

ПЕРЕРАССЕЯНИЕ ПУЧКОВ ($N\pi$) И (3π) ПРИ ИХ КОГЕРЕНТНОМ ОБРАЗОВАНИИ НА ЯДРЕ

В.С.Веребрюсов, Л.А.Пономарев

В рамках модели Дрелла – Хииды – Дека, модифицированной учетом эффектов перерассеяния, анализируются когерентные процессы дифракционной диссоциации $NA \rightarrow (N\pi)A$ и $\pi A \rightarrow (3\pi)A$. Показано, что сечение рассеяния пучка ($N\pi$) имеет "нормальную" величину, в то время как сечение рассеяния пучка (3π) аномально мало. Наблюдаемая малость сечения связывается с малостью померонной вершинной функции ρ -мезона.

1. В ряде экспериментальных работ исследовались процессы дифракционной диссоциации (ДД) нуклона в систему $N\pi$ [1, 2] и пиона в систему 3π [3 – 5] на ядерных мишенях

$$NA \rightarrow (N\pi)A, \quad (1)$$

$$\pi A \rightarrow (3\pi)A. \quad (2)$$

Основной результат этих работ, полученный при обработке экспериментальных данных в рамках глауберовского подхода [6] сводится к следующему: полное сечение перерассеяния образовавшегося пучка частиц на нуклоне при диссоциации адрона h в этот пучок не зависит от состава

ва пучка и приблизительно равно σ_{hN}^t . В частности, были получены равенства $\sigma_{N\pi, N}^t \approx \sigma_{N, N}^t$ и $\sigma_{3\pi, N}^t \approx \sigma_{\pi, N}^t$. Следует подчеркнуть, в литературе неоднократно отмечалось [7 - 10], что упрощающие предположения, при которых были получены эти равенства в рамках глауберовского приближения, ставят под сомнение сами результаты.

В нашей статье рассматривается когерентная часть процессов ДД (1) и (2), доминирующая в области самых малых переданных импульсов и применяется подход, обобщающий традиционную модель Дрелла - Хииды - Дека [11] учетом процессов перерасеяния. Ранее этот подход был успешно применен к описанию процесса ДД нуклона в систему $N\pi$ на нуклонной мишени [12, 13]. В применяемом дисперсионном подходе ядро удобно рассматривать как бесструктурный объект, поэтому в качестве неизвестного параметра фигурирует не сечение рассеяния пучка частиц на отдельном нуклоне, а сечения рассеяния отдельных составляющих пучка (в соответствии с моделью Дека) на ядре.

Такой подход корректен в области малых масс возбужденной системы (в области так называемого "дековского" максимума), в которой малы эффекты перерасеяния частиц, образующих пучок, друг на друге. Относительно реакции (2) дополнительно предполагается, основываясь на характере экспериментальных данных, что образующийся пучок 3π состоит из ρ - и π -мезонов, т.е. реакция (2) в нашем приближении эквивалентна реакции



В отличие от стандартного глауберовского подхода [1 - 6], наш анализ показывает, что эффекты малости при рассеянии образовавшегося пучка присутствуют только в реакции (3) (или (2)) и полностью отсутствуют в реакции (1).

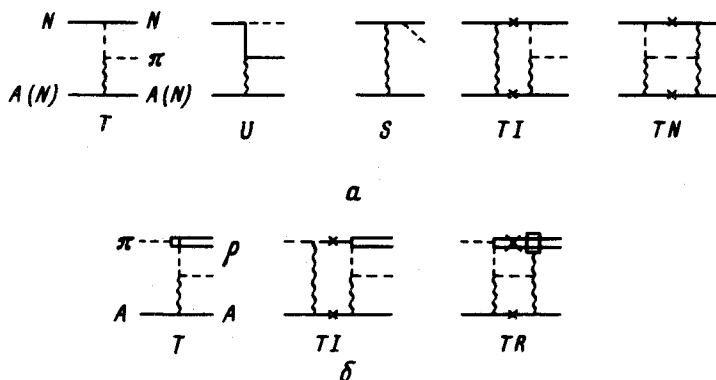


Рис.1. Диаграммы, описывающие процесс (1) (а) и процесс (2) (б)

2. Амплитуду реакции (1) найдем по аналогии с реакцией ДД на нуклонной мишени



Ранее [12, 13] амплитуда этого процесса была получена суммированием многопомерных графиков. Графическое представление упрощенного варианта ее содержится на рис.1, а. График T — полюсной однополюсный график, а графики TI и TN учитывают перерасеяние в начальном и конечном состоянии. На графиках рис.1 нижние горизонтальные линии соответствуют нуклону в случае реакции (4) или ядру в случае реакции (1). Волнистые линии соответствуют упругим амплитудам NA - или πA -рассеяния. Для их записи был использован стандартный глауберовский формализм [14] в приближении тяжелых ядер (оптическом приближении). Петли на рис.1 соответствуют интегралам по фазовому объему двух частиц в промежуточном состоянии с коэффициентом $i/2$ ($i/2 \times \int d\tau_2 (\dots)$).

Запишем амплитуду процесса (1) в соответствии с графиками на рис.1

$$A_{N\pi} = T + C_{N\pi} (TI + TN) \quad (5)$$

(для амплитуд мы применяем те же обозначения, что и для графиков).

Коэффициент $C_{N\pi}$ в (5) является свободным параметром и призван феноменологически учитывать возможное образование ливней в промежуточном состоянии в графиках TI и TN . Отметим, что на нуклонной мишени удовлетворительное описание данных по реакции (4) было достигнуто при $C_{N\pi} \approx 1$ [12, 13]¹⁾.

При получении амплитуды (5) в соответствии с графиками на рис.1, а для записи амплитуд πA - и NA -рассеяния используем независимые от энергии инвариантные амплитуды, связанные со стандартными глауберовскими амплитудами F соотношением $M_{hA}(q) = 4\pi/K \cdot F_{hA}(K; q)$ (q — переданный импульс, K — лабораторный импульс пучка)²⁾.

$$A_{N\pi}(q) = \beta \left[M_{\pi A}(q) + C_{N\pi} 2i \int M_{\pi A}(q_1) M_{NA}(q_2) \frac{d(q_1^2) d\phi}{32\pi^2} \right]. \quad (6)$$

Здесь β — параметр, характеризующий усредненное значение вершины диссоциации $N \rightarrow N\pi$, а интегрирование ведется по поперечному импульсу q_1 и азимутальному углу ϕ , характеризующим промежуточное состояние на графике TI (рис. 1, а). Величины поперечных импульсов q , q_1 и q_2 следующим образом связаны друг с другом $q^2 = q_1^2 + q_2^2 - 2q_1q_2 \cos \phi$. Вычисление второго члена в (6) производилось путем численного интегрирования.

Из-за наличия параметра β результат расчета абсолютно не нормирован, что является основным недостатком упрощенного подхода.

¹⁾ Расчеты с точной амплитудой подтверждают корректность сделанных упрощений. Напомним, что согласно [12, 13], в случае нуклонной мишени (4), ни одно из этих упрощений не является корректным.

²⁾ При получении (6) мы пренебрегли спином нуклона и усреднили амплитуду по массе возбужденной системы и угловым переменным ее распада. Расчеты с точной амплитудой подтверждают корректность сделанных упрощений.

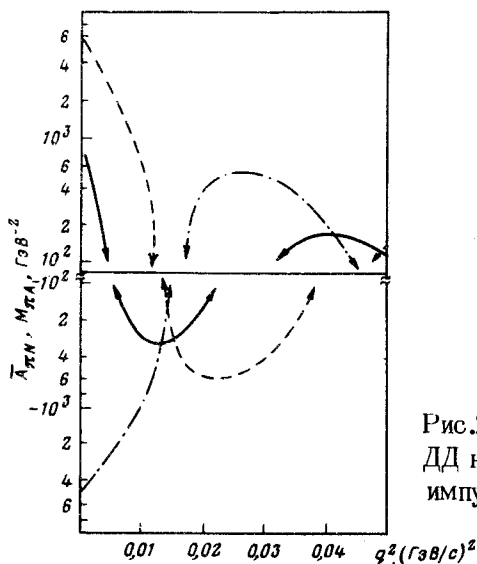


Рис.2. Анализ зависимости амплитуды ДД нуклона на свинце (6) от переданного импульса

Мнимая часть амплитуды $A_{N\pi}$ (при $\beta = 1$ ГэВ) и отдельные ее части (6) для случая ДД на Рь приведены на рис.2 (все амплитуды чисто мнимы). Сплошная кривая относится к полной амплитуде, а пунктирная и штрих-пунктирные кривые описывают упругую амплитуду $M_{\pi A}(q)$ и удвоенный вклад графика $T1$ соответственно. Вклад графика $T1$, вычитаясь из вклада полюсного графика, приводит к появлению нуля при $t \approx 0,005$ (ГэВ/с)² и экстремумов, совпадающих по положению с нулями полюсной амплитуды.

На рис.3 произведено сравнение амплитуды (6) с данными о t^* -распределении ($t^* = |t| - |t_{min}|$) в процессе $DD n \rightarrow p\pi^-$ на ядрах Си, Cd и Рь при импульсе 12 ГэВ/с [1]. Определение параметра β было произведено при описании данных, полученных на Рь, так что для остальных двух ядер модель дает абсолютные предсказания. Штрих-пунктирные кривые с двумя точками соответствуют вкладу некогерентных процессов и получены линейной экстраполяцией данных из области $t^* > 0,05$ (ГэВ/с)² [1]. Расчеты показали, что удовлетворительное описание достигается при значении параметра $C_{N\pi} = 0,9 \div 1$ (штрих-пунктирная и сплошная линии на рис.3). Наиболее чувствительными функциями параметра $C_{N\pi}$ являются: отношение значений t -распределений в областях первого и второго максимума d (на свинце $d = 7; 20; 0,7$ при $C_{N\pi} = 1; 0,9$ и $1,1$ соответственно при экспериментальном значении $d_{экс} \approx 6$); положение первого минимума t -распределения t_0 (на свинце $t_0 = (5,7, 2) \cdot 10^{-3}$ (ГэВ/с)² для тех же значений $C_{N\pi}$ при $t_{0экс} \approx 5,5 \cdot 10^{-3}$ (ГэВ/с)²).

3. Амплитуда процесса (3) (или (2)) определяется аналогично. В соответствии с графиками, приведенными на рис.1, б, найдем для нее следующее выражение

$$\bar{A}_{p\pi} = \bar{T} + C_{p\pi} (\bar{T}I + \bar{T}R).$$

$$A_{p\pi} = \beta_1 \left[M_{\pi A}(q) + C_{p\pi} 2i \int M_{\pi A}(q_1) M_{\pi A}(q_2) \frac{d(q_1^2) d\phi}{32\pi^2} \right]. \quad (7)$$

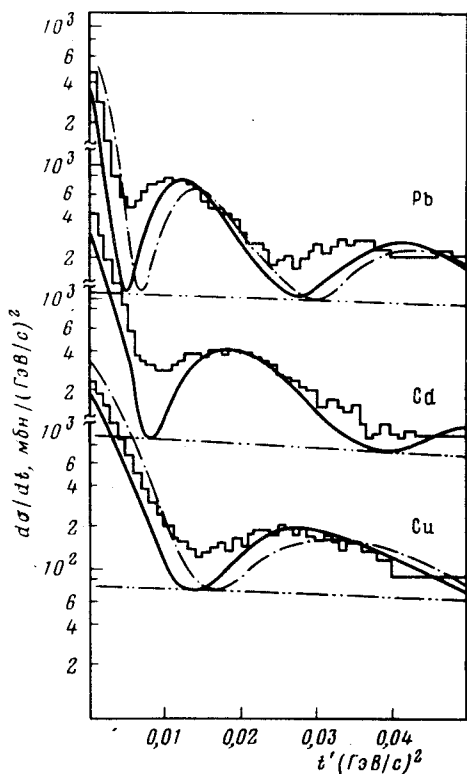


Рис. 3

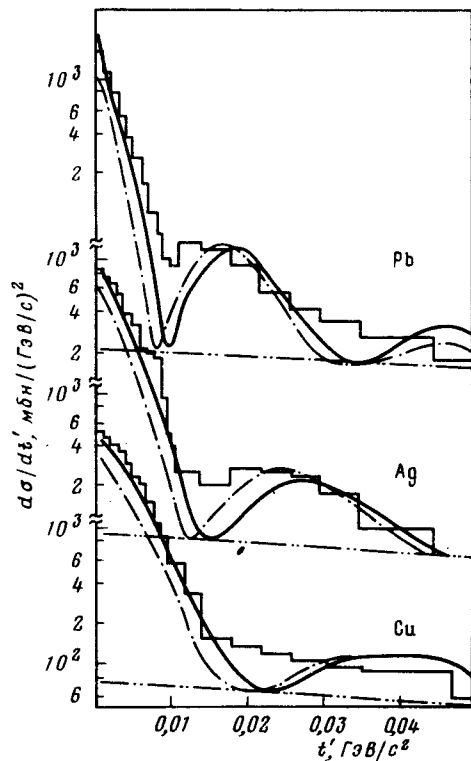


Рис. 4

Рис.3. Сравнение модели с данными по процессу ДД нуклона (1), полученными при следующих условиях: $P_{\text{лаб}} = 12$ ГэВ/с, $\cos \theta_t > -0,2$; $1,35 < M_{N\pi}^* < 1,45 \cdot \text{ГэВ}$ [1]

Рис.4. Сравнение модели с данными по процессу ДД пиона (2), полученными при условиях: $P_{\text{лаб}} = 23$ ГэВ/с, $1 < M_{3\pi}^* < 1,2$ ГэВ [3]

Единственное существенное отличие (7) от (5) заключается в замене амплитуды NA -рассеяния на амплитуду πA -рассеяния. При получении (7) мы для определенности положили, что $M_{\rho A} = M_{\pi A}$, учитывая возможное отклонение от этого равенства коэффициентом $C_{\rho\pi}$. На рис.4 проведено сравнение квадрата амплитуды (7) с данными о t' -распределении в реакции (2), полученными при импульсе 23 ГэВ/с [3]. Параметр β_1 определялся при сравнении с данными, полученными на свинце. Расчеты при разных значениях $C_{\rho\pi}$ показывают, что наиболее предпочтительным является значение $C_{\rho\pi} = 0,7 \pm 0,05$ (сплошная кривая на рис.4). Для иллюстрации на рис.4 приведены результаты расчета при $C_{\rho\pi} = 0,9$ систематически отклоняющиеся от экспериментальных данных.

Полученному результату могут соответствовать две физические реальности: а) $M_{\rho A} \approx M_{\pi A}$, $C_{\rho\pi} \approx 0,7$. Отличие $C_{\rho\pi}$ от единицы объясняется отрицательным вкладом промежуточных неупругих состояний в графиках TI и TK (рис.1, б). Этот вывод близок результату работы [9].

б) $M_{\rho A} \approx 0,4 M_{\pi A}$, $C_{\rho\pi} \approx 1$. Этот вывод нам кажется более предпоч-

тительным, так как он находится в соответствии с работами [15, 16], в которых предсказывалась аномальная малость померонной вершинной функции ρ -мезона при его образовании в процессе ДД $\pi \rightarrow 3\pi$ на ядре.

Подчеркнем также, что в случае реализации возможности а) естественно было бы ожидать малости и для величины $C_{N\pi}$ в противоречии с нашим анализом реакции (1) в п.2 этой работы.

4 Резюмируя и переходя на общепринятый язык, мы утверждаем, что пучок $N\pi$ в реакции (1) рассеивается с "нормальным" сечением в то время как сечение перерасеяния пучка $\rho\pi$ аномально мало. Первое утверждение противоречит стандартному глауберовскому подходу [1 - 6], в то время как второе качественно соответствует. Основное отличие нашего подхода от использованного в [1 - 5] заключается по-видимому в том, что при стандартной обработке, образовавшиеся пучки $N\pi$ и $\rho\pi$ рассеиваются оставаясь тесно связанными, в то время как в рассмотренной модели при рассеянии пучка независимо рассеиваются его составляющие (рис.1).

Авторы благодарны К.Г.Борескову, Б.В.Копелиовичу, А.Б.Кайдалову и И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
5 ноября 1980 г.

Литература

- [1] P.Mühlemann et al. Nucl. Phys., B133, 189, 1977.
- [2] W.Mollet et al. Phys. Rev.Lett., 39, 1646, 1977.
- [3] T.Roberts et al. Phys. Rev., 18, 59, 1978.
- [4] S.Bemporad et al. Nucl. Phys., B33, 397, 1971.
- [5] W.Beusch. Acta Phys. Polonica, 3B, 679, 1972.
- [6] K.Kölbig, B.Margolis. Nucl. Phys., 6, 86, 1968.
- [7] L.Caneschi, A.Schwimmer. Nucl. Phys., B133, 408, 1978.
- [8] H.I.Miettinen, J.Pumplin. Phys. Rev. Lett., 42, 204, 1979.
- [9] А.В.Замолодчиков, Б.В.Копелиович, Л.И.Лapidус, С.В.Мухин. ЖЭТФ, 77, 451, 1979.
- [10] W.Czyż, W.Zielinski. Acta Phys. Pol., B11, 615, 1980.
- [11] S.D.Drell, K.Hida. Phys. Rev.Lett., 7, 199, 1961; R.Deck. Phys. Rev. Lett., 13, 169, 1964.
- [12] Л.А.Пономарев. ЯФ, 27, 1342, 1978.
- [13] Л.А.Пономарев, В.Е.Тарасов. ЯФ, 31, 455, 1980.
- [14] Р.Глаубер. УФН, 103, 641, 1971.
- [15] В.С.Веремьев, Л.А.Пономарев. Письма в ЖЭТФ, 30, 742, 1979.
- [16] В.С.Веремьев, Л.А.Пономарев. ЯФ, 32, 558, 1980.