

УДК 539.172.17

СТОЛКНОВЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

При столкновении ядер высокой энергии фрагменты налетающего ядра, по-видимому, образуют плазменный кластер. Изучению такого лидирующего плазменного кластера посвящена данная статья. В отличие от работ [1, 2], посвященных этому же вопросу, здесь основное внимание уделяется временной эволюции процессов, приводящих к образованию кластера.

Мы принимаем, что как нормальное ядерное вещество, так и ядерная плазма состоят из валонов [3—5] (конституентных кварков), внутренняя структура которых в обоих случаях одинакова. В духе модели партон-адронного каскада [6, 7] полагается, что валон в мягких взаимодействиях участвует не непосредственно, а через партоны своей партонной флуктуации. То есть принимается такая схема.

Валон виртуально распадается на когерентную цепочку партонов, которая периодически «схлопывается». Время такой флуктуации порядка

$$\tau = (\Delta E)^{-1} = p_0 m_v^{-2} \quad (1)$$

и определяется разностью ΔE энергии валона p_0 и виртуальной энергии партонов флуктуации. Для масс валонов m_v в дальнейшем принимаются значения 0,35 ГэВ для u и d валонов, 0,5 ГэВ для странных валонов.

В мягком взаимодействии принимают участие только наименее энергичные партоны цепочки. Это приводит к нарушению ее когерентности. В результате цепочка может «схлопнуться» не в один, а в несколько валонов. Эффективно это выглядит как однократное неупругое рассеяние, в котором происходит существенная диссипация энергии. При этом результат будет одним и тем же — провзаимодействовала ли цепочка с одним или несколькими встречными валонами.

Второе такое рассеяние может произойти только после того, как вторичные валоны породят свои цепочки партонов, т. е. через время τ . При падении быстрого нуклона на ядро время τ оказывается настолько большим, что лидирующие валоны падающего нуклона не успевают вторично перерассеяться в ядре.

Картина существенным образом изменяется при прохождении ядра через ядро. Прореагировавшие валоны падающего ядра долгое время летят вместе. За это время они успевают многократно профлуктуировать в цепочки партонов. Соответственно, они могут испытать многократное эффективное неупругое рассеяние друг на друге и образовать лидирующий плазменный кластер.

Мы будем считать, что валон захватывается в лидирующий кластер, если он успевает испытать в нем повторное неупругое рассеяние. Если пренебречь поперечными движениями валонов в ядре, то падающее ядро радиуса R можно представить в виде набора тонких трубок (длины $2l$, $0 < l < R$) ядерного вещества и каждую трубку рассматривать отдельно. Тогда из формулы (1) получается следующий критерий захвата рассеянного валона кластером:

$$|m_v^{-1} \gamma_v V_v| < l \gamma_k^{-1}. \quad (2)$$

Здесь V_v и γ_v — скорость и лоренц-фактор валона, возникшего в результате неупругого рассеяния, в системе кластера, а γ_k — лоренц-фактор кластера в антилабораторной системе.

Если считать, что на уровне валонов рассеяние происходит одинаково для валонов, составляющих ядра и нуклоны, то величины V_v , γ_v можно выразить через энергию и импульс адронов, рождающихся в протон-протонных столкновениях. Для этих процессов имеется богатая экспериментальная информация.

В протон-протонном взаимодействии валоны успевают испытать только одно неупругое столкновение, после чего они рекомбинируют в адроны. Будем считать, что скорость этих вторичных адронов близка к скорости составляющих их валонов. Тогда

$$V_v = p_h E_h^{-1}, \quad \gamma_v = E_h m_h^{-1}, \quad (3)$$

где m_h — масса адрона, p_h , E_h — его импульс и энергия в системе кластера. Подставляя (3) в (2) и переходя в систему центра инерции нуклонов сталкивающихся ядер, получаем

$$m_n^{-1} (\gamma_k + \sqrt{\gamma_k^2 - 1})^{-1} [V \sqrt{(l^2 m_v^2 m_h^2 \gamma_k^{-2} + m_{\perp h}^2)} - l m_v m_h \gamma_k^{-1}] < x_h, \quad (4)$$

где m_n — масса нуклона, x_h — скейлинговая переменная соответствующего адрона.

Условие (4) отбирает те валоны, которые в протон-протонном столкновении образуют вторичные адроны, а в столкновении ядро-ядро формируют лидирующий кластер. Эти валоны передают кластеру свою энергию и импульс. Учитывая это, можно найти энергию, импульс и массу кластера.

Действительно, пусть

$$E_h(x) = \frac{E_h}{\sigma_{rel}} \frac{d\sigma_h}{dp_{\parallel}}$$

— инклюзивный спектр вторичных адронов в реакции $pp \rightarrow hX$. Тогда энергия (на один падающий нуклон), которой обладают валоны, образующие кластер, задается формулой

$$E = \frac{\sqrt{S}}{2} \sum_h \int_{x > x_h} dx E_h(x) \equiv \frac{\sqrt{S}}{2} K.$$

Суммирование идет по вторичным адронам: n , π , k . Массу кластера можно рассчитать по формуле

$$M^2 = K \sum_h m_{\perp h}^2 \int_{x > x_h} dx \cdot x^{-2} F_h(x).$$

В конкретных расчетах для инклюзивных спектров адронов в реакции $pp \rightarrow hX$ использовалась параметризация работы [1]

$$F_n(x) = x,$$

$$F_\pi(x) = (0,9 \ln \varepsilon - 2,6) (1-x)^7 + 0,5(1-x)^4 + (1-x)^3, \quad (5)$$

$$F_h(x) = (0,13 \ln \varepsilon - 0,3) (1-x)^7 + 0,04(1-x)^4 + 0,1(1-x)^3,$$

где $\varepsilon = (S/S_0)^{1/2}$, $S_0 = 1$ ГэВ².

Распределение по поперечным импульсам аппроксимировалось формулой

$$\frac{d\sigma_h}{dp_{\perp}^2} = A \exp\left(-\frac{p_{\perp}}{\bar{p}_{\perp}}\right), \quad (6)$$

где

$$\bar{p}_{\perp\pi} = 0,4 \text{ ГэВ}, \quad \bar{p}_{\perp h} = \bar{p}_{\perp\pi} = 0,5 \text{ ГэВ}.$$

После захвата вторичных валонов в кластер эволюция последнего предполагается следующей. В первое время плотность кластера велика. Расчет дает, что масса кластера, приходящаяся на один первичный нуклон, равна $10 \div 4$ ГэВ. Это много больше, чем в обычной ядерной материи. Можно ожидать, что в этих условиях валоны не будут адронизоваться, а образуют плазму. За счет вторичных неупругих перераспределений плазма будет переходить к термическому равновесию. Одновременно с этим кластер будет расширяться.

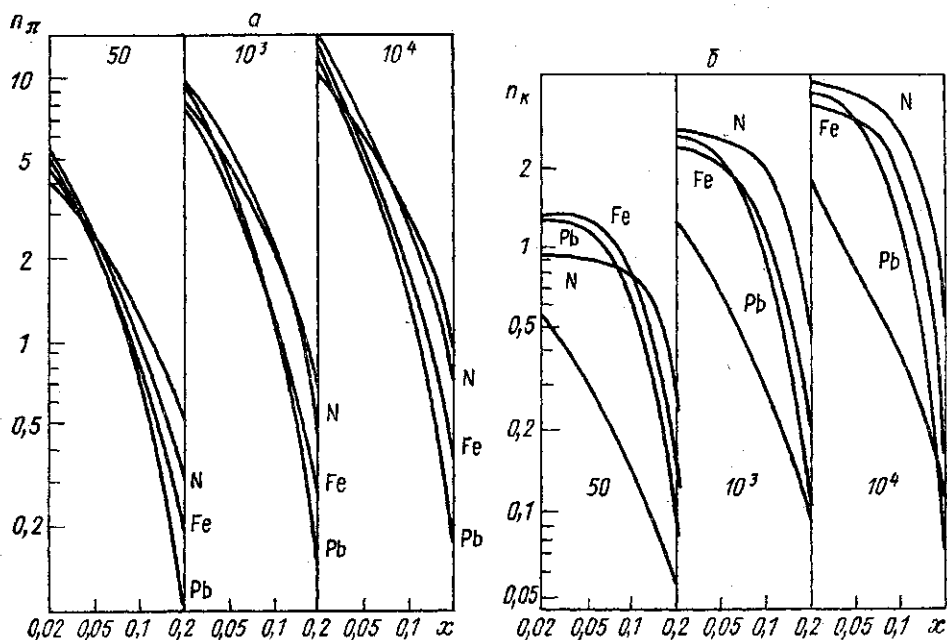
Развал кластера может начаться только тогда, когда его валоны начнут объединяться в адроны. Предполагается, что такое объединение возможно только после того, как плотность в плазме упадет до величины, близкой к плотности в нормальном ядерном веществе. В пользу такого предположения свидетельствует то, что, по-видимому, тяжелые ядра являются не ансамблем отделенных друг от друга нуклонов, а скорее смесью нуклонов и многокварковых образований [8]. Это очень похоже на состояние, переходное от валонной плазмы к адронному веществу. Будем также считать, что к моменту развала кластера происходит переход к термическому равновесию в продольных движениях в кластере. Соответствующие оценки числа столкновений в плазме сделаны в работах [1, 2].

В конкретных расчетах мы считали, что средняя скорость вторичных адронов в системе кластера равна нулю, и в этой системе (6) описывает распределение не только поперечных импульсов, но и продольных.

Инклюзивный спектр вторичных адронов определяется распределением по скоростям валонов в плазме, а это распределение определяется главным образом следующим. Ядро мы рассматриваем как набор тонких трубок ядерного вещества, ось которых параллельна линии движения ядра. Трубки имеют различную длину и, соответственно, захватывают разное количество вторичных валонов (формула (4)). Поэтому энергия, масса и скорость кластеров, образованных различными трубками, будут разными. Отсюда средняя скорость валонов, составляющих эти кластеры, также будет различной. Выравниванием скоростей различных трубок за счет поперечных движений мы пренебрегаем. Таким образом, в плазме возникает распределение валонов по скоростям, которое слабо чувствительно к деталям распределения валонов внутри каждого из кластеров. Это позволяет не делать слишком конкретных

предположений о характере процессов, приводящих к установлению равновесия в плазме.

На рисунке приведены результаты расчетов спектров вторичных адронов при столкновении ядро—ядро. В качестве мишени рассматривалось железо. Графики приведены для трех типов падающих пучков: азот, железо, свинец (кривые с соответствующими символами). Кривые без химических символов получены непосредственно из спектров



Множественность вторичных пионов (а) и вторичных каонов (б)

(5), т. е. в предположении, что валонная плазма не образуется. По оси ординат отложена множественность вторичных адронов: пионов (а) и каонов (б), имеющих скейлинговую переменную больше данной. Последняя отложена по оси абсцисс. Множественность рассчитана на один падающий нуклон. Эта множественность меньше зависит от детальных характеристик равновесия, чем инклюзивный спектр. Графики приведены для трех значений энергии ($\sqrt{S}$ на одну пару сталкивающихся нуклонов): 50, 10^3 , 10^4 ГэВ.

Из графиков для пионов видно, что валонная плазма приводит к смягчению спектра, причем с ростом атомного номера падающего ядра графики становятся круче. При учете всех x , больших 0,02, плазменная стадия приводит к увеличению множественности. Наоборот, при x , больших 0,2, множественность становится меньше. Это связано, во-первых, с тем, что в плазме происходит размножение валонов, во-вторых, по скорости валоны концентрируются в районе скорости кластеров. Для 50 ГэВ последняя соответствует $x \sim 0,02$, для больших энергий — меньшим значениям x .

Особенно рельефно плазменная стадия проявляется в случае каонов. Видно, что в плазме происходит значительное увеличение множественности каонов. Плоские участки на графиках соответствуют на-

сыщению множественности. Очень сильно меняется соотношение между множественностями пионов и каонов. Если без плазмы множественности относятся примерно как 10:1, то при $\sqrt{S}=10^3$ ГэВ, $x=0,1$ в случае азота множественности примерно равны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Aneshetty R., Koehler P., Mc Lerran L.//Phys. Rev. 1980. D22. P. 2793—2804. [2] Cleymans J., Dechantsreiter M., Halzen F.//Z. Phys. C. 1983. 17. P. 341—352. [3] Hwa R. C.//Phys. Rev. 1980. D22. P. 759—764. [4] Hwa R. C.//Ibid. 1980. D22. P. 1593—1608. [5] Hwa R. C., Zahir M. S.//Ibid. 1981. D23. P. 2539—2553. [6] Давиденко Г. В., Николаев Н. Н.//Ядерная физика. 1976. 24. С. 772—783. [7] Волошин С. А., Никитин Ю. П., Порфи-ров П. И.//Там же. 1980. 31. С. 762—771. [8] Carlson C. E., Havens T. J.//Phys. Rev. Lett. 1983. 51. P. 261—264.

Поступила в редакцию
17.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

УДК 519.21

РЕДУКЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ИСКАЖЕННЫХ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРОЙ

Ю. П. Пытьев, А. И. Чуликов, Н. М. Чуличкова

(кафедра математики)

В работе методы редукции [1] применены для преобразования экспериментальных данных, полученных при регистрации оптического излучения, прошедшего через турбулентную атмосферу, к виду, какой они имели бы при измерениях с помощью прибора достаточно высокой разрешающей способности в отсутствие атмосферы. Для построения математической модели эксперимента использовались результаты колмогоровской теории турбулентности [2], причем структурная характеристика показателя преломления турбулентной среды моделировалась случайной функцией с известными параметрами. Рассматривалось влияние статистических характеристик второго порядка параметров среды на возможности коррекции искажений изображения объекта. Исследована структура невязки при решении задачи редукции и сформулированы требования к дополнительной информации об объекте (априорной или полученной из других измерений) для достижения заданного качества редукции.

Работа основана на представлении об оптическом излучении, зарегистрированном после прохождения слоя турбулентной атмосферы, в виде

$$\xi = Af + v. \quad (1)$$

Здесь ξ — результат измерения сигнала Af , т. е. интенсивности оптического излучения после прохождения слоя турбулентной атмосферы, представляющего собой искаженный атмосферой A сигнал f ; v — случайная погрешность, характеризующая ошибки при измерении сигнала Af ; f — тот сигнал, который регистрировался бы приемником в отсутствие турбулентной атмосферы и шума.

При фотографировании с достаточно большой экспозицией наличие турбулентной атмосферы приводит к размытию изображения объ-