

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2653/82

7/6-82

P2-82-154

З.Омбоо

ПРОЦЕССЫ ДИФРАКЦИИ
И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА АДРОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Успешное использование глауберовского, эйконального подхода в описании основных характеристик взаимодействий адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях породило естественные попытки применить его при анализе соударений адронов с адронами, которые рассматриваются как состоящие из двух или трех пространственно-разделенных, "одетых", валентных кварков. С этой точки зрения анализировались пока только упругие адрон-адронные реакции^{1/}. Однако предположение о подобии структуры адронов структуре легких ядер, оправдавшее себя при описании упругого pp -рассеяния /см. /^{1/} /, позволяет поставить вопрос о распространении эйконального подхода и на описание неупругих адрон-адронных взаимодействий. В настоящей работе обсуждается такая возможность на примере дифракции адронов на адронах и ядрах.

Как известно, дифракция адронов представляет собой специфический процесс, при котором система /системы/ рожденных частиц сохраняет основные квантовые числа сталкивающихся объектов. Такой процесс можно сопоставить с квазиупругим рассеянием ядер ядрами. Под квазиупругим рассеянием здесь и далее понимается рассеяние, в результате которого один или оба взаимодействующих партнера переходят в возбужденное состояние. При этом на стадии взаимодействия рождение новых частиц не происходит, но оно может иметь место при "снятии" ядерных возбуждений.

Процедура расчета квазиупругих сечений в глауберовском приближении достаточно хорошо разработана^{2/}, поэтому попытаемся применить этот аппарат при описании адрон-адронных соударений.

2. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Глауберовская амплитуда ядро-ядерного рассеяния дается следующим хорошо известным выражением:

$$F_{i_A i_B \rightarrow f_A f_B} = \frac{i \vec{p}_B}{2\pi} \int d^2 b e^{i q b} \langle \Psi_{f_A} \Psi_{f_B} | \Gamma(\vec{b}, \{\vec{s}\}, \{\vec{\tau}\}) | \Psi_{i_B} \Psi_{i_A} \rangle \times$$

$$\times \Gamma(\vec{b}, \{\vec{s}\}, \{\vec{\tau}\}) = 1 - \prod_{i=1}^A \prod_{k=1}^B (1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{\tau}_k)),$$

в котором \vec{p}_B - импульс налетающего ядра с массовым числом A в системе покоя ядра-мишени с массовым числом B ; q - поперечный переданный импульс; $\Psi_{i_A} \Psi_{i_B}$ и $\Psi_{f_A} \Psi_{f_B}$ - волновые функции ядер A и B до и после рассеяния; $\{\vec{s}_i\} (\{\vec{\tau}_k\})$ - координаты нуклонов ядра $A(B)$ в плоскости, перпендикулярной прицельному параметру; $\gamma(b)$ - амплитуда упругого NN -рассеяния в представлении прицельного параметра, которая чаще всего предполагается независимой от спиновых и изоспиновых переменных.

В случае упругого рассеяния $\Psi_{i_A} = \Psi_{f_A}$ и $\Psi_{i_B} = \Psi_{f_B}$, при этом амплитуда рассеяния дается суммой $2^{AB} - 1$ членов, представляющих взаимодействия различных кратностей. Среди этих членов довольно много подобных, поэтому реально амплитуда определяется меньшим числом существенно отличных членов. Например, при $A=B=3$ таких членов всего 25. Однако их вычисление сопряжено с определенными математическими трудностями, которые значительно легче преодолеть, если предположить, что

$$|\Psi_{i_B}|^2 = C \delta(\sum_{i=1}^B \vec{r}_i / B) \prod_{i=1}^B e^{-\vec{r}_i^2 / R_B^2}, \quad /2/$$

$$|\Psi_{i_A}|^2 = C \delta(\sum_{j=1}^A \vec{r}_j / A) \prod_{j=1}^A e^{-\vec{r}_j^2 / R_A^2}, \quad /3/$$

$$\gamma(\vec{b}) = \frac{\sigma}{4\pi a} e^{-\frac{b^2}{2a}}, \quad \sigma = \sigma_{NN}^{tot} (1 - i \text{Re} f_{NN}(0) / \text{Im} f_{NN}(0)). \quad /4/$$

При этом

$$F_{AB}^{el}(q) = K_A(q) K_B(q) \frac{i \vec{p}_B}{2\pi} \int d^2 b e^{i q b} \{ 1 - \prod_{j=1}^A \prod_{k=1}^B (1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_j + \vec{\tau}_k)) \} \times$$

$$\times \exp[-\sum_{j=1}^A \vec{s}_j^2 / R_A^2 - \sum_{i=1}^B \vec{\tau}_i^2 / R_B^2] \{ \prod_{j=1}^A \frac{d\vec{s}_j}{\pi R_A^2} \} \{ \prod_{i=1}^B \frac{d\vec{\tau}_i}{\pi R_B^2} \},$$

$$K_A(q) = \exp(-\frac{R_A^2 q^2}{4A}), \quad K_B(q) = \exp(-\frac{R_B^2 q^2}{4B}). \quad /6/$$

Рассмотренные приближения достаточно грубы, но они позволяют качественно понять структуру амплитуды упругого рассеяния, поскольку все вычисления выполняются аналитически. При детальнейших же сравнениях с экспериментом практически всегда приходится использовать более корректные параметризации волновых функций, при этом объем вычислений значительно увеличивается.

Перейдем к квазиупругому рассеянию. В этом случае необходимо задать систему конечных волновых функций Ψ_{f_A} и Ψ_{f_B} . Ча-

ще всего в качестве такой системы выбирают или систему волновых функций гармонического осциллятора, или систему плоских волн, что позволяет описать импульсные спектры адронов и ядер, рассеянных на ядерных мишенях^{/2/}. Мы же рассмотрим сечения квазиупругого рассеяния, просуммированные по конечным состояниям:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{A(B)dis} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)'_{A(B)dis} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}, \quad /7/$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)'_{A(B)dis} = \sum_{f_A f_B} |F_{i_A i_B \rightarrow f_A f_B}|^2,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ABdis} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)'_{ABdis} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}, \quad /8/$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)'_{ABdis} = \sum_{f_A f_B} |F_{i_A i_B \rightarrow f_A f_B}|^2.$$

При вычислении подобных сечений традиционным является использование предположения о полноте системы конечных состояний, заключающегося в том, что

$$\sum_{f_A} |\Psi_{f_A}\rangle \langle \Psi_{f_A}| = \prod_{i=1}^A \delta(\vec{r}_i' - \vec{r}_i), \quad /9/$$

$$\sum_{f_B} |\Psi_{f_B}\rangle \langle \Psi_{f_B}| = \prod_{i=1}^B \delta(\vec{r}_i' - \vec{r}_i). \quad /10/$$

При этом

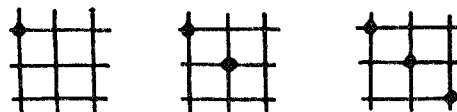
$$\sigma'_{Adis} = \int d^2\vec{b} \langle \Psi_{i_A} | |1 - \langle \Psi_{i_B} | \prod_{j=1}^A \prod_{k=1}^B (1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_j + \vec{r}_k)) | \Psi_{i_B} \rangle|^2 | \Psi_{i_A} \rangle, \quad /11/$$

$$\sigma'_{ABdis} = \int d^2\vec{b} \langle \Psi_{i_A} \Psi_{i_B} | |1 - \prod_{j=1}^A \prod_{k=1}^B (1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_j + \vec{r}_k))|^2 | \Psi_{i_A} \Psi_{i_B} \rangle. \quad /12/$$

Используя эти соотношения, рассмотрим теперь задачу адрон-адронного рассеяния.

3. ОСНОВНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Как уже упоминалось выше, ранее были предприняты некоторые попытки описать упругое рассеяние адронов в рамках эйконального подхода. В частности, авторы работы^{/3/}, предполагая кварки



черными, показали, что результаты вычислений сечений упругого pp-рассеяния по формуле /5/ с учетом всех членов ряда многократного рассеяния нельзя привести в соответствие с экспериментальными данными путем вариации свободных параметров /радиуса протона и радиуса взаимодействия/. Это, по мнению авторов работы^{/3/}, обус-

ловлено переоценкой вкладов многократных перерассеяний в соотношении /5/. Следовательно, для удовлетворительного описания экспериментальных данных необходимо при использовании данного подхода подавлять вклады многократных перерассеяний, что и было сделано в работе^{/4/}, в которой из всех членов ряда /5/ были оставлены только члены, представляемые диаграммами на рисунке. Причем вклады двухкратных и трехкратных перерассеяний подавлялись факторами 1/10 и 1/20 соответственно, а кварки не предполагались черными. Крайний случай подавления всех многократных взаимодействий соответствует представлениям хорошо известной аддитивной кварковой модели^{/5/}. Заметим, однако, что, не вводя факторы подавления, а варьируя или вид функций Ψ_{i_A} , Ψ_{i_B} ,

или вид $\gamma(b)$, можно достичь удовлетворительного согласия с экспериментом. Поскольку недостатка в таких работах нет, естественно встает вопрос о том, какой из представляемых подходов наиболее перспективен и больше соответствует истине. Мы думаем, что ответ на этот вопрос может дать логическое продолжение глауберовского подхода в применении к описанию дифракционных процессов. Чтобы продемонстрировать идею наиболее ярко и не "утонуть" в математических расчетах, мы воспользуемся предположением аддитивной кварковой модели, то есть будем считать, что

$$\Gamma(\vec{b}, \{\vec{s}\}, \{\vec{r}\}) = \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^B \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{r}_j), \quad /13/$$

и посмотрим, к каким следствиям это приведет, если дополнительно $\gamma(b)$ выбрать в виде /4/, а функции плотностей задать соотношениями /2/, /3/.

4. ПОЛНЫЕ И УПРУГИЕ СЕЧЕНИЯ АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Очевидно, что в выбранном приближении имеют место следующие соотношения:

$$\frac{d\sigma_{\pi N}^{el}}{dt} = \frac{3^2}{4\pi} |\sigma_{qq}|^2 e^{\beta_{\pi N} t}, \quad /14/$$

$$\beta_{\pi N} = a + R_{\pi}^2/4 + R_N^2/3,$$

$$\frac{d\sigma_{NN}^{el}}{dt} = \frac{3^2}{16\pi} |\sigma_{qq}|^2 e^{\beta_{NN} t}, \quad /15/$$

$$\beta_{NN} = a + \frac{2}{3} R_N^2,$$

$$\sigma_{\pi N}^{tot} = 6\sigma_{qq}^{tot} \quad \sigma_{NN}^{tot} = 9\sigma_{qq}^{tot}.$$

Используем их для определения свободных параметров σ_{qq}^{tot} , $\text{Re} f_{qq}(0)/\text{Im} f_{qq}(0)$, a , R_{π}^2 и R_N^2 . Полагая, что при энергиях больше 50 ГэВ $\sigma_{NN}^{tot} = 4$ мб, $\sigma_{\pi N}^{el} = 7,2$ мб, $\text{Re} F_{NN}^{el}/\text{Im} F_{NN}^{el} \approx 0$, $B_{NN} = 11,8$ ГэВ/с^{1/8}, найдем, что

$$\begin{aligned} \sigma_{qq}^{tot} &= 4,44 \text{ мб}, \\ R_N^2 &= 6,22 \text{ мб}, \\ R_{\pi}^2 &= 3,11 \text{ мб}, \\ a &= 0,28 \text{ мб}, \\ \text{Re} f_{qq}(0)/\text{Im} f_{qq}(0) &= 0. \end{aligned} \quad /16/$$

5. ДИФРАКЦИОННЫЕ СЕЧЕНИЯ

В выбранном приближении из выражений /7/, /8/ и условий полноты /9/, /10/ непосредственно следует, что

$$\sigma_{\pi N_{dis}}^{\pi N} = \frac{|\sigma_{qq}|^2}{8\pi} \left\{ \frac{6}{R_{\pi}^2 + 2a} + \frac{12}{R_N^2 + 2a} + \frac{12}{R_{\pi}^2 + R_N^2 + 2a} + \frac{6}{2a} \right\},$$

$$\sigma_{\pi N_{dis}}^{\pi N} = \frac{|\sigma_{qq}|^2}{4\pi} \left\{ \frac{2}{a + \frac{1}{3} R_{\pi}^2} + \frac{2}{a + \frac{1}{3} R_N^2 + \frac{R_N^2}{2}} \right\},$$

$$\sigma_{N_{dis}}^{\pi N} = \frac{|\sigma_{qq}|^2}{4\pi} \left\{ \frac{3}{a + \frac{R_N^2}{4}} + \frac{6}{a + \frac{1}{4} R_{\pi}^2 + \frac{R_N^2}{2}} \right\}, \quad /17/$$

$$\sigma_{NN_{dis}}^{NN} = \frac{|\sigma_{qq}|^2}{8\pi} \left\{ \frac{36}{R_N^2 + 2a} + \frac{36}{2(R_N^2 + a)} + \frac{9}{2a} \right\}, \quad /18/$$

$$\sigma_{N_{dis}}^{NN} = \frac{9}{4} \frac{|\sigma_{qq}|^2}{4\pi} \left[\frac{3}{a + R_N^2/3} + \frac{6}{a + 5R_N^2/6} \right].$$

Подставляя в эти соотношения найденные значения параметров, имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi N_{dis}}^{\pi N} &= 3,34 \text{ мб}, & \sigma_{NN_{dis}}^{NN} &= 11,73 \text{ мб}, \\ \sigma_{\pi_{dis}}^{\pi N} &= 0,31 \text{ мб}, & \sigma_{N_{dis}}^{NN} &= 1,19 \text{ мб}, \\ \sigma_{N_{dis}}^{\pi N} &= 2,96 \text{ мб}. \end{aligned} \quad /19/$$

Как видно, рассматриваемая модель, вполне применимая для описания упругого рассеяния адронов при небольших передачах, в данном случае приводит к результатам, не имеющим ничего общего с экспериментальными данными. Это может быть обусловлено грубостью исходного приближения, а также тем, что системы конечных волновых функций не удовлетворяют условиям полноты. Поскольку учесть второе обстоятельство довольно затруднительно, естественно идти по пути усложнения модели, но при этом "теряется" критерий правильности приближения. Однако существует метод проверки правильности того или иного приближения, не связанный с условием полноты.

6. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЯДРАХ

Рассмотрим, к каким следствиям приводит предположение о составной кварковой структуре адронов в применении к упругому адрон-ядерному рассеянию.

Исходя из эйконального выражения для амплитуды упругого рассеяния:

$$F_{\pi A}(q) = \frac{ip_{\pi}}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \{1 - \langle \Psi_{i\pi} | \Psi_{iA} | \prod_{i=1}^2 \prod_{j=1}^A \prod_{k=1}^3 (1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_{jk} + \vec{r}_i)) \times \langle \Psi_{iA} | \Psi_{i\pi} \rangle\} /20/$$

видно, что для решения поставленной задачи необходимо располагать информацией о зависимости ядерной волновой функции от координат кварков /от \vec{r}_{jk} , $j=1,2,\dots,A$; $k=1,2,3$ /, входящих в состав внутриядерных нуклонов. Поскольку такая информация в настоящее время отсутствует, сделаем упрощающее предположение о том, что системы кварков, представляющих внутриядерные нуклоны, в течение всего процесса рассеяния остаются в основном состоянии, а кварки из разных внутриядерных нуклонов не "перемешиваются". То есть предположим, что

$$F_{\pi A}(q) \approx \frac{ip_{\pi}}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \{1 - \langle \Psi_{i\pi} | \Psi_{iA} | \prod_{j=1}^A (1 - \gamma(\vec{b}, \vec{s}_j, \vec{r}_1, \vec{r}_2)) | \Psi_{iA} | \Psi_{i\pi} \rangle\} /21/$$

$$\gamma(\vec{b}, \vec{s}_j, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \langle \Psi_{iN} | 1 - \prod_{k=1}^2 \prod_{l=1}^3 (1 - \gamma_{19}(\vec{b} - \vec{s}_{jl} + \vec{r}_k)) | \Psi_{iN} \rangle,$$

где Ψ_{iA} уже зависит от координат нуклонов. Теперь, осуществляя переход к оптическому пределу по массовому числу ядра A в выражении /21/, имеем

$$F_{\pi A}(q) \approx \frac{ip_{\pi}}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \{1 - \langle \Psi_{i\pi} | \exp[-\gamma(\vec{b}, \vec{s}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) T_A(s) d^2s] \times \langle \Psi_{i\pi} \rangle\} /22/$$

Здесь $T_A(s)$ - так называемая функция толщины ядра. Далее, используя известные правила усреднения экспоненты /7/:

$$\langle e^x \rangle = \exp(\langle x \rangle + \frac{1}{2}(\langle x - \langle x \rangle \rangle^2 + \dots)),$$

нетрудно убедиться, что первый член ряда в показателе экспоненты дает обычное глауберовское выражение:

$$\langle x \rangle = \int \gamma_{\pi N}(\vec{b} - \vec{s}) T_A(s) d^2s,$$

$$\gamma_{\pi N} = \langle \Psi_{i\pi} | \gamma(\vec{b} - \vec{s}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) | \Psi_{i\pi} \rangle;$$

в то время как второй и последующий обусловлены составной структурой налетающего адрона и связаны с неупругими экранировками, поскольку учитывают возможность перехода налетающего адрона в промежуточные состояния, отличные от основного. Таким образом, та или иная модель адрон-адронных взаимодействий правомерна в том случае, если она описывает эффекты неупругих экранировок в упругом адрон-ядерном рассеянии.

Покажем это на примере опять-таки аддитивной кварковой модели.

В этом случае

$$F_{\pi A}(q) = \frac{ip_{\pi}}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \{1 - \langle \Psi_{i\pi} | \exp[-\frac{\sigma_{qN}}{2} T_A(\vec{b} - \vec{r}) - \frac{\sigma_{qN}}{2} T(b + r)] | \Psi_{i\pi} \rangle \approx \frac{ip_{\pi}}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \{1 - \langle \Psi_{i\pi} | \exp[-\sigma_{qN} \pi(\vec{b}) - \frac{\sigma_{qN}}{2} (\vec{r} - \vec{r}')^2 T_A(\vec{b})] | \Psi_{i\pi} \rangle\}.$$

Отсюда следует, что член, возникающий в показателе экспоненты после усреднения по $\Psi_{i\pi}$ и ответственный за эффекты неупругих экранировок:

$$\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle \approx \frac{\sigma_{qN}^2}{4} \langle \Psi_{i\pi} | [(\vec{r} - \vec{r}')^2 T_A(\vec{b}) - \langle \Psi_{i\pi} | (\vec{r} - \vec{r}')^2 \times \times T_A(\vec{b}) | \Psi_{i\pi} \rangle]^2 \sim |\sigma_{qN}| \frac{R_{\pi}^4}{R_A^4} [T_A(\vec{b})]^2,$$

убывает с ростом массового числа ядра примерно как $A^{-2/3}$, а значит, и относительная величина поправок к полным и упругим адрон-ядерным сечениям должна убывать по такому же закону или, может быть, сильнее. Поскольку полученное предсказание не согласуется с имеющимися экспериментальными данными, возможный выход в этой ситуации - учесть многокварковые взаимодействия.

В заключение хотелось бы отметить, что сечения дифракции адронов на ядрах, которые нетрудно определить, также обнаруживают большую чувствительность к исходным предположениям о структуре амплитуды упругого адрон-адронного рассеяния.

Я благодарен А.В.Тарасову, Б.З.Копелиовичу и В.В.Ужинскому за плодотворное обсуждение затронутых тем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harrington D.R., Pagnamenta A. Phys.Rev.Lett., 1967, vol.18, p.1147; Wakaizumi S. Progr.Theor.Phys., 1978, vol.60, No.4, p.1040; Kuleshov S.P., Mitryushkin V.K., Rashidov P.K. JINR, E2-81-50, Dubna, 1981.
2. Azhgirey L.S. et al. JINR, E1-11206, Dubna, 1978.
3. Bialas A. et al. Acta Physica Polonica, 1977, vol.B8, No.10, p.855.
4. Wakaizumi S. et al. Phys.Lett., 1980, vol.70B, No.1, p.55.
5. Kokkedee J.J., Van Hove L. Nuovo Cimento, 1966, vol.XLII, No.3, p.710.
6. Bartenev V. et al. JINR, E1-8456, Dubna, 1974; Bartenev V. et al. JINR, E1-9090, Dubna, 1975.
7. Glauber R.J. Lectures in Theoretical Physics (eds. W.E.Brittin et al). Interscience Publishers, Inc., New York, 1959, vol.1, p.315.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 февраля 1982 года.

Омбоо З.

P2-82-154

Процессы дифракции и кварковая структура адронов

Рассматривается возможность описания реакций дифракционной диссоциации адронов на нуклонах и ядрах в рамках эйконального подхода. Показано, что аддитивная кварковая модель, не учитывающая возможности диссоциаций кварка, приводит к неправильным значениям сечений дифракции и к малым эффектам неупругих экранировок в hA -рассеянии. На этом основании делается вывод, что предполагать доминирование в глауберовском ряду членов однократного рассеяния неправомерно.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Omboo Z.

P2-82-154

Diffraction Processes and Hadron Quark Structure

Diffraction processes of hadrons on hadrons and hadrons on nuclei are considered in the framework of eikonal approach. It is shown that additive quark model which does not take into account quark dissociation gives wrong values of diffractive cross sections and inelastic shadowing in hA scattering. A conclusion is drawn that the assumptions of dominating in the Glauber series of terms corresponding to single scattering of constituent is wrong.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.