

УДК 539.12

**ФОРМИРОВАНИЕ ТЕНИ В ДИФРАКЦИОННОМ РАССЕЙНИИ АДРОНОВ ПО  
МЕХАНИЗМУ ГЛЮОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ****Н.В. Бондаренко**ИТФ ННЦ ХФТИ, ул. Академическая 1, Харьков 61108, Украина  
Поступила в редакцию 7 февраля 2008 г.

Рассматривается описание дифракционной части адрон-адронных столкновений при моделировании неупругих процессов через глюонное излучение при фрагментации. Подобный механизм не существует на уровне диаграмм рассеяния отдельных кварков. Рост сечений с энергией и сужение дифракционного пика в данной модели возникают без помощи реджевских траекторий.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** фрагментация, глюонное излучение, дифракция, рост сечений, унитарность, сужение пика

Упругое рассеяние адронов является простейшим типом событий на адрон-адронных коллайдерах, и в то же время оно является взаимосвязанным со всеми другими возможными реакциями, поэтому за частую описание упругого рассеяния рассматривается как отправной пункт в изучении адрон-адронных взаимодействий.

Существуют экспериментальные свидетельства ( $\sigma_{el} < \sigma_{inel}$ ,  $|\operatorname{Re} A(q=0)| < |\operatorname{Im} A(q=0)|$ ), что упругое рассеяние адронов при высокой энергии происходит не из-за набора вещественных фаз после прохождения частиц через потенциальные поля друг друга, а из-за образования «тени» от перехода в неупругие каналы (состояния с другим составом частиц). Поскольку детали тени могут быть не очень важными для конечного результата дифракции, приблизительный расчет ее формы кажется довольно простым путем описания дифракционного рассеяния адронов. Единственной проблемой при этом является нахождение действительно адекватного механизма описания неупругих процессов, учитывая что число рождающихся частиц типично велико (несколько десятков), и их распределение имеет определенную специфику.

Базовые свойства распределения частиц во множественном рождении таковы. Традиционно различаются две кинематические области: фрагментации (в с. ц. м. – большие импульсы в направлении одного из встречных пучков) и центральная (конечные импульсы в с. ц. м.). Теоретически возможно, что для их заполнения могут работать разные механизмы (во фрагментационной области – распадный, в центральной – периферическое рождение, как в методе эквивалентных фотонов); однако, эксперимент показал, что распределение рожденных частиц представляет единый континуум. Хорошо выполняющимся является закон предельной фрагментации для обоих пучков, но при этом, вообще говоря, не существует конечной корреляционной длины. В центральной области нет универсальности распределения (Фейнмановского скейлинга), во всяком случае, зависимость от энергии не пропадает. Обнаруженные корреляции включают следующие:

- азимутальные корреляции [1];
- корреляции по быстротам, в основном положительные (т. е. обусловленные не балансом импульса) [1];
- корреляция множественности вперед-назад (приблизительно линейная) [2];
- чем выше  $\langle p_{\perp} \rangle$ , тем выше множественность [3,4].

Теоретические подходы, привлекаемые для описания дифракционного рассеяния и множественного рождения, можно классифицировать по 3-м основным типам:

- I. Реджевские [5] и, после переформулировки их на языке кварк-глюонных цепочек (каскадов), мультипериферические [6-8].
- II. Фрагментационные [9,10] и, после переформулировки их на языке кварк-кваркового рассеяния, полужесткие [11-14].
- III. Представляющие множественное рождение частиц как тормозное излучение (Фейнман, [15]).

Также, существует концепция образования термализованных систем (файрболов) [16], которую можно включать в разном виде как в мультипериферические, так и в полужесткие модели.

Хотя механизмы в перечисленных подходах сильно различаются, все они (по крайней мере, мультипериферические и полужесткие) претендуют на то, что могут описывать основные феноменологические зависимости. Можно заметить, что мультипериферические модели шире применяются [18,2] и их соответствие с экспериментом лучше изучено. Некоторые феноменологические затруднения у них все же есть [5]. Также, недостатком можно считать плохую предсказательную силу на микроскопическом уровне для  $d\sigma/dq^2$ , хотя ввести эмпирические формфакторы не составляет проблемы.

По поводу используемых моделей хотелось бы сделать несколько замечаний. Рождение пар является процессом более высокого порядка по сравнению с тормозным излучением, даже в КХД с ее не очень малой константой связи. Этой точки зрения придерживается Фейнмановская модель, но не всегда мультипериферическая; в полужестких же во главу угла ставится рассеяние, а не излучение, хотя сечение рассеяния на большие углы мало, а при рассеянии на малые углы остается когерентность с начальным пучком. Но описывая излучение следует учитывать, что:

- Для нахождения убыли исходной фоковой компоненты благодаря неупругим процессам не нужно рассматривать каскадное излучение – один излученный квант уже обеспечивает выход из начального пучка, и дальнейшая судьба этой компоненты для начального пучка не имеет значения, если поглощением излучения действительно можно пренебречь. Единственная причина, по которой учитывать каскадное излучение может оказаться нужным – это диффузия по прицельным параметрам. Но последовательный расчет последнего эффекта должен производиться в терминах волновых функций начальных состояний, которые должны вычисляться вне теории возмущений, и с учетом перепоглощения излучения.
- Калибровочный произвол не позволяет объективно решить, откуда испускается излучение. Только сумма амплитуд испускания с начальных и конечных кварковых и промежуточных глюонных линий калибровочно инвариантна. В двухкварковых столкновениях и тормозном излучении в низшем порядке эта проблема решается с помощью специального выбора калибровки, но в случае когда участвуют несколько партонов в начальном состоянии, и в высших порядках теории возмущений, это сделать невозможно. Это препятствует суммированию лидирующих подпоследовательностей теории возмущений по индукции.
- Коллективное излучение может вообще сильно отличаться от рассчитываемого на уровне однокварковых диаграмм, и даже не по такой простой причине как потребность в формфакторах, а потому, что может сказываться термализация. Последняя может иметь место если излучение мягкое,  $\omega \ll E$ , и происходит за большее время, чем рассеяние коллинеарных партонов друг на друге.

Цель настоящей работы – попытка рассчитать теневой профиль упругого рассеяния, основываясь только на механизме коллективного глюонного излучения при фрагментации, анализ свойств такой модели.

### МОДЕЛЬ

Как отмечалось во введении, для выбывания из состояния когерентности с начальным пучком адрону достаточно совершить однократное тормозное излучение. Вероятность излучения максимальна при  $\omega \ll E$ , т. к. сечение  $\sim d\omega/\omega$ . При малых  $\omega$  тормозное излучение подчиняется факторизационной теореме

$$d\sigma_{rad} = d\sigma_{scat} I_{rad} \frac{d\omega}{\omega}. \quad (1)$$

Теорема справедлива в том числе и для составных сталкивающихся и излучающих систем. Однако для составных систем ситуация с  $d\sigma_{scat}$  осложняется взаимодействием в конечном состоянии. С его учетом, в условиях Лоренцевского сокращения, для  $d\sigma_{scat}$  может иметь место своя теорема о факторизации:

$$d\sigma_{scat} = d\sigma_{exit} W_{dec}, \quad (2)$$

где оба фактора – сечение возбуждения  $d\sigma_{exit}$  и вероятность распада  $W_{dec}$  – не зависят от энергии столкновения  $E$ , что находится в соответствии со свойством предельной фрагментации.

В условиях когда число конститuentов во взаимодействующих системах значительно (в протоне имеется 3 валентных кварка, плюс может быть 2-3 энергичных глюона), возрастает роль характеристик, усредненных по начальным состояниям (волновым функциям). Таковыми являются средний вектор обмена импульсом, а также средняя переданная энергия возбуждения, или средний квадрат импульса, переданного каждому из конститuentов относительно центра масс содержащего его адрона. Для последующего глюонного излучения наиболее важен именно средний переданный квадрат  $\langle q^2 \rangle$ , поскольку он связан с большим числом внутренних степеней свободы, каждая из которых способна излучать с равной мощностью. Наконец, сделаем ключевое предположение, что  $\langle q^2 \rangle$  является, по большому счету, функцией лишь прицельного параметра в столкновении:

$$\langle q^2 \rangle \approx \langle q^2 \rangle(b). \quad (3)$$

Подчеркнем, что это предположение основывается на статистическом усреднении, а не, скажем, на квазиклассическом приближении стационарной фазы, которое, конечно, нельзя использовать в условиях дифракции, когда  $qb \sim 1$ . Через  $\langle q^2 \rangle$ , функциями прицельного параметра становятся  $d\sigma_{scat}$  и  $I_{rad}$ .

Конкретизация представлений о выделенных выше физических факторах  $d\sigma_{exit}$ ,  $W_{dec}$ ,  $I_{rad}$  не тривиальна. Однако, на начальном этапе для них можно привлечь модели, развитые ранее в разрозненных контекстах.

$d\sigma_{exit}(b)$  и  $\langle q^2 \rangle(b)$  должны моделироваться в духе модели Чу-Янга [10] и полужестких моделей, только рассеяние партонов должно рассматриваться как нелокальное (хотя в условиях взаимодействия глюонных полей между собой это задача не из легких).

$W_{dec}(\langle q^2 \rangle(b))$  можно трактовать в духе подхода Хагедорна [16], хотя до идеальной термализации, безусловно, может быть далеко.

$I_{rad}(\langle q^2 \rangle(b))$  можно представить как сумму классических интенсивностей излучения [17] от  $N$  партонов:

$$I_{rad}(\langle q^2 \rangle(b)) = N \frac{N_c \alpha_s}{\pi^2} \left[ \frac{2\eta + 1}{\sqrt{\eta(\eta + 1)}} \ln(\sqrt{\eta} + \sqrt{\eta + 1}) - 1 \right], \quad \eta = \frac{\langle q^2 \rangle}{4m_{part}^2}. \quad (4)$$

Мы не будем здесь реализовывать какую-либо определенную модель. Проверить адекватность модели по соответствию с экспериментальными данными только упругого рассеяния невозможно, т. к., во-первых, они ограничивают лишь произведение всех факторов  $d\sigma_{exit}$ ,  $W_{dec}$ ,  $I_{rad}$ , а во-вторых, даже это произведение оказывается ограниченным довольно слабо (см. комментарий в следующей главе). Множественное же рождение мы рассмотрим в другом месте.

Теперь соберем все ингредиенты воедино. Интегрирование по частоте излучения  $\omega$ , с логарифмической точностью, должно производиться в пределах от масштаба адронизации  $\sim 1\text{Гэв}$  до энергии столкновения  $E$ :

$$\int \frac{d\omega}{\omega} \approx \ln \frac{E}{1\text{Гэв}}. \quad (5)$$

Таким образом, с ростом энергии вероятность излучения неограниченно растет. Соответствующей формулой, тем не менее, можно пользоваться если провести экспоненцирование – так же, как это делается для рассеяния в полужестких моделях [12-14]. Рецепт сводится к тому, что в формуле для дифференциального сечения упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma_{el}}{d^2q} = \frac{1}{(2\pi)^2} \left| \int d^2b e^{iqb} [S_{el}(b) - 1] \right|^2 = \left| \int_0^\infty db b J_0(qb) [S_{el}(b) - 1] \right|^2 \quad (6)$$

мы должны использовать S-матричный элемент упругого рассеяния в представлении прицельных параметров, удовлетворяющий соотношению (ниже энергия – в Гэв)

$$|S_{el}(b)|^2 = \exp\left(-\frac{d\sigma_{scat}}{d^2b} I_{rad}(b) \ln E\right). \quad (7)$$

Если использовать информацию, что S-матричный элемент в основном вещественный (более привычный в диаграммной технике T-матричный элемент – мнимый), то из (7) можно извлечь  $S_{el}(b)$  и подставить в (6):

$$\frac{d\sigma_{el}}{d^2q} \approx \left| \int_0^\infty db b J_0(qb) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{d\sigma_{scat}}{d^2b} I_{rad}(b) \ln E\right) \right] \right|^2. \quad (8)$$

Таким образом, мы получаем теорию, удовлетворяющую унитарному ограничению в представлении прицельных параметров.

### ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Два основных феноменологических свойства упругого рассеяния адронов – это рост сечений с энергией и сужение дифракционного пика. Начинать сопоставление с экспериментом естественно с интегральных сечений, формулы для которых имеют вид

$$\sigma_{el} = \int \frac{d\sigma_{el}}{d^2q} d^2q = \int d^2b |S_{el}(b) - 1|^2, \quad \sigma_{tot} = 2 \int d^2b \text{Re}[1 - S_{el}(b)]. \quad (9)$$

Рост с энергией этих величин получается приблизительно таким же, как в моделях унитаризованного померона

[19]. В нашем случае в показателе экспоненты стоит логарифм, а не степень энергии, поэтому асимптотически рост с энергией должен быть более медленным, но при энергиях современных ускорителей эти различия с трудом уловимы.

Однако в отношении поведения дифференциального сечения отличие от моделей унитаризованного померона более принципиально. Эти модели содержат наклон померонной траектории, введенный в свое время для описания сужения дифракционного пика. Однако, представление (8) содержит такой эффект уже и само по себе. Сужение пика в импульсном пространстве эквивалентно пространственному расширению адрона. Последнее происходит оттого, что из-за ограниченности значения профиля единицей его рост замедляется в центральной области прицельных параметров, где профиль уже имеет значительную величину.

Относительно формы дифференциального сечения, которая на эксперименте, как известно, очень близка к гауссовой, уместно заметить, что хотя профиль в (8), вообще говоря, не имеет гауссовского вида, после совершения преобразования Фурье-Бесселя результат получается почти идеально гауссовым. Этот эффект известен со времен модели Чу-Янга [10]. Т. о., по форме  $d\sigma_{el}/d^2q$  весьма трудно делать выводы о форме профильной функции в представлении прицельных параметров.

Однако при очень больших  $q$  гауссовское поведение может и должно нарушаться. Если профильная функция имеет сингулярности при комплексных  $b$ , то асимптотика при  $q \rightarrow \infty$  является не гауссовой, а простой экспонентой (соотв. Орировскому участку). Если же сингулярности имеются на вещественной оси, то асимптотика является степенной (соотв. Ландсхоффовской области).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная в данной статье модель, основанная на микроскопических, хотя не вполне еще детализированных представлениях, успешно проходит феноменологические тесты. Модель не нуждается в привлечении для описания сужения дифракционного пика обмена специальными эффективными полями, такими как Померон. С теоретической стороны существенно, что нигде не предполагается сильного упорядочения по энергиям, благодаря чему модель применима не только в далекой асимптотической области. Также, по построению модели, представляется, что она должна правильно отражать корреляционные закономерности во множественном рождении (перечисленные во введении), хотя здесь мы этим не занимались.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Foa L. Inclusive study of high-energy multiparticle production and 2-body correlations //Phys. Rep. – 1975. – Vol.22. – P.1-56.
2. Кайдалов А.Б. Особенность Померанчука и взаимодействия адронов //УФН. – 2003. – Т.173. – С.1153-1170.
3. Arnison G. et al. Transverse momentum spectra for charged particles at CERN //Phys. Lett. – 1982. – Vol.B118. – P.167-172.
4. Alexopoulos T. et al. Multiplicity dependence of the transverse-momentum spectrum for centrally produced hadrons in antiproton-proton collisions at  $\sqrt{s}=1.8$  TeV //Phys. Rev. Lett – 1988. – Vol.60. – P.1622-1625.
5. Ganguli S.N., and Roy D.P. Regge phenomenology of inclusive reactions //Phys. Rep. – 1980. – Vol. 67. – P.201-395.
6. Amati D., Stanghellini A., Fubini S. Theory of high-energy multiple production //Nuovo Cim. – 1962. – Vol.26. – P. 896-954.
7. Cheng H., Wu T.T. Expanding Protons: Scattering at High Energies. – Cambridge, MA: MIT Press, 1987 – 285p.
8. Förschaw J.R., Ross D.A. Quantum Chromodynamics and the Pomeron. – Cambridge: CUP, 1997 – 272p.
9. Benecke J. et al. Hypothesis of limiting fragmentation in high-energy collisions //Phys. Rev. - 1969. - Vol.188. - P.2159-2169.
10. Chou T.T., and Yang C.N. Model of elastic high-energy scattering //Phys. Rev. – 1968. – Vol.170. – P.1591-1596.
11. Glauber R.J., and Velasco J. Multiple diffraction theory of  $p\bar{p}$  scattering //Phys. Lett. – 1984. – Vol.B147. – P.380-384.
12. L'Heureux P., Margolis B., and Valin P. Quark-gluon model for diffraction at high energies //Phys. Rev. – 1985. – Vol.D32. – P.1681-1691.
13. Durand L., Pi H. Semihard QCD and high-energy  $pp$  and  $p\bar{p}$  scattering //Phys. Rev. – 1989. – Vol.D40. – P.1436-1445.
14. Sjöstrand T., and van Zijl M. A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions //Phys. Rev. – 1987. – Vol.D36. – P.2019-2041.
15. Feynman R.P. Very high energy collisions of hadrons //Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol.23. – P.1415-1417.
16. Hagedorn R. Statistical thermodynamics of strong interactions //Nuovo Cim. – 1968. – Vol.A56. – P.1027-1057.
17. Ахизер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. – М.: Наука, 1981 – 428с.
18. Capella A. et al. Dual parton model //Phys. Rep. – 1994. – Vol.236. – P.225-329.
19. Arnold R.C. Optical potential for high-energy physics: theory and applications //Phys. Rev. – 1967. – Vol.153. – P.1523-1545.

### FORMATION OF SHADOW IN HADRON DIFFRACTION SCATTERING BY THE MECHANISM OF GLUON BREMSSTRAHLUNG AT FRAGMENTATION

N.V. Bondarenko

ITP NSC KIPT, 1 Academicheskaya St., Kharkov 61108, Ukraine

The shadow for diffractive hadron-hadron collisions is modeled by the mechanism of gluon bremsstrahlung at fragmentation. No prototype of such mechanism exists at the level of individual quark scattering diagrams. Cross-section growth and diffractive peak shrinkage arise without aid of Regge trajectories.

**KEY WORDS:** fragmentation, gluon bremsstrahlung, diffraction, cross-section growth, unitarity, peak shrinkage.