

С 323.5

19/001-65

V

Λ-932

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2202



А.Л. Любимов

ЗАВИСИМОСТЬ НАКЛОНА
ДИФРАКЦИОННЫХ КРИВЫХ

$p\bar{p}$, $\bar{p}p$, k^+p , k^-p , π^+p
И π^-p - РАССЕЯНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ

псэф. Лисове в ред.
1965, т 2, в 3, с. 125-129.

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

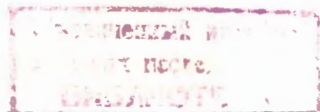
1965

P-2202

А.Л. Любимов

ЗАВИСИМОСТЬ НАКЛОНА
ДИФРАКЦИОННЫХ КРИВЫХ
pp-, $\bar{p}r$ -, k^+r -, k^-r -, π^+r -
И π^-r -РАССЕЯНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ

Направлено в ЖЭТФ



пр. 3431/3

Известно, что начиная с нескольких Гэв до наивысших энергий, достигнутых на ускорителях, в процессах упругого $p p$ - и $k^+ p$ -рассеяния дифракционные пики сжимаются, тогда как для $\pi^+ p$ и $k^- p$ -рассеяния сжатия нет, а для $\bar{p} p$ -рассеяния наблюдается даже расширение дифракционного конуса с ростом энергии^{/1,2/}.

Количественно зависимость наклона дифракционных кривых от энергии обычно описывается с помощью параметра a' , взятого из представления величины дифференциального сечения упругого рассеяния согласно однополюсной модели теории Редже

$$\frac{d\sigma(S, t)}{dt} = \frac{d\sigma(S, 0)}{dt} F(t) e^{2a' \ln s} \quad (1)$$

Соответствующие значения величины a' приведены во втором столбце таблицы. Там же указан интервал импульсов налетающей частицы (в л.с.), для которого произведено определение a' .

Целью настоящей заметки является показать, что, несмотря на отсутствие универсальности поведения наклона дифракционных кривых для перечисленных процессов упругого рассеяния в указанной области энергий, это поведение может быть в пределах экспериментальной точности описано единым образом. Это описание исходит из существования одинакового для всех процессов рассеяния сжатия дифракционного конуса с ростом энергии и учета влияния на форму дифракционной кривой величины полных сечений взаимодействия σ_i .

Величины дифференциальных сечений упругого рассеяния при малых переданных импульсах $t \ll 1 \text{ Гэв}/c^2$ с хорошей степенью точности могут быть аппроксимированы экспонентой^{x/}

^{x/} Для большего интервала изменения t следует учитывать отклонение от экспоненциальной формы, и зависимость аппроксимируется выражением $\frac{d\sigma}{dt} = e^{a_i + b_i t + c_i t^2}$, где $c_i \leq 0,4$ b_i ^{/1,2/}.

$$\frac{d\sigma_i(S,t)}{dt} = e^{a_i(S)+b_i(S)t} \quad (2)$$

где индекс i обозначает любой из перечисленных выше процессов рассеяния ($i = p\bar{p}, \bar{p}p, K^+p, K^-p, \pi^+p, \pi^-p$).

Оказалось возможным зависимость от энергии параметра b_i , определяющего наклон дифракционной кривой, выразить формулой

$$b_i(S) = 2\beta' [\ln S + k_i \sigma_t(S)_i] \quad (3)$$

где k_i — постоянная величина ($k_i > 0$).

Член $2\beta' \ln S$, вид которого заимствован из теории конусов Редже, описывает универсальное сжатие дифракционных кривых, а член $2\beta' k_i \sigma_t(S)_i$ — влияние на наклон этих кривых величин $\sigma_t(S)_i$.

Поскольку S — величина размерная, в формулу (3) должен, вообще говоря, входить еще член вида $-2\beta' \ln S_0$. Но так как в дальнейшем будет рассматриваться только зависимость наклона дифракционной кривой от энергии, этот член, как не зависящий от S , может быть опущен.

Из формул (1), (2) и (3) вытекает связь параметров a' и β' :

$$a' = \beta' \left\{ 1 + \frac{k_i [\sigma_t(S_1)_i - \sigma_t(S_2)_i]}{\ln S_1 - \ln S_2} \right\} \quad (4)$$

Из (4) видно, что если полное сечение не зависит от энергии, то $a' = \beta'$, т.е. в этом случае для всех процессов рассеяния должно быть одинаковое сжатие дифракционных конусов, определяемое параметром β' . Если же в некотором интервале энергий величина полного сечения убывает, т.е. $\sigma_t(S_1)_i > \sigma_t(S_2)_i$ при $S_1 < S_2$, сжатие становится меньше и может даже перейти в расширение.

В рассматриваемом интервале энергий полное сечение взаимодействия наиболее постоянно в процессе K^+p -рассеяния. Поэтому естественно выбрать величину β' равной параметру сжатия для K^+p -рассеяния, т.е. положить $\beta' = 0,5$. Такой выбор согласуется и с данными по $p\bar{p}$ -рассеянию при энергиях выше 10 Гэв, где полное сечение $p\bar{p}$ -взаимодействия тоже становится приблизительно постоянной величиной.

Для каждого значения величины $b_i(S)$, определенного экспериментально для n разных энергий S в работах ^{1/} и ^{2/}, и соответствующих значений $\sigma_t(S)_i$ по формуле (3) вычислялись величины k_i . Эти величины оказались не зависящими от энергии.

Средние значения $\bar{k}_i = \frac{\sum k_i}{n}$ и ошибки $\overline{\Delta k_i} = \frac{\sum (\bar{k}_i - k_i)}{n}$ приведены в 3 столбце таблицы. $\overline{\Delta k_i}$ соответствуют неопределенностям величины $b_i(S)$. Значения a' , рассчитанные по формуле (4), приведены в 4 столбце той же таблицы^{х/}. Как видно из таблицы, вычисленные значения a' передают не только тенденцию поведения дифракционных пиков для разных процессов рассеяния (сужение или расширение), но и количественно достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. При этом следует отметить, что выбор величины β' возможно оптимизировать с целью получения наилучшего согласия со всей совокупностью данных о наклонах дифракционных кривых (большая экспериментальная ошибка в определении параметра a' для K^+p - рассеяния позволяет варьировать β' в довольно широких пределах). Однако поскольку сделанный выбор величины β' позволяет показать применимость формулы (3), в данной работе такая оптимизация не производилась.

Как видно из таблицы, величины k_{pp} и \bar{k}_{pp} практически совпадают. Это означает, что одной константы в формуле (3) достаточно для описания не только поведения наклона дифракционных кривых pp - и $\bar{p}\bar{p}$ -рассеяния в зависимости от энергии, но и различия в наклонах этих кривых для данной энергии (большим полным сечениям $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействия соответствует и более узкий дифракционный пик). Общим значением k_i можно описать также π^+p - и π^-p -рассеяние. Однако величины k_i для K^+p - и K^-p -рассеяния существенно различаются.

Из формулы (4) видно, что с ростом энергии различие в поведении дифракционных кривых для разных процессов рассеяния становится все меньше, и при достаточно больших энергиях должно наблюдаться универсальное сжатие дифракционных конусов. Зная зависимость от энергии полных сечений взаимодействия, можно оценить, предполагая постоянство β' , при каких энергиях поведение дифракционных пиков станет асимптотическим с заданной степенью точности.

Возможность описания экспериментальных данных соотношением, подобным формуле (4), означает справедливость предсказаний полюсной модели теории комплексных угловых моментов об асимптотическом поведении дифракционных конусов.

Благодарю В.Н. Грибова за дискуссию и М. Белякову и М. Выренкову за помощь в численных расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. K.I.Foley, S.I.Lindenbaum et al. Phys. Rev. Lett., 11, 425 (1963).
2. K.I.Foley, S.I.Lindenbaum et al. Phys. Rev. Lett., 11, 503 (1963).

^{х/} Величины $\sigma_i(S)$ для соответствующих энергий использовались те же, что в работах [1,2]. Кроме того, были использованы значения $(\sigma_i)_{K^-p}$ для 12 и 16 Гэв/с и $(\sigma_i)_{\bar{p}p}$ для 16 Гэв/с из работы [4].

3. S.I.Lindenbaum. XII международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.

4. Т.Ф.Кусиа. XII международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июня 1965 г.

Т а б л и ц а

Процесс	α' экс. (с/Гэв) ² из ф-лы (1), интервал импульсов (Гэв/с)	$\frac{1}{k_i}$ (мб ⁻¹)	α' расчетное из ф-лы (4), интервал импульсов (Гэв/с)
1	2	3	4
$p p \rightarrow p p$	$0,885 \pm 0,051^{/3/}$ (7 - 25) $0,378 \pm 0,193^{/3/}$ (15 - 25)	$0,169 \pm 0,004$	0,5 (10 - 25)
$\bar{p} p \rightarrow \bar{p} p$	$-0,914 \pm 0,376^{/3/}$ (7 - 16)	$0,173 \pm 0,003$	-0,8 (7 - 16)
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	$0,103 \pm 0,074^{/1/}$ (7 - 17)	$0,232 \pm 0,005$	0,2 (7 - 17)
$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	$0,081 \pm 0,073^{/1/}$ (7 - 19)	$0,247 \pm 0,012$	0,1 (7 - 19)
$K^+ p \rightarrow K^+ p$	$0,50 \pm 0,16^{/2/}$ (7 - 15)	$0,193 \pm 0,009$	0,5 (7 - 15)
$K^- p \rightarrow K^- p$	$-0,172 \pm 0,417^{/3/}$ (7 - 16)	$0,305 \pm 0,004$	-0,2 (7 - 16)