

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ И "ТОНКАЯ СТРУКТУРА" ДИФРАКЦИОННОГО КОНУСА

Н.И.Старков, В.А.Царев

Показано, что периферические вклады неупругих дифракционных процессов приводят к появлению в сечении упругого рассеяния крупно- и мелкомасштабной периодической структуры по t . Проявлением этой структуры в p - p -рассеянии является "излом" при $t \approx -0,15(\Gamma_{эв}/c)^2$, крупномасштабные осцилляции, обнаруженные при больших t ($1 \lesssim \sqrt{|t|} \lesssim 4 \Gamma_{эв}/c$) и мелкомасштабные осцилляции, найденные в области малых t ($\lesssim 0,4(\Gamma_{эв}/c)^2$).

В настоящей работе мы показываем, что три особенности, обнаруженные в сечении упругого p - p -рассеяния: "излом" при $t \approx -0,15(\Gamma_{эв}/c)^2$ [1], мелкомасштабные осцилляции с периодом $\Delta t \approx 0,1 - 0,3(\Gamma_{эв}/c)^2$, выделенные из данных при $0,1 \lesssim |t| \lesssim 0,4(\Gamma_{эв}/c)^2$ [2] и крупномасштабные осцилляции с $\Delta t \approx 1,5 + 2(\Gamma_{эв}/c)^2$, найденные при $1 \lesssim |t| \lesssim 4(\Gamma_{эв}/c)^2$ [3] могут быть объяснены как проявление одного и того же механизма, связанного с дифракционной диссоциацией. Здесь мы ограничимся простым полуколичественным рассмотрени-

ем, которое тем не менее, позволит без введения каких бы то ни было свободных параметров получить разумное количественное описание всех указанных эффектов. Более детальное обсуждение будет дано в последующей статье. Предлагаемая модель близка по духу к модели Хейни и др. [4], предложенной для объяснения "излома". Существенное отличие состоит в том, что мы используем более реалистическое описание дифракционной диссоциации и кроме "излома" рассматриваем осцилляторные эффекты.

Мы будем пренебрегать возможными малыми вкладами спин-флиповых эффектов и реальной частью амплитуды упругого рассеяния T_{el} . Тогда из s -канальной унитарности в представлении прицельного параметра

$$T_{el}(\rho) = 2i(1 - \sqrt{1 - G(\rho)}), \quad (1)$$

где $G(\rho) \equiv \sum_n |T_n(\rho)|^2$ — неупругая функция перекрытия, учитывающая вклады всех неупругих процессов. Представим G в виде суммы $G_0 + \Delta G$, где G_0 по предположению имеет центральный характер и ответственна за основную часть упругого пика, включая структуру при $t \approx -1,4(\Gamma_{\pi} v/c)^2$. ΔG учитывает вклад неупругих дифракционных процессов. Для вычисления ΔG используем периферическую модель с поглощением [5], хорошо описывающую все основные свойства дифракционной диссоциации при малых t . Рассмотрим вначале возбуждение нуклона в состоянии с малой массой. Основной вклад здесь дают переходы $N \rightarrow N + \pi$ с малым изменением s -канальной спиральности $\Delta\lambda \equiv \lambda_{N+\pi} - \lambda_N$. В обозначениях работы [5] амплитуда диссоциации с $\Delta\lambda = 0$ имеет вид

$$T_d(\rho) = \frac{iA}{2} \left\{ \frac{\exp\left[\frac{-\rho^2}{2(B+B_1)}\right]}{B+B_1} - \frac{\sigma b(B+B_1) \exp\left[-\frac{\rho^2(B+B_1+b)}{2b(B+b)}\right]}{4\pi(B+B_1+b)^2} \right\}$$

или в t -представлении (2)

$$T_d(t) = iA \left\{ \exp\left[\frac{(B+B_1)t}{2}\right] - \frac{\sigma \exp\left[\frac{(B+B_1)bt}{2(B+B_1+b)}\right]}{4\pi(B+B_1+b)} \right\} \quad (3)$$

Здесь σ — полное сечение pp -взаимодействия; b , B и B_1 — параметры наклона сечений NN - и πN -рассеяния и функции, описывающей вершину и пропагатор испущенного π -мезона. Как и в [5] положим $b \approx B \approx B_1 = 10(\Gamma_{\pi} v/c)^2$ и $\sigma \approx 40$ Мбн. Выражение (3) исчезает при $t \approx -0,2(\Gamma_{\pi} v/c)^2$, приводя к минимуму, обнаруженному недавно в сечении реакции $pp \rightarrow \pi^+ nr$ [6]. Из (2) видно, что $T_d(\rho)$ имеет периферический профиль — "кольцо" с радиусом $R \sim 1 \phi$. Учитывая, что при $\rho \gg 1 \phi$ $G(\rho) \ll 1$, можно приб-

лиженно записать (1) в виде $T_{el} \approx T_0 + \Delta G$, где из (2)

$$\Delta G(t) = i \frac{A^2}{2} \left\{ \frac{\exp \left[\frac{t(B+B_1)}{4} \right]}{B+B_1} + \frac{\sigma^2 \exp \left[\frac{tb(B+B_1)}{4(B+B_1+b)} \right]}{16\pi^2 b(B+B_1)(B+B_1+b)} - \frac{\sigma \exp \left[\frac{tb(B+B_1)}{2(B+B_1+b)} \right]}{\pi(B+B_1)(B+B_1+2b)} \right\}. \quad (4)$$

Как и следовало ожидать из (1), $\Delta G(t)$ имеет бесселеобразное поведение

$$\Delta G(t) \sim i f(t) J_0(R\sqrt{-t}) \quad (5)$$

с $R \sim 1 \phi$ (см. рис. 1). Дифференциальное сечение упругого рассеяния можно выразить через T_0 и ΔG в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = (|T_0|^2 + 2T_0^* \Delta G) + |\Delta G|^2. \quad (6)$$

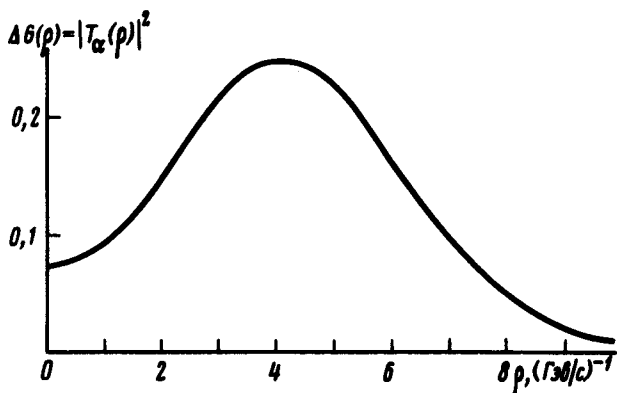


Рис. 1. Профиль $\Delta G(\rho) \equiv |T_\alpha(\rho)|^2$ в представлении прицельного параметра

Полагая, что при малых $|t|$ $T_0(t)$ может быть описана простой экспонентой или функцией $\exp(B_0 t) J_1(R_1 \sqrt{-t}) / R_1 \sqrt{-t}$, возникающей во многих геометрических моделях, и учитывая (4), немедленно видим, что выражение, стоящее в (6) в скобках, описывает дифракционный пик, с изломом от члена $2T_0^* \Delta G$. В то же время квадратичный член $|\Delta G|^2$ дает по отношению к усредненному значению сечения мелко-масштабные осцилляции (рис. 3). Можно ожидать, что эффект "кольца" должен проявляться и при больших $|t|$. Продолжая (5) в область больших $|t|$, получим крупномасштабные осцилляции с периодом $\Delta\sqrt{|t|} \sim \sim 1,5 (\Gamma\text{эв}/\text{с})$, подобные тем, которые были обнаружены недавно [3] и мелко-масштабные с $\Delta t \sim 0,7 (\Gamma\text{эв}/\text{с})^2$.

Чтобы получить "излом" порядка экспериментально наблюдаемого, необходимо иметь $A^2 \sim 200$. При этом осцилляции в сечении от $|\Delta G|^2$ будут находиться на уровне нескольких процентов, а прирост наклона в "изломе" составит $\sim \frac{\Delta G(0)}{T_0(0)} R^2 \sim 2(\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$. Как показывают оценки,

для получения такого значения A^2 требуется учитывать вклад возбуждений нуклона вплоть до довольно больших масс ($> 5 \Gamma_{\text{эв}}$) в предположении, что при этом периферичность профиля сохраняется для различных вкладов. Модель [5] действительно приводит к практически универсальному поведению $\Delta G_{\Delta\lambda} (\Delta\lambda \neq 0)$, соответствующему кольцу с $R \sim 1 \phi$. На рис. 2 это иллюстрируется поведением $\Delta G_{\Delta\lambda=1}(t)$.

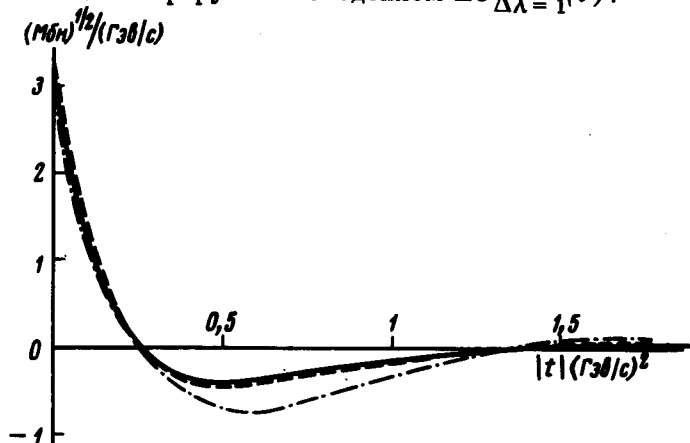


Рис. 2. Вклад в амплитуду упругого p-p-рассеяния от дифракционной диссоциации: — $\Delta G(t)$ согласно формуле (3), - - - $3,1 \exp(1,7t) J_0(4,7\sqrt{-t})$, - · - · $\Delta G_{\Delta\lambda=1}(t)$ (масштаб произвольный)

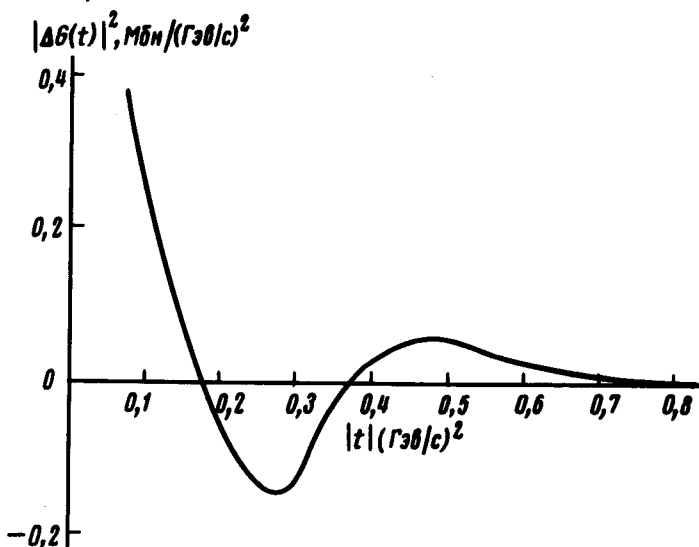


Рис. 3. Вклад $|\Delta G(t)|^2$ дает "тонкую структуру" конуса по отношению к усредненному поведению. Усреднение проведено по интервалу $0,1 \leq |t| \leq 0,4 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$

Мы здесь не обсуждаем целого ряда важных вопросов, таких как s -зависимость амплитуд, самосогласованность рассмотренной модели померона и т. п. Это будет сделано позже. Здесь ограничимся лишь одним замечанием. Производя преобразование Меллина, можно найти t -канальную парциальную волну, соответствующую рассмотренной амплитуде. Можно показать, что для широкого класса типов s -зависимости $R(s)$ вкладу ΔG соответствуют комплексные сингулярности. Например, для простейшего случая $R(s) = R_0 \ln s$ получим пару комплексно-сопряженных точек ветвления при $\alpha_{\pm}(t) = \alpha_R(t) \pm iR_0 \sqrt{-t}$. Таким образом (отвлекаясь от несущественных деталей) мы приходим к картине померона, предложенной в [2], где мелкомасштабная структура связывалась с комплексными компонентами померона.

Очевидно, что рассмотренный выше механизм должен проявляться и в других процессах упругого рассеяния, а также в неупругих реакциях.

Авторы благодарны Ю.М.Антипову, А.М.Балдину, С.П.Денисову и Е.Л.Фейнбергу за полезные обсуждения.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 февраля 1976 г.

Литература

- [1] V.Amaldi et al. Phys. Lett., 36B, 504, 1971; G.Barbellini et al. Phys. Lett., 39B, 663, 1972.
- [2] V.Tsarev. FNAL Pub-74-17 (January 1974).
- [3] B.Schrempp, F.Schrempp. Phys. Lett., 55B, 303, 1975.
- [4] F.S.Henyey, R.H.Tuan, G.L.Kane. Nucl. Phys., B70, 445, 1974.
- [5] V.Tsarev. Phys. Rev., 11D, 1864, 1975; 11D, 1875, 1975.
- [6] Nagy et al. CERN report submitted to the 17-th International Conference on High Energy Physics, London, July 1974.