

ЛИТЕРАТУРА

1. Debye P. J. W. — Ber. deutsch. phys. Ges. 1913, Bd. 15. S. 777.
2. Тонконогов М. П., Миронов В. А. Изв. ВУЗов. Сер. Физика, 1979, № 1, с. 122.
3. Гуревич В. Л. ФТТ, 1979, т. 21, с. 3453.
4. Гуревич В. Л. Кинетика фононных систем. — М.: Наука, 1980.
5. Таганцев А. К. — ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1993.
6. Виноградов В. С. — ФТТ, 1962, т. 4, с. 712.
7. Балагуров Б. Я., Вакс В. Г., Шкловский Б. И. — ФТТ, 1970, т. 12, с. 89.
8. Гуревич В. Л. — ФТТ, 1981, т. 23, с. 2357.
9. Гуревич В. Л., Таганцев А. К. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 106.
10. Lang S. B. Sourcebook of Pyroelectricity. — № 9, 1974.
11. Холкин А. Л., Трепаков В. А., Смоленский Г. А. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 108.

539.12.01(048)

И. М. Дремин. Об адронных аналогах черенковского, переходного и тормозного излучения. В физике сильных взаимодействий могут проявляться эффекты, аналогичные известным явлениям в электродинамике, таким, как черенковское, переходное и тормозное излучения. Первые два из них связаны с наличием среды, а последнее возможно даже на одиночном рассеивателе. Формально тип эффекта определяется величиной βn ($\beta = v/c$, v — скорость излучателя, n — показатель преломления среды). Если $\beta n > 1$, то мы имеем дело с эффектом Вавилова — Черенкова; изменение n вызывает переходное излучение, а изменение вектора скорости — тормозное.

Показатель преломления среды связан с $F(\omega)$ — амплитудой рассеяния (вперед) излучения с частотой ω — следующей формулой:

$$n(\omega) = 1 + \frac{2\pi N}{\omega^2} F(\omega), \quad (1)$$

где N — плотность рассеивателей в среде. Для всех адронов вещественная часть амплитуды рассеяния вперед становится положительной при энергиях в сотни ГэВ. Согласно (1) отсюда вытекает, что адрон, соударяющийся с некой «адронной средой» (ядром или другим адроном), может излучать вторичные адроны за счет эффекта, аналогичного черенковскому излучению в электродинамике¹.

Аналогия с электродинамикой усиливается, если рассмотреть излучение глюонов кварками*), составляющими адрон, поскольку свойства глюонов и кварков близки соответственно свойствам фотонов и электронов. Общность поведения адронных амплитуд рассеяния наводит на мысль о положительности $\Delta n \equiv n - 1$ и для составляющих адроны кварков и глюонов. Характерными особенностями адронного случая являются¹ малость величины Δn ($\ll 10^{-6}$), падающей с ростом ω как ω^{-1} , и ограниченность размеров адронных мишеней, $l \sim m_{\pi}^{-1}$ (m_{π} — масса пиона), так что $\omega l \Delta n \ll 1$ (хотя $\omega l \gg 1$). Они приводят к тому, что строгое разделение излучений разного типа оказывается затруднительным. Это наглядно видно, если рассмотреть задачу, впервые решенную И. Е. Таммом в 1939 г.², об излучении током, возникающим и исчезающим мгновенно при прохождении в среде пути длиной l . Полная интенсивность излучения с частотой $\omega \ll E$ (E — первичная энергия) равна

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = 4\alpha_c c_F \theta^2 \sin^2 \left[\frac{1}{4} \omega l (\theta^2 - 2\Delta n) \right] [\pi^2 \omega (\theta^2 - 2\Delta n)^2]^{-1}, \quad (2)$$

где рассмотрены углы $\theta^2 \ll 1$ и учтено, что $\Delta n \ll 1$, $|\mathbf{v}| \approx 1$. Вместо постоянной тонкой структуры α входит хромодинамическая постоянная α_c ($c_F = 4/3$), так как рассматривается излучение цветовым током.

Описываемое формулой (2) излучение обладает характерным угловым распределением; оно образует гало вокруг испускающего его тока. Другими словами, глюонные струи с данной энергией ω , излучаемые кварком, летят преимущественно под одним и тем же полярным углом к направлению его движения:

$$\theta_J \approx \sqrt{\frac{2\pi}{\omega l}}, \quad (3)$$

*) Как кварк, так и глюон, в конце концов превращаются в струи адронов, летящих вдоль направления движения пинципированного их партонa.

заметно бóльшим обычных углов порядка m/E , т. е. струи обладают большим поперечным импульсом:

$$p_{\perp} \approx \omega \theta \approx \sqrt{\frac{2\pi\omega}{l}}. \quad (4)$$

При росте энергии интенсивность излучения растет как квадрат логарифма первичной энергии.

Черенковское излучение глюонов, обусловленное свойствами адронной среды, можно выделить из полного излучения, если рассмотреть ¹ линейный по Δn член разложения (2). Оно также образует гало (практически под тем же углом (3)). Малость Δn приводит к тому, что последующие члены разложения пренебрежимо малы, а следовательно, мало и переходное адронное излучение, которое должно быть квадратично по Δn .

Итак, если адрон (или ядро) рассматривать как адронную среду протяженностью $l \sim m_{\pi}^{-1}$ с показателем преломления n , то излучение глюонных струй, аналогичное черенковскому, будет приводить к адронному гало вокруг первичной кварковой струи с интенсивностью, пропорциональной $\Delta n \equiv n - 1$.

Возникает естественный вопрос о том, каков физический смысл не зависящего от свойств среды вклада в излучение, получающегося из (2) при $\Delta n = 0$.

Это — типичное тормозное излучение, связанное с тем, что в рассматриваемой задаче введены скачки скорости в начале и в конце пути. Есть ли такие «скачки тока» в реальной физической ситуации? Если (для простоты) рассмотреть случай e^+e^- -аннигиляции в адроны, то вначале никаких цветовых токов нет, а они появляются мгновенно в точке взаимодействия и затем затухают за счет экранировки силами удержания. Тогда как размеры ядра как «среды» понятны, механизм экранировки не ясен, поэтому мы не можем однозначно описать, каким образом и на каких расстояниях происходит компенсация цветового тока. Возможно, что явление экранировки цветового тока вследствие удержания приводит к новому масштабу длины, отличному от обычных адронных размеров, использованных выше при рассмотрении черенковского излучения, когда важна лишь протяженность адронной среды. Качественно ясно, что эти длины должны быть меньше соответствующих длин в электродинамике, а потому тормозное глюонное излучение должно идти на большие углы, нежели обычное электромагнитное ^{1, 3, 4}.

Увеличение углов и поперечных импульсов при уменьшении длины отрезка, с которого собирается излучение, легко показать на примере последовательного рассеяния электрона на двух рассеивателях, расстояние между которыми можно изменять ⁴. По мере увеличения этого расстояния интенсивность излучения растет (вначале — пропорционально квадрату длины), а угол излучения — падает. Конус излучения с отрезка пути между рассеивателями можно наблюдать, если его интерференция с излучением с крайних участков траектории мала. Этого можно добиться не только рассеянием на больших углах в указанной выше задаче, но и подавлением излучений с крайних участков (например, путем использования волноводов *)).

В адронном случае можно надеяться, что удержание кварков и глюонов аналогично экранировке поля электрона внутри волновода и потому излучением с крайних участков траектории кварка можно пренебречь, так как цвет кварка нейтрализуется в начальном и конечном адронах, но может проявляться в процессе взаимодействия. Следовательно, такое адронное излучение должно возникать с достаточно большими поперечными импульсами.

В космических лучах наблюдались отдельные события с искомой кольцевой структурой мишенной диаграммы (т. е. с повышенной плотностью адронов внутри некоторого кольца в азимутальной плоскости). Вместе с тем требуется детальное исследование ускорительных данных (особенно при энергиях ускорителей-коллайдеров) для окончательных выводов.

Подводя итог, можно сказать, что конечность размеров ядерных мишеней и явление удержания кварков и глюонов должны приводить к тому, что излучение глюонных струй, аналогичное классическим тормозному и черенковскому излучениям, будет идти под заметно большими углами, нежели в электромагнитном случае. При высоких энергиях вокруг каждой энергичной струи образуется гало струй с меньшей энергией. По размеру гало можно судить об эффективной длине излучения, а по его интенсивности — о механизме излучения. Экспериментальное исследование таких событий множественного рождения может дать важные сведения о физике адронов.

*) В этом случае излучение можно было бы назвать и переходным, если под таковым понимать также излучение за счет изменения граничных условий в задаче о равномерном движущемся заряде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д р е м и н И. М.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 152; ЯФ, 1981, т. 33, с. 1357.
2. Т а м м Л. Е.— J. Phys. USSR, 1939, v. 1, p. 439.
3. F r a u t s c h i S., K r z y w i c k i A.— Zs. Phys., 1979, Bd. 1, Nr. 1.
4. Д р е м и н И. М.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 617.