

ВОЗМОЖНЫЕ АДРОННЫЕ АНАЛОГИ КЛАССИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА

И.М. Дрёмин

В неупругих адронных процессах при высоких энергиях предсказано появление адронных струй с большим поперечным импульсом, летящих практически под фиксированным полярным углом. Эффект имеет классическую природу и обусловлен конечным размером ядерных мишеней.

Одним из наиболее характерных свойств сильного взаимодействия является ограниченность радиуса действия сил. Адроны и ядра представляют собой мишени с размером порядка $l \approx m_\pi^{-1} A^{1/3}$, где m_π – масса пиона, A – атомный номер. Внутри таких "мешков" находятся кварки и глюоны, свойства которых (спин, характер взаимодействия) во многом аналогичны свойствам электронов и фотонов (если заменить электрический заряд на цветовой)¹⁾. Поэтому задачу о столкновении двух адронов можно пытаться свести к задаче о прохождении кварка через некую адронную среду протяженностью l .

Рассмотрим вопрос об излучении глюона кварком на интервале пути $r \lesssim l$, опираясь на указанную выше аналогию. Воспользуемся хорошо известным решением задачи о классическом излучении релятивистского электрона. Чтобы продемонстрировать характерные качественные особенности такого процесса, рассмотрим сначала излучение, возникающее при рассеянии электрона с энергией E на двух рассеивающих центрах, удаленных друг от друга на расстояние r . Интенсивность излучения с частотой ω в направлении вектора $\mathbf{n} = \mathbf{k}/\omega$ дается следующим выражением²⁾:

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^3\omega} \left| \left(\frac{[\mathbf{nv}_1]}{1 - \mathbf{nv}_1} - \frac{[\mathbf{nv}_2]}{1 - \mathbf{nv}_2} \right) + \left(\frac{[\mathbf{nv}_2]}{1 - \mathbf{nv}_2} - \frac{[\mathbf{nv}_3]}{1 - \mathbf{nv}_3} \right) e^{i\omega r(1 - \mathbf{nv}_2)} \right|^2 \quad (1)$$

где \mathbf{v}_i – скорости электрона на соответствующих участках пути.

В релятивистском случае, когда все векторы \mathbf{n} , \mathbf{v}_i лежат практически в одной плоскости, а углы $\theta_i = \arccos(\mathbf{nv}_i / |\mathbf{v}_i|)$ малы, но заметно больше характерных углов тормозного излучения, т.е. удовлетворяют

¹⁾ Имеются два существенных отличия (самодействие глюонов и удержание кварков и глюонов), которые мы обсудим ниже.

²⁾ Аналогичные формулы широко используются при исследовании процессов тормозного излучения в веществе [1, 2] и эволюции собственного поля электрона [3]. Было рассмотрено также излучение на конечном отрезке [4], получающееся из (1) при $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_3 = \mathbf{0}$, и в частности, особенности его углового распределения [5] при $\omega r \sim 1$.

условиям $m/E \ll \theta_i \ll 1$ (m — масса электрона) из (1) при $|v_i| \approx 1$ следует:

$$\frac{dl}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^3\omega} \left[(\theta_1^{-1} - \theta_3^{-1})^2 + 4(\theta_2^{-1} - \theta_1^{-1})(\theta_2^{-1} - \theta_3^{-1}) \sin^2 \frac{\omega r \theta_2^2}{4} \right]. \quad (2)$$

Если расстояние между рассеивающими центрами меняется от 0 до l ($0 \leq r \leq l$), то после усреднения (2) по r получим

$$\frac{dl}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^3\omega} \left[(\theta_1^{-1} - \theta_3^{-1})^2 + 2(\theta_2^{-1} - \theta_1^{-1})(\theta_2^{-1} - \theta_3^{-1}) \left(1 - \frac{2 \sin \frac{\omega l \theta_2^2}{2}}{\omega l \theta_2^2} \right) \right]. \quad (3)$$

Первое слагаемое характеризует конуса излучения вдоль начального и конечного направлений движения, а второе — излучение с участка между рассеивающими центрами. Это излучение обращается в нуль при $l = 0$, а при $l \rightarrow \infty$ добавляет к первому члену вклад излучений от каждого из рассеивателей вдоль соединяющей их линии.

Если постановка опыта такова, что $\theta_2 \ll \theta_1, \theta_3$, то излучением с крайних участков пути можно пренебречь и из (3) следует:

$$\frac{dl}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^3\omega\theta_2^2} \left(1 - \frac{2 \sin \frac{\omega l \theta_2^2}{2}}{\omega l \theta_2^2} \right), \quad (4)$$

т.е. излучение максимально под углом

$$\theta_2^{max} = \sqrt{2\pi/\omega l}. \quad (5)$$

При конечных l (скажем, $\sim m^{-1} A^{1/3}$) и достаточно больших энергиях ω этот угол мал ($\theta_2^{max} \ll 1$), но он значительно больше углов, характерных для обычного тормозного излучения ($\theta^{max} \gg m/E$), так что поперечный импульс излучения ($p_{\perp} = \omega \theta_2^{max} = \sqrt{2\pi\omega/l}$) велик.

Смысл этой формулы может быть пояснен еще следующим образом: излучение идет с большим поперечным импульсом за счет того, что при конечной длине l успевают сформироваться только те жесткие компоненты излучения под сравнительно большим углом, для которых длины формирования малы:

$$l_f = 2/\omega \theta_2^2 \lesssim l. \quad (6)$$

Заметим, что для получения характерной картины излучения под достаточно большим углом, описываемой формулой типа (4), важно лишь подавить интерференцию излучения с крайних и среднего участков траектории. Этого можно добиться не только требуя, чтобы оба акта рассеяния происходили на большой угол (использованное выше условие $\theta_2 \ll \theta_1, \theta_3$), но и непосредственным подавлением излучения с край-

них участков. Для этого в описанной выше картине один рассеиватель (или оба) нужно заменить на полубесконечный волновод с осью вдоль v_2 , оканчивающийся в точке, где находился рассеиватель.

Полученные здесь формулы и выводы можно непосредственно перенести на случай взаимодействия адронов, если принять следующую картину. Рассмотрим один из кварков внутри какого-то из сталкивающихся адронов. До начала процесса столкновения он находится внутри летящего "мешка", что аналогично движению электрона внутри волновода. В процессе столкновения когерентность кварков внутри адрона нарушается ("электрон вылетает из волновода") и данный кварк может испустить при прохождении через другой адрон на длине l те компоненты своего поля, которые не чувствуют вначале влияния удержания (т.е. глюоны с большим поперечным импульсом). Потом кварк либо претерпевает обычное адронное соударение, отклоняясь от первичного направления, либо вновь захватывается силами удержания в адрон. Таким образом, роль удержания сводится к подавлению излучения с конечных участков траектории¹⁾.

Испущенный глюон затем превращается в струю адронов. Таким образом, временное освобождение жестких компонент глюонного поля кварка от удержания в процессе взаимодействия должно приводить [6] к появлению характерных адронных струй с большими поперечными импульсами.

Взаимодействие кварков с глюоном отличается от электрон-фотонного только константой. Поэтому согласно (5) оси струй будут направлены под углом (в лаб. системе)

$$\theta_j \approx (2 \pi m_\pi / \omega A^{1/3})^{1/2} \quad (7)$$

к оси соударения. Как видно из (7) зависимость θ_j от атомного номера ядра очень слабая. Из формулы (4) нетрудно оценить, что ширина распределения вокруг θ_j небольшая: на оси псевдобыстрот она характеризуется величиной

$$\Delta (\ln \theta) \approx 0,5, \quad (8)$$

что заметно меньше ширины распада изотропного кластера, равной примерно двум. Напомним, что угол раствора конуса КХД-струй (т.е. и разброс по псевдобыстроте) стремится к нулю пропорционально константе связи $\alpha_s (Q^2)$ с ростом квадрата 4-импульса струи.

Более энергичные струи испускаются под меньшими углами в лаб. системе. Так, если множественность адронов в струе логарифмически зависит от энергии:

$$\bar{n}_j = a \ln (\omega / \omega_0), \quad (9)$$

¹⁾ Вторая особенность — самодействие глюонов — не сказывается на выводах, так как речь идет о классическом излучении глюонов кварком.

то угол излучения струи экспоненциально падает с ростом числа адронов в ней

$$\theta_J = (2\pi m_\pi / \omega_0 A^{1/3})^{1/2} \exp[-\bar{n}_J / 2a]. \quad (10)$$

Заметим, что практически в тот же интервал углов будут испускаться и черенковские глюоны, если адронную среду характеризовать показателем преломления n ¹⁾. Однако, порог черенковского излучения лежит довольно далеко по энергии, так как только при очень высоких энергиях показатель преломления n превышает единицу (подробнее см. [7]). В рассмотренном же случае ограничение снизу по энергии налагается лишь требованиями, во-первых, применимости классического рассмотрения и, во-вторых, малостью влияния удержания на глюон в момент его образования.

Итак, наблюдение эффекта концентрации адронных струй с большими поперечными импульсами вблизи некоторого заданного значения полярного угла (7), (10) свидетельствовало бы в пользу классического механизма излучения глюонов на конечной длине в адронной среде. Это было бы экспериментальным указанием на то, что процесс рассеяния адронов при высоких энергиях не описывается полностью S -матрицей от $-\infty$ до $+\infty$ по времени, а требует введения матрицы рассеяния на конечных временах.

Я благодарен Е.Л.Фейнбергу за обсуждение полученных результатов.

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

Поступила в редакцию
16 октября 1981 г.

Литература

- [1] Тер-Микаелян М.Л. ЖЭТФ, 1953, 25, 289.
- [2] Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1953, 92, 535, 735.
- [3] Фейнберг Е.Л. ЖЭТФ, 1966, 50, 502.
- [4] Тамм И.Е. J.Phys., USSR, 1939, 1, 439 (см. перев.: Тамм И.Е. Собр. науч. тр., т.1, М., Наука, 1975, с.77).
- [5] Франк И.М. ДАН СССР, 1944, 42, 354.
- [6] Dremin I.M. Phys. Lett., 1981, 102B, 40.
- [7] Дрёмин И.М. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 152.; ЯФ, 1981, 33, 1357.

¹⁾ При этом в формуле (4) θ_2^2 заменится на $\theta_2^2 - 2 \Delta n$, где $\Delta n = n - 1$.