E;\vec{r})\, \psi(\vec{r}) , \qquad /9/$$

получим, что $T(\vec{p},\vec{k})$ представимо в виде

$$T(\vec{p},\vec{k}) = T_d(\vec{p},\vec{k}) + T_e(\vec{p},\vec{k}), \qquad /10/$$

где $T_d(\vec{p},\vec{k})$ вносит существенный вклад в сечение в области малых t и экспоненциально мало в области малых u, а T_e заметно отлично от нуля лишь в области малых u. Выпишем здесь только выражение для T_e:

$$T_e(\vec{p},\vec{k}) = \frac{-ip^2}{2\pi^2}\int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\rho\sqrt{-u})\, e^{\chi_d(E;\rho)}\, \chi_e(E;\rho), \qquad /11/$$

где

$$\chi_d(E;\rho) = \frac{-1}{2ip^2}\int_{-\infty}^{\infty} V_d(E;\vec{r})\, dz \qquad /12а/$$

$$\chi_e(E;\rho) = \frac{-1}{2ip^2}\int_{-\infty}^{\infty} V_e(E;\vec{r})\, dz\,. \qquad /12б/$$

Выражение для T_d можно найти в работе /1/.

2. Рассмотрим теперь рассеяние скалярной частицы на спинорной. Будем исходить из квазипотенциального уравнения в представлении Фолди-Вотхойзена в конфигурационном представлении /5/

$$[E\gamma_0 - \omega(-i\vec{\nabla}) - W(-i\vec{\nabla})]\,\psi(r) = \frac{-1}{\omega(-i\vec{\nabla})}\, V(E;\vec{r})\,\psi(\vec{r})\,. \qquad /13/$$

Здесь E - полная энергия в с.ц.м., γ_0 - матрица Дирака, $\omega(-i\vec{\nabla}) = \sqrt{\mu^2-\vec{\nabla}^2}$, $W(-i\vec{\nabla}) = \sqrt{M^2-\vec{\nabla}^2}$; μ и M - массы скалярной и спинорной частиц, соответственно. Будем считать, что квазипотенциал $V(E;\vec{r})$, который представляет собой матрицу 4x4, представлен в виде $\begin{pmatrix} V_{11} & 0 \\ 0 & V_{22}\end{pmatrix}$, где V_{11} и V_{22} - двухрядные матрицы. В дальнейшем нам понадобится только V_{11} -часть потенциала. Опустим у него индексы и выберем его в виде /2/. Ищем решение уравнения /13/ при высоких энергиях в следующем виде:

$$\psi(\vec{r}) = e^{ipz} F_+(\vec{r}) + e^{-ipz} F_-(\vec{r})\,. \qquad /13'/$$

Пусть фурье-образы квазипотенциалов V_d и V_e удовлетворяют условию:

$$V_e(E;u=0)\,/\,V_d(E;t=0)\underset{p\to\infty}{\ll} 1, \qquad /14/$$

причем $V_d(E;\vec r)$ - линейно растущая функция p. Подставляя /13'/ в уравнение /13/, используя операторные разложения:

$$\omega(-i\vec\nabla)\,e^{\pm ipz}\underset{p\to\infty}{\approx} W(-i\vec\nabla)\,e^{\pm ipz}\approx p\,e^{\pm ipz}\left(1\mp\frac{i\partial_z}{p}\right) \qquad /15а/$$

$$\frac{1}{\omega(-i\vec\nabla)}\,e^{\pm ipz}\underset{p\to\infty}{\approx}\frac{1}{p}\,e^{\pm ipz}\left(1\pm\frac{i\partial_z}{p}\right) \qquad /15б/$$

и приравнивая нулю члены, растущие как p, получим, что четырехкомпонентные спиноры F_+ и F_- представляются в виде:

$$F_\pm(\vec r)=\begin{pmatrix} f_\pm(\vec r)\\ 0\end{pmatrix}, \qquad /16/$$

где $f_\pm$ - двухкомпонентные спиноры.

Определим теперь величины $\Phi_\pm$ следующим образом:

$$f_\pm(\vec r)=\Phi_\pm(r)\,\chi_{1/2,\,m_z}(\vec p)\,. \qquad /17/$$

Задавая квазипотенциалы V_d и V_e в виде:

$$V_{d,e}(E;r)=V^{(+)}_{d,e}(E;r)+\frac{1}{2ip}\,V^{(-)}_{d,e}(E;r)(\vec\sigma\vec L), \qquad /18/$$
$$\vec L=-i\,[\vec r\times\vec\nabla],$$

легко видеть, что в основном приближении по малому параметру $1/p$ Φ_+ и Φ_- удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$2ip\,\partial_z\Phi_+(\vec r)=-U_{d,+}(E;r)\,\Phi_+(\vec r), \qquad /19а/$$

$$2ip\,\partial_z\Phi_-(\vec r)=U_{d,-}(E;\vec r)\,\Phi_-(\vec r)+\eta(\vec r), \qquad /19б/$$

где

$$\eta(\vec r)=U_{e,-}(E;\vec r)\,\Phi_+(-\vec r), \qquad /20а/$$

$$U_{d,\pm}(E;\vec{r}) = V^{(+)}_{d,e}(E;r) \pm \frac{1}{2i} V^{(-)}_{d,e}(E;\vec{r})[\vec{\sigma}\times\vec{r}]_z . \qquad /20б/$$

$$U_{e,-}(E;r) = V^{(+)}_{e}(E;r) - \frac{1}{2i} V^{(-)}_{e}(E;\vec{r})[\vec{\sigma}\times\vec{r}]_z . \qquad /20в/$$

Решение системы /19/ с граничными условиями

$$\Phi_+(\vec{r})/_{z\to-\infty} = 1 \qquad /21а/$$

$$\Phi_-(\vec{r})/_{z\to\infty} = 0 \qquad /21б/$$

имеет вид:

$$\Phi_+(\vec{r}) = e^{-\frac{1}{2ip}\int\limits_{-\infty}^{z} U_{d,+}(E;\rho,z')dz'} \qquad /22/$$

$$\Phi_-(\vec{r}) = \frac{-1}{2ip} e^{\frac{1}{2ip}\int\limits_{-\infty}^{z} U_{d,-}(E;\rho,z')dz'} \int\limits_{z}^{\infty} e^{-\frac{1}{2ip}\int\limits_{-\infty}^{z'} U_{d,-}(E;\rho,z'')dz''} \times$$

$$\times\, \eta(\rho,z')dz' .$$

Амплитуда рассеяния, полученная в результате решения поставленной задачи, представляется в виде /10/, где T_d и T_e имеют прежний смысл. Здесь мы будем интересоваться амплитудой T_e . Она выражается через решение системы /19/ в следующем виде:

$$T_e(\vec{p},\vec{k}) = \frac{1}{4\pi} \chi^{+}_{1/2,m_z'}(\vec{k}) \int d\vec{r}\, e^{-i(\vec{p}+\vec{k})\vec{r}} [U_{d,-}(E;\vec{r})\Phi_-(\vec{r}) +$$

$$+ U_{e,-}(E;\vec{r})\Phi_+(-\vec{r})]\chi_{1/2,m_z}(\vec{r}) . \qquad /24/$$

Подставляя /20/ и /23/ в /24/, получим окончательно:

$$T_e(\vec{p},\vec{k}) = \chi^{+}_{1/2,m_z'}(\vec{k})[T^{(+)}_{e}(\vec{p},\vec{k}) + i\sigma_y T^{(-)}_{e}(\vec{p},\vec{k})]\chi_{1/2,m_z}(\vec{p}) \qquad /25/$$

$$T_e^{(+)}(\vec{p},\vec{k}) = -ip\int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\rho\sqrt{-u})\, e^{\chi_d^{(+)}(E;\rho)}\, \chi_e^{(+)}(E;\rho) \qquad /26а/$$

$$T_e^{(-)}(p,k) = p\int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_1(\rho\sqrt{-u})\, e^{\chi_d^{(+)}(E;\rho)}\, \chi_e^{(-)}(E;\rho), \qquad /26б/$$

где

$$\chi_d^{(+)}(E;\rho) = -\frac{1}{2ip}\int_{-\infty}^{\infty} V_d^{(+)}(E;r)\, dz \qquad /27а/$$

$$\chi_e^{(+)}(E;\rho) = -\frac{1}{2ip}\int_{-\infty}^{\infty} V_e^{(+)}(E;\vec{r})\, dz \qquad /27б/$$

$$\chi_e^{(-)}(E;\rho) = \frac{-\rho}{2}\,\frac{1}{2i\rho}\int_{-\infty}^{\infty} V_e^{(-)}(E;\vec{r})\, dz. \qquad /27в/$$

Полученные здесь результаты могут быть использованы для анализа экспериментальных данных по πN и KN -рассеянию при высоких энергиях в области малых u.

Авторы выражают глубокую благодарность А.В.Ефремову, Ю.М.Казаринову, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвееву, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе, Д.В.Ширкову, С.П.Кулешову, А.Н.Сисакяну, М.А.Смондыреву за обсуждение затронутых здесь вопросов.

Литература

1. V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 29B, 191 (1969).
2. В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ЯФ, 10, 627 /1969/.
3. А.А.Архипов, В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин. Препринт ИФВЭ, СТФ 70-104, Серпухов /1970/.
4. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim., 29, 380 (1963).

В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. В сб. "Проблемы теоретической физики", посвященном Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием, Наука, Москва, 1969.

5. *В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ТМФ, 12, 384 /1972/.*

**Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1972 года.**