

СОКРАЩЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО КОНУСА В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ДЕЙТОНЕ И ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Я.И.Азимов, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин,
М.И.Стрикман, В.А.Хозе

Показано, что рост глауберовской поправки с энергией вызывает быстрое сокращение дифракционного конуса (т. е. увеличение эффективного значения $\alpha'_{\text{эф}}$). Измерение $\alpha'_{\text{эф}}$ на дейтоне (легких ядрах) позволяет определить скорость роста поправки на экранирование с энергией и величину трехмерной вершины в области очень малых переданных импульсов $|t| < 0,2 \text{ Гэв}^2$.

Недавно было обнаружено [1], что сокращение дифракционного конуса в упругом pd -рассеянии в диапазоне энергий $50 - 400 \text{ Гэв}/c$ в два раза больше, чем в pp -рассеянии. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на то, что: а) сравнительно небольшой рост глауберовской поправки с энергией приводит к резкому увеличению скорости сокращения дифракционного конуса (т. е. эффективного значения $\alpha'_{\text{эф}}$) на дейтоне и ядрах; б) величина $\alpha'_{\text{эф}}$ на дейтоне при высоких энергиях ($> 200 \text{ Гэв}/c$) дает непосредственную информацию о трехмерной вершине $G_{3D}(t)$ при малых переданных импульсах $|t|$, точнее, об интеграле $\int G_{3D}(t) S(4t) dt$, где $S(t)$ – формфактор дейтона ($S(t) = G_{ed}(t) / G_{ep}(t)$; G_{ed} , G_{ep} – формфакторы, измеряемые в рассеянии электронов на дейтоне и протоне).

1. Проанализируем амплитуду pd -рассеяния

$$A_{pd}(t) = S(t) [A_{pp}(t) + A_{pn}(t)] + A_G(s, t). \quad (1)$$

(Здесь: A_G – амплитуда, соответствующая глауберовской поправке, s – квадрат полной энергии двух нуклонов).

Поскольку при высоких энергиях реальные части амплитуд малы и, как показано в работе [1], не могут заметно влиять на интересующий нас эффект, мы рассмотрим только мнимую часть A_{pd} и положим

$$A_{pp} = A_{pn} = i\sigma_{pp} \exp(bt/2); \quad (b = b_0 + 2\alpha' \ln s), \quad A_G = -i\sigma \Delta e^{ht}; \quad (2)$$

$$(h = h_0 + h' \ln s).$$

Тогда наклон дифракционного конуса B имеет вид

$$B = \frac{2\partial \ln(A_{pd}(t))}{\partial t} = \frac{(2R^2 + b)S(t) - h \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{pp}} \exp(ht - bt/2)}{S(t) - \frac{\Delta\sigma}{2\sigma_{pp}} \exp(ht - bt/2)}, \quad (3)$$

где радиус дейтона $R^2 = \partial(\ln S(t))/\partial t$. Сокращение конуса с энергией (B') равно

$$B' = 2\alpha'_{\text{эф}} = \frac{2\alpha' S(t) - h'(\Delta\sigma/\sigma_{pp}) \exp(ht - bt/2) - h \frac{\partial}{\partial \ln s} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{pp}} \exp(ht - bt/2) \right)}{S(t) - \frac{\Delta\sigma}{2\sigma_{pp}} \exp(ht - bt/2)} + \frac{(2R^2 + b)S(t) - h(\Delta\sigma/\sigma_{pp}) \exp(ht - bt/2)}{\left[S(t) - \frac{\Delta\sigma}{2\sigma_{pp}} \exp(ht - bt/2) \right]^2} \frac{\partial}{\partial \ln s} \left(\frac{\Delta\sigma(s)}{2\sigma_{pp}(s)} \exp(ht - bt/2) \right) \quad (4)$$

и определяется, в основном, двумя факторами: сокращением конуса в нуклон-нуклонном рассеянии (α') и изменением относительной величины глауберовской поправки. Даже небольшое изменение этой величины оказывается очень существенным, так как производная $\frac{\partial}{\partial \ln s} \left(\frac{\Delta\sigma}{2\sigma_{pp}} \exp(ht - bt/2) \right)$ умножается на большой радиус дейтона $-R^2$ во втором слагаемом выражении (4). Поскольку сама глауберовская поправка мала, то зависимость амплитуды $A_G(t)$ от переданного импульса t почти не влияет на скорость сокращения конуса B' (в формуле (4) наклон $h(h')$ умножается на отношение $\Delta\sigma/2\sigma_{pp} \leq 0,05$). Поэтому для амплитуды A_G можно использовать простую параметризацию (2).

Пренебрегая в области малых $|t| < 0,1 \text{ Гэв}^2$ t -зависимостью A_G , получим:

$$B'(t) = \frac{2\alpha' S(t)}{S(t) - \Delta\sigma/2\sigma_{pp}} + \frac{(2R^2 + b)S(t)}{[S(t) - \Delta\sigma/2\sigma_{pp}]^2} \frac{\partial}{\partial \ln s} \left(\frac{\Delta\sigma}{2\sigma_{pp}} \exp(ht - bt/2) \right). \quad (5)$$

Характерным свойством формул (4), (5) является более быстрое сокращение конуса (B') при больших переданных импульсах $|t|$, что вызвано уменьшением знаменателей $(S(t) - \Delta\sigma/2\sigma_{pp})^2$ ¹⁾. Например, уже при $|t| = 0,07 \text{ Гэв}^2$ второе слагаемое в (5) возрастает в 2,8 раза. В результате для объяснения наблюдаемой на опыте разницы между величиной B' ($B' = 0,94 \text{ Гэв}^{-2}$ по интервалу $0,013 < |t| < 0,14 \text{ Гэв}^2$) [1] и $2\alpha' = 0,56 \text{ Гэв}^{-2}$ [2] достаточно, чтобы поправка $\Delta\sigma$ росла на $0,25 \text{ мбн}$ при изменении $\ln s$ на единицу.

Подчеркнем, что изменение зависимости B' от интервала t позволило бы проверить формулы (4), (5) и дало бы возможность определить величину

$$\frac{\partial}{\partial \ln s} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{pp} + \sigma_{pn}} \right).$$

¹⁾Здесь мы рассматриваем область не слишком больших $|t|$, когда $S(t) - \Delta\sigma/2\sigma_{pp} > 0$.

2. Следует отметить, что сами авторы работы [1] обсуждали влияние энергетической зависимости глауберовской поправки $\Delta\sigma$ на величину B' . Однако пришли к выводу, что возможный рост $\Delta\sigma$ лишь незначительно (в пределах $\pm 0,1 \text{ Гэв}^{-2}$) меняет B' . Такой вывод объясняется тем, что в работе [1] использовалась конкретная параметризация амплитуды $A_G = -is(\Delta\sigma_{el} + \delta \ln s)$, где коэффициент δ был слишком мал.

Если предположить, что согласно гипотезе обменного вырождения $\sigma_{pp} = \sigma_{pn}$ ¹⁾, то данные по полным pp - и pd -сечениям [3] свидетельствуют, как видно из рисунка, о весьма быстром росте глауберовской поправки ($\partial(\Delta\sigma_{pd})/\partial \ln s \approx 0,4 \text{ мбн}$). Такой рост $\Delta\sigma_{pd}$ позволяет легко объяснить наблюдаемое на опыте [1] сокращение конуса в pd -рассеянии.



3. Коротко обсудим вопрос, чем вызван рост $\Delta\sigma$. Поправка на экранирование $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{el} + \Delta\sigma_{in}$ складывается из двух частей: упругой — $\Delta\sigma_{el}$, и неупругой — $\Delta\sigma_{in}$. Упругая поправка в pd -рассеянии [5]

$$\Delta\sigma_d = \frac{\sigma_{pp}\sigma_{pn}}{8\pi} \int S(4t) \exp(bt) dt \quad (6)$$

в области $50 - 280 \text{ Гэв}/c$ растет довольно медленно, так как сечение pp -взаимодействия при изменении энергии от 50 до $280 \text{ Гэв}/c$ увеличивается лишь на 3% . Это изменение pp (pn)-сечений приводит к росту $\Delta\sigma_{el}$ примерно на $0,08 \text{ мбн}$.

Рост неупругой поправки [7] при высоких энергиях (как показано в работе [6], уже начиная с $200 \text{ Гэв}/c$) целиком определяется величиной трехмерной вершины $G_{3P}(t)$, которую можно найти, зная инклюзивные спектры в трехмерной области

$$\Delta\sigma_{in}^{3P} = 2\pi \int G_{3P}(t) S(4t) dt \frac{dx}{1-x} = 2 \int \frac{d\sigma^{3P}}{dt dM^2} S(4t) dt dM^2. \quad (7)$$

Если воспользоваться параметризацией [8], то

$$\Delta\sigma_{in}^{3P} = \text{const} + \ln s \cdot 0,13 \text{ мбн}. \quad (8)$$

¹⁾ Равенство $\sigma_{pp} = \sigma_{pn}$ не противоречит работе [4].

Еще некоторый рост $\Delta\sigma_{in}$ возникает в области меньших энергий (50 – 150 Гэв/с) за счет непомеронных вкладов, например, за счет вымирания $\pi\pi R$ вклада, имеющего отрицательный знак. В результате изменение полной неупругой поправки в интересующем нас интервале достигает

$$\delta = \frac{\partial(\Delta\sigma_{in})}{\partial \ln s} \approx 0,2 \text{ мбн}, \text{ что неплохо согласуется с данными по сокращению конуса в } pd\text{-рассеянии [1].}$$

4. Аналогичный эффект (быстрое сокращение конуса) должен наблюдаться и на легких ядрах, например, на He^4 [9]. Однако на He^4 значение B' окажется значительно большим. Действительно, в области малых $|t|$, где трехкратные перерассеяния еще не существенны (при $|t| < 0,1 \text{ Гэв}^2$ поправка, связанная с двухкратным упругим перерассеянием в амплитуде, составляет $\approx 0,23/S_{\text{He}}(t)$, а с трехкратным – менее $0,04/S_{\text{He}}(t)$)

справедлива формула (5) с заменой: $S_d(t)$ на $S_{\text{He}}(t)$, R_d^2 на R_{He}^2 и $\Delta\sigma/2\sigma_{pp}$ на $\Delta\sigma_{\text{He}}/4\sigma_{pp}$. А так как на He^4 величина двухкратного экранирования резко возрастает (на дейтоне $\Delta\sigma \propto C_2^2/4R_d^2$, а на He^4 $\Delta\sigma \propto C_4^2/8/3R_{\text{He}}^2$), то второе слагаемое в (5) увеличивается более чем в 4,5 раза, и мы ожидаем в $p\text{He}^4$ -рассеянии в области энергий 50 – 300 Гэв/с $B'(0) \approx 1,35 \text{ Гэв}^{-2}$, $B'(|t| = 0,07 \text{ Гэв}^2) \approx 2,8 \text{ Гэв}^{-2}$.

5. Сформулируем основные выводы. а) Измерение сокращения конуса B' в pd -рассеянии позволяет судить о скорости роста глауберовской поправки с энергией (формула (5)). При этом важно проверить, что с увеличением среднего значения $\langle |t| \rangle$ (для интервала измерения B') B' растет. Такой рост B' был бы подтверждением того факта, что большее значение B' действительно связано с ростом поправки на экранирование, а не с какими-то странными свойствами pn -взаимодействия. б) Поскольку величина упругого экранирования $\Delta\sigma_{el}$ легко вычисляется¹⁾ (см. (6)), то, зная B' можно определить величину трехпомеронной вершины²⁾ в области очень малых переданных импульсов. Это вызвано тем, что существенные в интеграле (7) значения $|t|$ определяются формфактором дейтона и не превышают $|t| \approx 1/(4R_d^2) < 0,02 \text{ Гэв}^2$.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова

Поступила в редакцию
8 декабря 1975 г.

¹⁾ При высоких энергиях ($s > 600 \text{ Гэв}^2$) упругая поправка также начинает довольно быстро расти из-за роста полных pp (pn)-сечений.

²⁾ Поскольку при современных энергиях инклюзивные спектры в трехрежеонной области описываются вкладами полюсов с $a_p(0) = 1$ и $a_R(0) < 1$, то остальные трехрежеонные вершины (кроме G_{3p}) не приводят к росту $\Delta\sigma_{in}$. Влияние многопомеронных разрезов или $a_p(0) \neq 1$ мало изменяет $\partial(\Delta\sigma_{in})/\partial \ln s$, и подробно будет рассмотрено в работе [6].

Литература

- [1] Y.Akimov et al. Preprint FNAL-PUB-75/27 – EXP, 7100,186 August, 1975 .
 - [2] V.Bartenev et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1088, 1973.
 - [3] A.S.Carroll et al. Preprint FNAL-PUB-75/51-EXP 7100,186. June, 1975 .
 - [4] К.Г.Боресков, А.М.Липидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, 14, 814, 1971.
 - [5] R.J.Glauber. Phys. Rev., 100, 242, 1955.
 - [6] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, М.И.Стрикман, В.А.Хозе. Препринт ЛИЯФ.
 - [7] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 88, 892, 1968.
 - [8] R.D.Field, G.C.Fox. Nucl. Phys., B80, 367, 1974.
 - [9] Е.М.Левин, М.И.Стрикман. ЯФ, 23, 1976 (в печати).
-