ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2 - 8273

А.Н.Квинихидзе, Л.А.Слепченко

УЧЕТ ПРОДОЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ВНУТРИ СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ В ЭЙКОНАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8273

А.Н.Квинихидзе, Л.А.Слепченко

УЧЕТ ПРОДОЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ВНУТРИ СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ В ЭЙКОНАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ

Направлено в ТМФ

В связи с большим интересом к изучению составных кварк-партонных моделей элементарных частиц важное значение приобретает квазипотенциальное описание /1/ взаимодействия релятивистских связанных систем. Использование релятивистского обобщения понятия одновременности продемонстрировало эффективность этого метода при описании формфакторов составных систем в терминах релятивистски-ковариантных квазипотенциальных волновых функций /2/.

Последовательное изучение составных систем вызывает особый интерес к релятивистскому описанию системы трех взаимодействующих частиц.

Эффективность квазипотенциального подхода в решении широкого круга задач рассеяния адронов при высоких энергиях /4,5/ привела к постановке и решению соответствующих задач в системе трех частиц. Так, в работах /6,7/ было исследовано эйкональное приближение в релятивистских трехмерных трехчастичных уравнениях и получено замкнутое выражение для амплитуды высокоэнергетического рассеяния на слабосвязанной двухчастичной системе.

Эйкональные модели взаимодействия частиц /4,5/ адекватно передают основную характеристику процессов адронных столкновений при высоких энергиях: резкое разграничение продольных и поперечных степеней свободы, ограниченность поперечных составляющих импульсов и ряд других свойств.

При рассмотрении процессов упругого и неупругого взаимодействия составных систем применительно к многочастичным процессам становится необходимым учитывать степени свободы, связанные с возможным продольным движением составляющих внутри составной системы, которое хотя и допускается в рамках эйконального приближения, но остается подчас в неявной форме.

Учет таких эффектов является важным при изучении механизма фрагментации в инклюзивном описании взаимодействия составных систем, учете так называемого ферми-движения и отдачи во взаимодействии релятивистских ядер и др.

В настоящей работе показано, как исходя из решения квазипотенциального трехмерного трехчастичного уравнения /7/ можно параметризовать это продольное движение в автомодельной форме, причем полученные результаты справедливы для произвольной лоренцевой системы отсчета.

Отметим также, что полученное эйкональное представление в терминах прицельного параметра столкновения указывает на возможность геометрического толкования упругих и неупругих многочастичных процессов и будет полезно, в частности, при изучении явлений фрагментации в партонных моделях.

Рассмотрим систему трех взаимодействующих скалярных частиц. Пусть m_i , $\{p_i\}$, $\{q_i\}$, $i=1,2,3$ - массы и 4-импульсы рассматриваемых частиц в начальном и конечном состоянии. Состояние системы будем нумеровать индексом α . $\alpha=0$ - состояние трех свободных частиц; $\alpha=i$ $(i=1,2,3)$ - состояние свободной i -той частицы и связанной пары двух других частиц.

Амплитуду перехода $\beta\to\alpha$ трех частиц запишем в виде

$$F_{\beta\alpha} = 16\pi^3 \int \chi^+_\beta(\vec{\tilde{p}}_\beta)\, d\vec{\tilde{p}}_\beta\, A(P,\vec{\tilde{p}}_\beta;\vec{\tilde{p}}_\beta;\vec{\tilde{p}}'_\alpha,\vec{\tilde{p}}'_\alpha)\, d\vec{\tilde{p}}'_\alpha\, \chi_\alpha(\vec{\tilde{p}}'_\alpha), \qquad /1/$$

где $\chi_{\alpha(\beta)}(\vec{\tilde{p}})$ - квазипотенциальная волновая функция состояния $\alpha(\beta)$ и A - оператор перехода, определяемый уравнением /8/

$$A_{\alpha\beta} = \frac{\pi^2}{i} g_0^{-1} (1-\delta_{\alpha\beta}) + \frac{i}{\pi^2}\sum_{\ell\neq\beta} A_{\alpha\ell}\, g_0\, T_\ell . \qquad /2/$$

T_ℓ - амплитуда рассеяния двух частиц в ℓ-той двухчас-

тичной подсистеме ($T_0=0$). Мы используем стандартную параметризацию трехчастичной задачи. В частности, при $\alpha=3$

$$\vec{\tilde{p}}_3 = \frac{m_2\vec{p}_1 - m_1\vec{p}_2}{m_1+m_2},$$

$$\vec{\tilde{p}}_3 = \frac{m_3(\vec{p}_1+\vec{p}_2)-(m_1+m_2)\,\vec{p}_3}{m_1+m_2+m_3}.$$

Необходимо отметить, что амплитуда перехода, определенная равенствами /1/, /2/, не зависит от выбора системы отсчета, т.е. записана для любого произвольного полного импульса P трех частиц.

Как уже отмечалось, в работе /7/ был рассмотрен случай высокоэнергетического рассеяния на слабосвязанном состоянии в системе центра инерции $(\vec{P}=0)$ и получен, в частности, релятивистский аналог формулы Глаубера.

Рассмотрим сейчас решение уравнения /2/ в системе с произвольной продольной компонентой полного импульса, т.е. $P=(P_0,\vec{P}_\perp=0,P_z)$. Из результатов работы /7/ известно, что точное решение /2/ в эйкональном приближении с учетом слабости связи эффективно сводится к итерации вплоть до II порядка по двухчастичным амплитудам вне массовой поверхности и замене их должным образом на физические амплитуды рассеяния.

$$A_{33} = T_{31} + T_{32} + \frac{i}{\pi^2}(T_{31}\, g_0\, T_{32} + T_{32}\, g_0\, T_{31}), \qquad /3/$$

где

$$T_{3i}(P,(\vec{p}),(\vec{q})) = \delta(\vec{p}_j-\vec{q}_j)\,\omega_j\, T^{(2)}_{3i}(P_0-\omega_j,\vec{p}_3+\vec{p}_i,\vec{p}_i,\vec{q}_i),$$

$$i,j=1,2,\quad \omega_j=\sqrt{m_j^2+p_j^2} \qquad /4/$$

$$i\neq j$$

и $\frac{i}{\pi^2} g_0(P,(\vec p),(\vec q)) = \frac{\delta(\vec p_1-\vec q_1)\,\delta(\vec p_2-\vec q_2)}{2\omega_1\omega_2\omega_3(\omega_1+\omega_2+\omega_3-P_0-i\epsilon)}$. /5/

Введем релятивистские относительные импульсы для каждой двухчастичной подсистемы.

$P_{ij} = (P_0-\omega_k, \vec p_i+\vec p_j)$ - энергия-импульс k-той двухчастичной подсистемы. Учитывая определение лоренц-преобразования /буста/:

$$\Lambda_{ij} P_{ij} = (\sqrt{P_{ij}^2}, \vec 0), \quad P_{ij}^2 = s_{ij}, \qquad /6/$$

определим

$$\vec p_{ij} = \frac{\epsilon_j^k \vec p_i - \epsilon_i^k \vec p_j}{\sqrt{P_{ij}^2}}, \quad \epsilon_j^k = \frac{P_{ij}^2 + m_j^2 - m_i^2}{2\sqrt{P_{ij}^2}}. \qquad /7/$$

Тогда релятивистский относительный импульс k-той двухчастичной подсистемы

$$(0, \vec p_{ij}) = \Lambda_{ij}\left(\frac{\vec p_{ij}\cdot \vec P_{ij}}{P_{ij}^\circ}, \vec p_{ij}\right), \qquad /8/$$

т.е.

$$\vec p_{ij} = \vec p_{ij} - \vec P_{ij}\frac{(\vec p_{ij}\cdot \vec P_{ij})}{P_{ij}^\circ(P_{ij}^\circ+\sqrt{P_{ij}^2})}. \qquad /9/$$

Учитывая определения /6-9/, выпишем член уравнения /7/, соответствующий двукратному рассеянию с учетом перехода на массовую поверхность.

§1. $\alpha=\beta=3$

$$\chi^+(T_{31} g_0 T_{32} + 1\leftrightarrow 2)\chi = \int \chi^+_{\vec p_1+\vec p_2}(\vec p_2) d\vec p_2 \{T_{31}(s_{31}, \vec p_1-\vec q_1 - (\vec p_1+\vec p_3)\frac{(\vec p_1+\vec p_3, \vec p_1-\vec q_1)}{P_{13}^\circ(P_{13}^\circ+\sqrt{P_{13}^2})} \times$$

$$\times \frac{T_{32}\left(s_{32}, \vec p_2-\vec q_2-(\vec q_3+\vec q_2)\frac{(\vec q_3+\vec q_2, \vec p_2-\vec q_2)}{Q_{23}^\circ(Q_{23}^\circ+\sqrt{Q_{23}^2})}\right)\omega_2(\vec p_2)\,\omega_1(\vec q_1)}{2\omega_1(\vec q_1)\omega_2(\vec p_2)\omega_3(\vec P-\vec q_1-\vec p_2)[\omega_1(\vec q_1)+\omega_2(\vec p_2)+\omega_3(\vec P-\vec q_1-\vec p_2)-P_0-i\epsilon]} +$$

$$+\frac{\omega_2(q_2)\omega_1(p_1)T_{32}\left(s_{32}, \vec p_2-\vec q_2-(\vec p_3+\vec p_2)\frac{(\vec p_3+\vec p_2, \vec p_2-\vec q_2)}{P_{32}^\circ(P_{32}^\circ+\sqrt{P_{32}^2})}\right)}{2\omega_1(p_1)\omega_2(q_2)\omega_3(\vec P-\vec p_1-\vec q_2)[\omega_1(\vec p_1)+\omega_2(\vec q_2)+\omega_3(\vec P-\vec p_1-\vec q_2)-P_0-i\epsilon]}\times$$

$$\times T_{31}\left(s_{31}, \vec p_1-\vec q_1-(\vec q_1+\vec q_3)\frac{(\vec q_1+\vec q_3, \vec p_1-\vec q_1)}{Q_{13}^\circ(Q_{13}^\circ+\sqrt{Q_{13}^2})}\right)\} d\vec q_2 \chi_{\vec q_1+\vec q_2}(\vec q_2). \qquad /10/$$

Учитывая, что мы рассматриваем $|\vec q_i-\vec p_i| \ll |\vec p_i|, |\vec q_i|$, разложим знаменатели подынтегрального выражения в /10/ с точностью до линейных членов по $|\vec q_2-\vec p_2|$:

$$\Delta \approx \frac{1}{2\omega_3(\vec q_3)}\left[\omega_1+\omega_2+\omega_3-P_0+\left(\frac{\vec q_2}{\omega_2}-\frac{\vec q_3}{\omega_3}\right)(\vec q_2-\vec p_2)-i\epsilon\right]^{-1} \qquad /11/$$

С учетом условия слабости связи, разделяя /9/ на продольные и поперечные составляющие относительно $\vec{P}_{12}$, получим ограничения:

$$|\vec{p}^{\perp}_{12}| \ll m_{1,2} ,$$

$$|p^{||}_{12}| < \frac{\sqrt{M^2+(\vec{P}-\vec{q}_3)^2}}{M} m_{1,2} , \qquad /12/$$

где M - масса связанного состояния. Тогда, переходя в /11/ на массовую поверхность * и оставляя в Δ линейные по $\vec{q}_{12}$ и $|\vec{p}_2-\vec{q}_2|$ члены, мы получим

$$\Delta_1 \sim [2\omega_3(\frac{\vec{q}_2}{\omega_2} - \frac{\vec{q}_3}{\omega_3})(\vec{p}_2-\vec{q}_2) - i\epsilon]^{-1}, \qquad /13/$$

и аналогично для второго знаменателя в /10/:

$$\Delta_2 \sim [-2\omega_3(\frac{\vec{p}_2}{\omega_2} - \frac{\vec{p}_3}{\omega_3})(\vec{p}_2-\vec{q}_2) - i\epsilon]^{-1}, \qquad /14/$$

т.е.

$$\Delta_1 + \Delta_2 \simeq \frac{2\pi i}{2\omega_3}\delta[(\frac{\vec{p}_2}{\omega_2} - \frac{\vec{p}_3}{\omega_3})(\vec{p}_2-\vec{q}_2)] . \qquad /15/$$

На данном этапе удобно переписать наши выражения через переменные в новом масштабе. В частности, определим новые переменные, соответствующие продольному движению, в виде безразмерных отношений

$$x_i = \frac{p_{iz}}{P_z}, \quad y_i = \frac{q_{iz}}{P_z}, \quad P = (P_0, \vec{P}_\perp = 0, P_z) . \qquad /16/$$

$i = 1,2,3$

Мы покажем, что в условиях эйконального режима /10/ есть функция поперечных компонент относительных импульсов, а зависимость от продольного движения составляющих 1,2 внутри составной системы будет входить автомодельным образом через переменную x* . Кинематические инварианты задачи в терминах /16/ примут вид

$$t = (p_3-q_3)^2 = -s(x_3-y_3)^2 - \vec{q}^{\,2}_{3\perp} ,$$

$$S = \frac{m_3^2}{x_3} + \frac{M^2}{1-x_3} = \frac{m_3^2}{y_3} + \frac{M^2+\vec{q}^{\,2}_{3\perp}}{1-y_3} , \qquad /17/$$

где, не теряя общности, мы положили $\vec{p}_{3\perp} = 0$; M - масса связанного состояния системы /1,2/. Отметим, что из /17/ условие поперечности квадрата полного переданного импульса означает $x_3 = y_3$.

Определим сейчас квазипотенциальную волновую функцию связанного состояния двух частиц [2]:

$$\lim_{P_{12z}\to\infty} \chi_{\vec{p}_1+\vec{p}_2}(\vec{p}_2) = \chi_{(\vec{p}_1+\vec{p}_2)_\perp}(\vec{p}_{2\perp}, \frac{x_2}{x_1+x_2}). \qquad /18/$$

Инвариантность относительно пространственных вращений приводит к

$$\chi_{(\vec{p}_1+\vec{p}_2)_\perp}(\vec{p}_{2\perp}, \frac{x_2}{x_1+x_2}) = \chi_{\vec{0}_\perp}(\vec{p}_{2\perp} - \frac{x_2}{x_1+x_2}(\vec{p}_1+\vec{p}_2)_\perp, \frac{x_2}{x_1+x_2}). \qquad /19/$$

---

* Уравнение массовой поверхности в данном случае имеет вид

$$P_0 = \omega_3(\vec{p}_3) + \sqrt{M^2+(\vec{P}-\vec{p}_3)^2} = \omega_3(\vec{q}_3) + \sqrt{M^2+(\vec{P}-\vec{q}_3)^2} .$$

*Отметим, что автомодельная структура амплитуды рассеяния в эйкональном приближении не зависит от выбора лоренцевой системы отсчета. Конкретный выбор /16/ на определенных этапах лишь упрощает расчеты.

Условие нормировки квазипотенциальной волновой функции /18/ имеет вид

$$\int \omega_1 \omega_2 \chi^{+}_{\vec{p}_1+\vec{p}_2}(\vec{p}_2)\chi_{\vec{p}_1+\vec{p}_2}(\vec{p}_2)d\vec{p}_2 = \sqrt{(\vec{p}_1+\vec{p}_2)^2+M^2} \qquad /20/$$

и при выборе переменных /16/ сводится к

$$\lim P_{12z}^2 \int_0^1 x(1-x)\,\chi^{+}_{\vec{0}_\perp}(\vec{p}_\perp,x)\chi_{\vec{0}_\perp}(\vec{p}_\perp,x)d\vec{p}_\perp^{\,2}\,dx = 1. \qquad /21/$$

При учете определения /16/-/21/ часть матричного элемента амплитуды рассеяния /10/, соответствующая двукратному рассеянию в эйкональном приближении, примет следующий вид:

$$I^{(2)} = \int \chi^{+}_{\vec{0}_\perp}(\vec{p}_{2\perp},x)d^2\vec{p}_{2\perp}P_z dx_2 T_{31}(s_{31},-\vec{p}_{2\perp}+\vec{q}_{2\perp}+\vec{q}_{3\perp})\times$$

$$\times T_{32}(s_{32},\vec{p}_{2\perp}-\vec{q}_{2\perp})\delta(x_2-y_2)\frac{2\pi i}{2x_3P_z\left|\frac{m_2^2+\vec{p}_{2\perp}^{\,2}}{2P_z^2x_2^2}-\frac{m_3^2}{2P_z^2x_3^2}\right|P_z}\times$$

$$\times P_z d\vec{q}_{2\perp}dy_2\chi_{\vec{0}_\perp}(\vec{q}_{2\perp}+y\vec{q}_{3\perp},y) =$$

$$= P_z^2\int\chi^{+}(\vec{p}_{2\perp},x)\chi(\vec{p}_{2\perp}+\vec{k}_\perp,x)d\vec{p}_{2\perp}d\vec{k}_\perp dx\,\times$$

$$\times\frac{(1-x_3)2\pi i}{x_3\left(\frac{m_2^2}{x_2^2}-\frac{m_3^2}{x_3^2}\right)}T_{31}(s_{31},\vec{k}_\perp+(1-x)\vec{q}_{3\perp})T_{32}(s_{32},x\vec{q}_{3\perp}-\vec{k}_\perp), \qquad /22/$$

где мы обозначили $\frac{x_2}{1-x_3}=x$, $\frac{y_2}{1-y_3}=y$ и

$$\vec{q}_{2\perp}+y\vec{q}_{3\perp}=\vec{k}_\perp+\vec{p}_{2\perp},$$

или

$$I = \frac{\pi i}{q\sqrt{s}}\int S(\vec{k}_\perp,x)d\vec{k}_\perp dx\,T_{31}(s_{31},(1-x)\vec{q}_{3\perp}+\vec{k}_\perp)\times \qquad /23/$$

$$\times\, T_{32}(s_{32},x\vec{q}_{3\perp}-\vec{k}_\perp),$$

где

$$S(\vec{k}_\perp,x) = (1-x_3)^2P_z^2\int dp_{2\perp}\chi^{+}(\vec{p}_{2\perp},x)\chi(\vec{p}_{2\perp}+\vec{k}_\perp,x) -$$

- формфактор связанного состояния, причем

$$\int_0^1 S(\vec{0}_\perp,x)dx = \frac{M^2}{m_1m_2}. \qquad /24/$$

Выпишем также член амплитуды, соответствующий однократному рассеянию на связанной системе:

$$\chi^{+}T_{32}\chi = \int\Psi^{*}_{\vec{p}_1+\vec{p}_2}(\vec{p}_2)d\vec{p}_2\delta(\vec{p}_1-\vec{q}_1)T_{32}(P_0-\omega_1,\vec{p}_2+\vec{p}_3,\vec{p}_2,\vec{q}_2)\times$$

$$\times\omega_1(\vec{p}_1)d\vec{q}_2\Psi_{\vec{q}_1+\vec{q}_2}(\vec{q}_2) = \qquad /25/$$

$$= P_z^2(1-x_3)^2\int dx\,d\vec{p}_{2\perp}(1-x)\chi^{+}(\vec{p}_{2\perp},x)\chi(\vec{p}_{2\perp}+x\vec{q}_{3\perp},x)T_{32}(s_{32},\vec{q}_{3\perp}).$$

Составим теперь полное выражение для амплитуды перехода $\beta=a=3$ в эйкональном приближении: $\chi^{+}A\chi = \frac{1}{16\pi^3}F$.

$$F(s,\Delta_\perp) = \int_0^1\{S((1-x)\vec{\Delta}_\perp,x)x\,dx\,f_{13}(s_{13},\vec{\Delta}_\perp)+$$

$$+S(x\vec{\Delta}_\perp,x)(1-x)dx\,f_{23}(s_{23},\vec{\Delta}_\perp)\}+$$

$$+\frac{i}{16\pi^2 q\sqrt{s}}\int S(\vec{k}_\perp,x)d\vec{k}_\perp dx\, f_{31}\quad(s_{13},(1-x)\vec{\Delta}_\perp+\vec{k}_\perp)\times$$

$$\times f_{32}(s_{32},x\vec{\Delta}_\perp-\vec{k}_\perp), \qquad /26/$$

где $T_{ij}=\frac{1}{16\pi^3}f_{ij}$.

Таким образом, в параметризации /16,17/ полученная амплитуда рассеяния на слабосвязанной системе содержит в явном виде релятивистское продольное движение составляющих 1,2 связанного состояния, причем с учетом определений кинематических инвариантов эта зависимость входит в амплитуду автомодельным образом. Тем самым в /26/ учтен весь спектр по возможным состояниям, отвечающим различным x, приобретающим теперь смысл динамической переменной. Отметим, что при статической замене $x_i\to\mu_i$, $i=1,2$, где $\mu_i=m_i/m_1+m_2$ - соответствующие приведенные массы двухчастичной подсистемы, формула /26/ переходит в результат работы [7].

§2. $\alpha=3$, $\beta=0$

Рассмотрим взаимодействие быстрой частицы с составной системой /двух частиц/, когда в конечном состоянии все три частицы находятся в свободном состоянии /развал связанного состояния/.

Амплитуда соответствующего перехода $\alpha\to 0$:

$$F_{0\alpha}=64\pi^{9/2}\int A_{0\alpha}(P,p;p')d\vec{p}\,'_\alpha\,\chi(\vec{p}\,'_\alpha). \qquad /27/$$

Если соответствующий неупругий формфактор определить равенством

$$S(\vec{k}_\perp,x)=(1-x_3)^2 P_z\,\delta(x_0-x)\chi(\vec{p}_{2\perp}+\vec{k}_\perp,x)4\pi^{3/2}, \qquad /28/$$

$$x_0=\frac{p_{2z}}{p_{1z}+p_{2z}},$$

то, после вычислений, аналогичных случаю упругого рассеяния на слабосвязанном состоянии в эйкональном приближении, искомая амплитуда развала примет вид

$$F_{03}(s,x,\vec{p}_{2\perp},\vec{\Delta}_\perp)=(1-x_3)^2 P_z\,4\pi^{3/2}\{\chi(\vec{p}_{2\perp}+(1-x)\vec{\Delta}_\perp,x)\times$$

$$\times x f_{13}(s_{13},\vec{\Delta}_\perp)+\chi(\vec{p}_{2\perp}+x\vec{\Delta}_\perp,x)(1-x)f_{23}(s_{23},\vec{\Delta}_\perp)+$$

$$+\frac{i}{16\pi^2 q\sqrt{s}}\int\chi(\vec{p}_{2\perp}+\vec{k}_\perp,x)d\vec{k}_\perp^{\,2}\, f_{31}(s_{13},(1-x)\vec{\Delta}_\perp+\vec{k}_\perp)\times$$

$$\times f_{32}(s_{32};x\vec{\Delta}_\perp-\vec{k}_\perp)\}. \qquad /29/$$

По аналогии со случаем упругого рассеяния ($\alpha=\beta=3$) решение /29/, соответствующее эйкональному приближению амплитуды взаимодействия со слабосвязанной системой с развалом в конечном состоянии, приобретает опять автомодельную структуру по продольному движению составляющих системы. Отметим, что сейчас спектр значений x в /29/ войдет в наблюдаемые эффекты для соответствующих неупругих сечений.

Воспользуемся теперь эйкональным представлением двухчастичных амплитуд упругого рассеяния [4]:

$$f(\vec{q}_\perp)=\frac{1}{2\pi}\int e^{i\vec{q}_\perp\vec{b}}\,f(\vec{b})d^2\vec{b},$$

$$2if(\vec{b})=e^{2i\tilde{\chi}(\vec{b})}-1, \qquad /30/$$

и запишем формулы /26/, /29/ на языке прицельного параметра соударения $\vec{b}$. Так как двумерный фурье-образ амплитуды рассеяния связан с соответствующим квазипотенциалом $\tilde{\chi}=\int V(z,\vec{b})dz$, представление /30/ определяет поведение амплитуды упругого рассеяния в зависимости от аналитических свойств квазипотенциала как функции относительной координаты двух частиц.

Учитывая определение фурье-образа квазипотенциальной волновой функции

$$\chi(\vec{p}_\perp, x) = \frac{1}{2\pi} \int e^{i\vec{p}_\perp \vec{b}} \chi(\vec{b}, x) d^2\vec{b},$$

перепишем часть трехчастичной амплитуды упругого рассеяния, соответствующую двукратному рассеянию, в виде

$$F^{(2)}_{33}(\vec{\Delta}_\perp, x) = \int d^2\vec{b}\, d^2\vec{b}_{12} dx\, e^{i\vec{b}\vec{\Delta}_\perp} |\chi(\vec{b}_{12}, x)|^2 \times$$ /31/

$$\times f_1(\vec{b} + x\vec{b}_{12}) f_2(\vec{b} - (1-x)\vec{b}_{12}),$$

где $f_i(\vec{b})$, $i=1,2$ - двухчастичные амплитуды рассеяния и введены следующие обозначения:

$$\vec{b} = (1-x)\vec{b}_1 + x\vec{b}_2,$$
$$\vec{b}_{12} = \vec{b}_1 - \vec{b}_2.$$ /32/

$\vec{b}_1, \vec{b}_2$ - индивидуальные прицельные параметры трехчастичной задачи, соответствующие взаимодействию частицы 3 с составляющими 1,2. Аналогично, для амплитуды развала в эйкональном представлении получим:

$$F^{(2)}_{03}(x, \vec{p}_{2\perp}, \vec{\Delta}_\perp) = \int d^2\vec{b}\, d^2\vec{b}_{12} e^{2\vec{b}\vec{\Delta}_\perp + i\vec{p}_{2\perp}\vec{b}_{12}} \chi(\vec{b}_{12}, x) \times$$

$$\times f_1(\vec{b} + x\vec{b}_{12}) f_2(\vec{b} - (1-x)\vec{b}_{12}).$$ /33/

Отметим, что инвариантность относительно вращений приводит к зависимости /31/, /33/ только от определенных комбинаций прицельных параметров столкновения $\vec{b}_1$ и $\vec{b}_2$. Прозрачная геометрическая интерпретация представления /31/, /33/ и связь с параметрами упругого двухчастичного рассеяния могут оказаться полезными

при изучении N-частичных задач применительно к процессам фрагментации в партонной модели.

Таким образом, в полученном эйкональном решении трехчастичной задачи рассеяния на слабосвязанной системе в виде /26/, /29/ явным образом учтено релятивистское продольное движение составляющих внутри связанной системы. В статическом пределе $x \to \mu$ полученные формулы переходят в соответствующие решения работы /7/. Необходимо подчеркнуть, что указанные результаты получены на основе релятивистских трехмерных квазипотенциальных уравнений, т.е. нет необходимости их постулирования /9/ исходя из аналогии с нерелятивистской формулой Глаубера и соответствия $\mu \to x$. Особый интерес представляет применение полученных результатов к задачам о связанных состояниях и взаимодействиях адронов в партонных моделях.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвееву, А.Н.Сисакяну, А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения.

Литература

1. *A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim., 29, 380 (1963).*
2. *В.Р.Гарсеванишвили, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, Р.Н.Фаустов. Препринт ОИЯИ, Е2-8126, Дубна, 1974.*
3. *С.П.Кулешов, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. Препринт ОИЯИ, Е2-8128, Дубна, 1974.*
4. *В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ЭЧАЯ, т. 1, вып. 1, стр. 91, Атомиздат, Москва, 1970; V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. Phys.Rev., D4, 849 (1971); С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, т. 5, вып. 1, стр. 3, Атомиздат, Москва, 1974.*
5. *А.А.Логунов, О.А.Хрусталев. ЭЧАЯ, т. 1, вып. 1, стр. 72, Атомиздат, Москва, 1970.*
6. *А.Н.Квинихидзе, Д.Ц.Стоянов. ТМФ, 11, 23 /1972/; Препринт ОИЯИ, Р2-6347, Дубна, 1972.*
7. *А.Н.Квинихидзе. Препринт ОИЯИ, Р2-6931, Дубна, 1973.*

8. *А.Н.Квинихидзе, Д.Ц.Стоянов. Лекции, Школа молодых ученых по физике высоких энергий, Сухуми, 1972; Препринт ОИЯИ, Р2-8667, стр. 215, Дубна, 1972.*
9. *J.Kogut, L.Susskind. Phys.Rev., 8C, 75 (1973).*

Рукопись поступила в издательский отдел
12 сентября 1974 года.