Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 9, стр. 491 – 494 *5 ноября 1975 г.*

О ПРОДОЛЬНЫХ РАЗМЕРАХ БЫСТРОГО АДРОНА

О.В.Канчели

Приводятся аргументы, показывающие, что продольные размеры быстрого адрона растут с его энергией E как Em^{-2}. Эти размеры определяют длину области, в которой сосредоточены медленные партоны. Обсужден ряд следствий подобной картины.

В партонной модели принимается, что главными компонентами волновой функции быстрого адрона с энергией E являются мультипериферические состояния со спектром партонов $d\epsilon/\epsilon$ и ограниченными поперечными импульсами; а основные вклады в неупругие процессы возникают от взаимодействия партонов с $\epsilon \sim m$ с мишенью, которой, в частности, могут быть медленные партоны летящего навстречу адрона [1, 2]. Пространственная картина такова: средние поперечные расстояния, на которых находятся партоны с энергией ϵ, порядка $(\ln \frac{E}{\epsilon})^{1/2}$, а для продольных принимаются расстояния $\sim 1/\epsilon$; адрон имеет вид диска радиуса $(\ln \frac{E}{\epsilon})^{1/2}$ и толщины $\sim 1/m$, в котором велика амплитуда обнаружения партоны с ϵ m. В этот диск "вложены" диски меньшего радиуса и толщины, содержащие все более быстрые партоны.

Однако продольная структура типа $1/\epsilon$ представляется весьма произвольной. Из-за того, что обычно принималась дисковая картина адрона, возникает рассогласование между следствиями партонной картины и схемой реджионных диаграмм в тех случаях, когда важны когерентные свойства волновой функции быстрого адрона. Например, величины дальних корреляторов в пространстве прицельных параметров в случае реджионных диаграмм в $\ln \frac{E}{m}$ раз больше, чем в партонной модели. Из-за этого режим растущих сечений [3, 4] невозможен в партонной модели (с длинами $\sim 1/\epsilon$). Далее, нельзя объяснить равенство асимптотических сечений [5] в лаб. системе составной частицы, так как в лаб. системе нет аналога слияния партонных цепочек.

Вопрос о продольных размерах области, в которой сосредоточены партоны, можно решить, модифицируя стандартное рассуждение типа: если из состояний частицы с определенными импульсами построить пакет длины z, то те z_0, для которых состояние перестает быть одночастичным после расплывания пакета, определяют порядок размеров частицы. Очевидно, что подобное зажимание в пакет возмушает массу частицы на $\delta M^2(z)$, при этом условие $\delta M^2(z_0) \sim M^2$ определяет z_0.

Если выключить взаимодействие, то партон с энергией ϵ вносит вклад $\sim m^2 \frac{E}{\epsilon} w_\epsilon$ в квадрат массы адрона (w_ϵ – вес, с которым партон присутствует в состоянии адрона; ниже $w_\epsilon \sim 1$). Взаимодействие, приводящее к тому, что адрон имеет конечную массу M^2 (т.е. стабилен и не разваливается на партоны) компенсирует этот вклад в M^2. Однако, если внешним образом воздействовать на партон "ϵ", зажимая его в пакет длины z_ϵ, то $\epsilon \to \epsilon + \delta_\epsilon$, где $\delta_\epsilon \sim 1/z_\epsilon \ll \epsilon$, и во вкладе в M^2 появится добавка $\approx \delta_\epsilon$, которая, вообше говоря, не скомпенсирована взаимодействием. Разлагая по δ_ϵ возмущенный вклад в M^2 от "ϵ", который $\sim m^2 E / (\epsilon + \delta_\epsilon)$, находим [1]:

$$\delta M_\epsilon^2 \sim \left(\frac{m^2 E}{\epsilon^2}\right)_{\sigma_\epsilon} \sim \frac{m^2 E}{\epsilon^2} \frac{1}{z_\epsilon} .$$

Условие $\delta M_\epsilon^2 \ll M^2$ определяет размеры пакетов, которые расплываются лишь на одноадронные состояния; находим: $z_\epsilon \gg E/\epsilon^2$.

Из условия $\delta M_\epsilon^2 \ll M^2$ находим продольные размеры области, в которой сосредоточены партоны с энергией ϵ : $L_\epsilon \sim E/\epsilon^2$. Поэтому быстрый адрон представляет из себя не диск, а длинную трубку длины $L \sim E m^{-2}$ и сечения $\ln \frac{E}{m}$ [2]. Этот результат не изменяет большинство предсказаний партонной схемы, за исключением ряда когерентных эффектов, к обсуждению которых мы и перейдем.

---

[1] Тот же результат получается из более аккуратного рассмотрения фоковских уравнений для партонной волновой функции.

[2] Это верно лишь для асимптотически постоянных сечений. Если $\alpha(0) < 1$, то $L \sim E/\epsilon_{min}^2 = E^{1-2(1-\alpha(0))}$. Если же при $E \to \infty$ для всех партонов $\epsilon \sim E$, то $L \sim E^{-1}$. Однако, существенные во взаимодействии продольные расстояния [6] все равно $\sim E m^{-2}$, если поперечные импульсы партонов ограничены. Отметим, что $L \sim E m^{-2}$ это размеры быстрого адрона в данный момент. На первый взгляд, картина противоречит лоренц-сжатию до $1/E$ объекта, размеры которого в покое $1/m$. Однако, на самом деле, медленный и быстрый адроны это разные объекты в том смысле что лоренц-преобразование одного в другой включает степени свободы, которые относятся к вакууму. При этом, основная энергия $\approx E$ сосредоточена в лоренц-сжатой области длины $\sim 1/E$; однако, эта энергия не эффективна во взаимодействии.

Рассмотрим взаимодействие адрона с одиночной мишенью (считая, что число медленных партонов $\nu \sim 1$) в двух разных представлениях.
I. Как "мягкое" взаимодействие на длине $E m^{-2}$: за время $\sim E m^{-2}$ рождается $\sim \ln E$ медленных партонов, которые, сшиваясь с более быстрыми, образуют мультипериферическую цепочку реальных частиц.
II. Как суперпозицию "жестких". Взаимодействие с мишенью приводит к локализации (с точностью $\sim 1/m$) медленного партона в определенной части трубки (суперпозиция по таким локализациям дает I). Эта локализация за время $1/m$ уничтожает амплитуду медленного партона во всей трубке. Трубка становится неустойчивой, так как для более быстрых партонов на всей длине трубки исчез "партнер" по сборке и разборке [2]. Поэтому более быстрые партоны начнут распадаться, и через время $\sim E m^{-2}$ будет, в частности, $\sim \ln E$ медленных партонов. Суперпозиция так возникших состояний даст реальные адроны. Для одиночной мишени оба способа (I и II) эквивалентны, так как для σ_{tot} существенно лишь значение ν.

Рассмотрим протяженную мишень. Пусть она состоит из двух адронов a_1 и a_2, разнесенных по z на $R \gg m^{-1}$, а прицельные расстояния близки. При $E > R m^2$ может происходить когерентное взаимодействие со всей мишенью в доминирующих неупругих процессах. Это допустимо в рамках картины I так как $L \sim E m^{-2} > R$, но в картине II более явен механизм того, как это происходит во времени. После взаимодействия с a_1 налетающий адрон начинает распадаться на партоны. Из-за этого возрастает полный поток медленных партонов, налетающих на a_2, так как новые медленные партоны появляются и в тех областях "длинного адрона", которые еще не долетели до a_2. При $E \gg R m^2$ среднее число партонов, которые пролетают мимо a_2, порядка $\bar{n} \sim \ln \frac{E}{m}$. Поскольку все они образуются внутри реджевской трубки с сечением $\langle x_\perp \rangle^2 \sim \frac{1}{m^2} \ln \frac{E}{m}$, то интеграл по времени от их потока в окрестности a_2 будет $\sim \frac{n}{\langle x_\perp \rangle^2} \sim m^2$, а значит вероятность провзаимодействовать с a_2 будет $w \sim \sigma_0 m^2 \sim 1$.
Заметим, что несущественно с которой из частиц (с "близкой" или "далекой") произошло первое взаимодействие – картина симметрична. Поэтому при $E \gg R m^2$ в доминирующих процессах с вероятностью ~ 1 происходит взаимодействие со всеми компонентами протяженной мишени[1], что и представляет аналог слияния партонов в обратной лоренц системе [5].

Рассмотрим теперь взаимодействие двух быстрых адронов в СЦИ. Сталкиваются две трубки длины $E m^{-2}$; величина σ_{tot} определяется лишь числом медленных партонов: при $\nu \sim 1$, $\sigma_{tot} \sim 1/m^2$. Исходим из способа II. После первого взаимодействия начнется развал партонов в каждой трубке, затем последуют столкновения вновь образовавшихся медленных партонов из разных трубок. По порядку величи-

[1] Иногда утверждается, что после первого взаимодействия адронные сечения в течении некоторого времени могли бы быть меньше нормальных. Приведенные рассуждения показывают, что в партонной схеме (а значит и в реджевской) имеет место как раз обратный случай.

ны, каждый образовавшийся медленный партон (в СЦИ) взаимодействует. А всего их возникает $\sim \ln \frac{E}{m}$ при $\nu \sim 1$. Это означает, что инклюзивные сечения в центральной области должны возрасти в $\ln \frac{E}{m}$ раз. Однако величина плотности по рапидити реальных адронов в СЦИ не может стать $\sim \ln \frac{E}{m}$, так как она лимитируется величиной полного сечения. Но другие многочастичные корреляторы, вообше говоря, возрастают в $\ln \frac{E}{m}$ раз, если их величины не ограничены дополнительными условиями. Это именно то явление, которое наблюдается в реджионных диаграммах с ненулящимися трехпомеронными вершинами.

Я искренне признателен В.Н.Грибову за интересные обсуждения.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
29 сентября 1975 г.

Литература

[1] Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами, М., изд.Мир, 1975.

[2] В.Н.Грибов. Материалы VIII школы ЛИЯФ, 11. 5. 1973.

[3] А.А.Мигдал, А.М.Поляков, К.А.Тер-мартиросян. Phys. Lett., 48B, 239, 1974.

[4] H.D.Abarbanel, J.B.Bronzan. Phys. Lett., 48 B, 345, 1974.

[5] В.Н.Грибов. ЯФ, 17, 603, 1973.

[6] В.Н.Грибов. Б.Л.Иоффе, И.Я.Померанчук. ЯФ, 2, 768, 1967.