В.Г. Носов, А.М. Камчатнов

ИАЭ-4519/1

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО СИГНАЛА ИЗ ГОРЯЧЕЙ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

Москва — ЦНИИатоминформ — 1987

УДК 539.14

Ключевые слова: конфайнмент, ультрарелятивистский, электромагнитные флуктуации, хромодинамический, флуктуационно-диссипативная теорема, диэлектрическая проницаемость, кварковый аромат, инвариантная масса, цветные частицы, бинарные столкновения, цветовое утроение, факторизуются, проекционный фактор, бозевское усиление, фермион, антимюон, автомодельная координата, аберрация, доплер-эффект, лоренц-фактор, критериальная взаимозависимость, множественность.

При фиксированной температуре электромагнитно-прозрачного объема плазмы найдены различные функции распределения, характеризующие излучаемые тепловым образом лептонные пары. Показано, что распределение энергии в спектре фотонов теплового излучения копирует ферми-распределение исходных элементарных излучателей-кварков. В реально достижимой ситуации рождения кварк-глюонной плазмы при столкновениях ультрарелятивистских ядер учтено ее гидродинамическое расширение, сопровождающееся охлаждением. Найдено в замкнутом виде результирующее распределение электромагнитно-взаимодействующих частиц по энергиям и углам. Учитывая вероятные трудности эксперимента, наиболее приемлемыми представляются лептоны – преимущественно, по-видимому, мюоны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные теоретические представления о природе сильного взаимодействия при всей их привлекательности характеризуются серьезными трудностями при рассмотрении проблем, выходящих за рамки применимости теории возмущений. Наиболее характерным здесь оказывается, по-видимому, фундаментальное свойство конфайнмента цветных частиц, не позволяющее наблюдать кварки и глюоны в состоянии достаточно продолжительного свободного движения. Не будем вдаваться в обсуждение связанных с этим принципиальных вопросов типа перехода к классическому пределу, понятия измерения и т.п. Отметим только одно обстоятельство, не имевшее прецедента в квантовой электродинамике и других полевых теориях традиционного типа. Поскольку любое поле обладает изобилием возбужденных состояний, обусловленная конфайнментом склонность цветных частиц к финитному движению может резко повысить роль температуры в теоретико-полевых представлениях.

Именно этим вызван активный интерес к гипотезе фазового перехода температурного деконфайнмента, при котором связанные кварки ($T < T_C$) становятся свободно движущимися ($T > T_C$). Наряду с падающим ходом эффективной константы сильного взаимодействия $\alpha_s(q^2)$, это обстоятельство приводит к существенному упрощению физической картины. Действительно, при наличии теплового равновесия преобладают импульсы $q \sim T$ ($\hbar = c = 1$) в релятивистском и ультрарелятивистском случаях. Образно выражаясь, температура T диктует характерное значение передаваемого импульса q, как бы навязывая его большинству столкновений. Поэтому при $T \gg T_c$ мы вправе ожидать постепенного перехода к случаю идеального газа кварков и глюонов.

Но даже при отсутствии фазового перехода ситуация будет аналогичной, когда

$$e^2 \ll \alpha_s(T) \ll 1. \quad (1)$$

Иными словами, с повышением температуры переход к идеально газовой плазме (ультрарелятивистской) может носить и чисто асимптотический характер. При соблюдении критерия (1) все равно практически не должно оставаться бесцветных адронов из-за их дезинтеграции, аналогичной ионизации атомов в обычной плазме.

Не слишком большие объемы кварк-глюонной плазмы прозрачны для электромагнитно взаимодействующих (не цветных) частиц, которые могут быть использованы для получения информации об истинной структуре такого рода материи [1]. Рождение в ней фотонов и заряженных лептонов приобрело известность как электромагнитный сигнал из плазмы. Возможность его использования для проверки хромодинамических представлений также обсуждалась ранее [2 – 6], но достаточно полной теории явления развито пока не было.

Остановимся на вопросе о механизме теплового рождения электромагнитных продуктов. С точки зрения газовой кинетики они рождаются в реакциях, происходящих при столкновениях индивидуальных частиц плазмы. Например, кварк и антикварк могут аннигилировать, превратившись в лептонную пару. Поскольку сечения таких элементарных процессов известны, или их нетрудно рассчитать, задача сводится, по существу, к усреднению по тепловым распределениям исходных частиц и интегрированию по части фазового объема результирующих частиц, которое необходимо для получения требуемых функций распределения. В некоторых конкретных случаях это вычисление нетрудно проделать, и именно таким путем были получены результаты упомянутых выше работ.

Однако возможен и другой подход к проблеме. В плазме происходят тепловые флуктуации электрических зарядов и токов, приводящие к возникновению реальных или виртуальных фотонов, причем последние распадаются на лептон-антилептонные пары*. Такая трактовка позволяет использовать весьма эффективные методы теории электромагнитных флуктуаций [7, 8]. В разд. 2 этим способом получена общая формула для скорости рождения пар в элемент 6-мерного импульсного пространства обоих лептонов.

Вопрос о сигнале из кварк-глюонной плазмы трудно обсуждать, отвлекаясь от реальных возможностей ее получения и последующей эволюции. Использование столкновений отдельных адронов несколько проблематично, и скорее всего плазма будет получена при столкновениях ультрарелятивистских ядер. Но на смену их слиянию неизбежно придет расширение материи в пустоту. Связанное с этим охлаждение снижает продукцию фотонов и лептонов из-за температурной зависимости. И все же это не единственное проявление гидродинамического расширения, спо-

---

* Еще до появления хромодинамических представлений на возможность такого подхода указал Е.Л. Фейнберг [1]. Он впервые предложил использовать электромагнитный сигнал как средство получения информации о структуре горячей адронной материи.

собное в принципе снизить интересующий нас эффект. Движущаяся плазма излучает медленнее неподвижной по причине общеизвестного замедления движущихся часов. Между тем темпы расширения и сопутствующего охлаждения заданы, грубо говоря, по лабораторным часам – край распределения материи движется со скоростью света. В итоге разогнавшиеся до ультрарелятивистских скоростей элементы жидкости излучают мало частиц.

Как известно, именно на позднем, трехмерном этапе расширения оно становится наиболее стремительным [9 – 11]. Предшествующий же одномерный этап характеризуется в основном умеренно релятивистскими скоростями гидродинамического течения, для которых замедление часов не снижает порядка величины эффекта. Таким образом, трехмерный этап, весьма существенный для анализа выходов адронов, в данном случае учитывать не надо*. Интересующий нас сигнал формируется, главным образом, при сравнительно спокойном и вялом одномерном течении, когда до обесцвечивающего появления отдельных адронов еще довольно далеко. С другой стороны, даже столь умеренные эволюции жидкости радикально меняют вид электромагнитного спектра по сравнению с простейшим вариантом покоящейся и однородной плазмы – термодинамически равновесной. Именно ему посвящен разд. 2, и это методически необходимо для дальнейшего. В разд. 3 одномерное течение плазмы учтено с помощью точного решения, найденного Халатниковым [12]. Угловое и энергетическое распределение электромагнитных продуктов теплового происхождения удается вычислить до конца. Разд. 4 посвящен в основм обсуждению трудностей реализации такого рода эксперимента.

2. ИЗЛУЧЕНИЕ ПОКОЯЩЕЙСЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНОЙ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

Положим, что по отношению к цветным степеням свободы имеет место равновесие T = const. Флуктуирующие во времени и пространстве токи порождают лептонные пары в заданный объем импульсного пространства согласно

$$dw = \overline{|M_{fi}|^2}\,\frac{d^3p_+d^3p_-}{4\epsilon_+\epsilon_-(2\pi)^6}\,, \qquad (2)$$

где ϵ_- и ϵ_+ – энергии лептона и антилептона; $\vec{p}_-$ и $\vec{p}_+$ – соответствующие

* Интересно отметить, что вопреки прогрессирующему охлаждению, это пренебрежимо малое электромагнитное излучение на трехмерном этапе становится довольно жестким из-за доплер-эффекта.

импульсы. Матричный элемент перехода равен

$$M_{fi} = j^{\mu} D_{\mu\nu}(\omega, \vec{k}) J^{\nu}(\omega, \vec{k}), \quad \omega = \epsilon_+ + \epsilon_-, \quad \vec{k} = \vec{p}_+ + \vec{p}_-, \tag{3}$$

где $j^{\mu} = e\bar{u}(-p_+)\gamma^{\mu}u(p_-)$ – лептонный ток перехода, соответствующий рождению пары; $D_{\mu\nu}(\omega,\vec{k})$ – пропагатор виртуального фотона; $J^{\nu}(\omega,\vec{k})$ – фурье-компонента флуктуирующего кваркового тока. Квадрат матричного элемента (3) надо просуммировать по поляризациям лептонов, по конечным состояниям плазмы и усреднить по начальным ее состояниям. При вычислениях удобно пользоваться калибровкой

$$\begin{gathered} D_{ij}(\omega, \vec{k}) = \frac{4\pi}{\omega^2 - k^2}\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{\omega^2}\right), \\ \varphi = A_0 = 0, \quad D_{0i} = D_{i0} = D_{00} = 0, \end{gathered} \tag{4}$$

так что после возведения в квадрат остаются только пространственные компоненты тензоров $\overline{j_{\mu}\, j_{\nu}}$ и $\overline{J_{\mu}\, J_{\nu}}$. Суммирование по поляризациям лептонов дает

$$\begin{gathered} \overline{j_i j_j} = 4e^2 L_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3, \\ L_{ij} = p_{+i}p_{-j} + p_{-i}p_{+j} + (p_+p_-)\delta_{ij}, \end{gathered} \tag{5}$$

причем пренебрегается их массой $m_l \gg T$. Термодинамическое усреднение $J_i J_j$ после простого вычисления (см., например, [8]) приводим к фурье-компоненте коррелятора флуктуирующих токов

$$\overline{J_i(\omega, \vec{k}) J_j(\omega, \vec{k})} = Vt \cdot (J_i J_j)_{\omega\vec{k}}. \tag{6}$$

В дальнейшем множитель Vt не пишем и любое излучение однородной покоящейся плазмы будем относить к единице 4-объема. Согласно флуктуационно-диссипативной теореме спектральная компонента коррелятора токов выражается через мнимую часть диэлектрической проницаемости плазмы [7, 8]. Учитывая пространственную дисперсию, соответствующее выражение имеет вид

$$(J_i J_j)_{\omega\vec{k}} = \frac{\omega^2}{2\pi}\, \frac{1}{e^{\omega/T} - 1}\left[\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}\right)\epsilon_t'' + \frac{k_i k_j}{k^2}\,\epsilon_l''\right]. \tag{7}$$

Диэлектрическая проницаемость электронно-позитронной плазмы была вычислена в работе [13]. Здесь этот результат можно использовать, учитывая существование нескольких сортов кварков с соответствующими зарядами. Для лептонной пары квадрат инвариантной массы $M^2 = \omega^2 -$

$-\vec{k}^2 > 0$. В этой области частот и волновых векторов мнимые части поперечной и продольной диэлектрических проницаемостей в ультрарелятивистском пределе $m_q \ll T$ равны

$$\epsilon''_t = \frac{e^2q^2}{8}\,\frac{\omega^2 - k^2}{\omega^2}\,F_t,\ \epsilon''_l = \frac{e^2q^2}{8}\,F_l\,, \tag{8}$$

где через q обозначен заряд кварка в единицах $|e|$, а

$$\begin{aligned} F_t(\omega, k) &= \int_{-1}^{1} (1+\beta^2)\,\mathrm{th}\,\frac{\omega + k\beta}{4T}\,d\beta\,, \\ F_l(\omega, k) &= 2\int_{-1}^{1} (1-\beta^2)\,\mathrm{th}\,\frac{\omega + k\beta}{4T}\,d\beta. \end{aligned} \tag{9}$$

Введем число n_f возбужденных кварковых ароматов с $m_q < T$, а также среднее по ним значение $\overline{q^2}$ квадрата электрического заряда. Суммируя по ароматам и принимая во внимание цветное утроение, после всех подстановок получаем общую формулу

$$dw = \frac{12\pi e^4 n_f\overline{q^2}}{e^{\omega/T}-1}\,\frac{1}{k^2}\,[\omega^2 F_t - 2\epsilon_+\epsilon_-(F_t - F_l) - \\ - \frac{\omega^2 - k^2}{2}(F_t + F_l)]\,\frac{d^3p_+d^3p_-}{4\epsilon_+\epsilon_-(2\pi)^6} \tag{10}$$

для скорости рождения лептонных пар.

Представляет интерес найти их единое распределение по энергиям ω и массам M. Имеем

$$\frac{d^3p_+d^3p_-}{\epsilon_+\epsilon_-} = 2\pi^2\,dM^2\,d\omega\,d\tilde{\epsilon}\,,\quad \tilde{\epsilon} = \epsilon_+ - \epsilon_- \tag{11}$$

и в правой части формулы (10) также переходим к новым переменным. Нетрудно сообразить, что при фиксированных ω и M^2 интегрирование по лишней переменной $\tilde{\epsilon}$ следует производить в пределах от $-k$ до k. После этого возникает комбинация $2F_t + F_l$, которая интегрируется по β согласно формуле (9). В итоге получим

$$dw(\omega, M^2) = \frac{e^4 n_f\overline{q^2}}{\pi^3}\,\frac{T}{e^{\omega/T}-1}\,\ln\frac{\mathrm{ch}\dfrac{\omega+k}{4T}}{\mathrm{ch}\,\dfrac{\omega-k}{4T}}\,d\omega\,dM^2, \tag{12}$$

$$k = \sqrt{\omega^2 - M^2}\,.$$

Отдельные распределения рождающихся пар по энергиям или по массам в предельных случаях больших или малых значений соответствующего аргумента вычисляются без особого труда. Такой же результат получается и при газокинетическом подходе, к которому теперь обратимся в связи с проблемой инклюзивного спектра отдельных лептонов (антилептонов).

В идеальном газе цветных частиц (см. Введение) они распределены по квантовым состояниям согласно

$$n_q = 1/e^{\epsilon/T} + 1\,, \quad n_g = 1/e^{\epsilon/T} - 1, \tag{13}$$

где ϵ — энергия частицы. Поскольку существенными оказываются только бинарные столкновения, их число на единицу 4-объема удобно находить по известной формуле Паули [14]

$$d\nu = \sigma \frac{(p_1 p_2)}{\epsilon_1 \epsilon_2} \rho_1 \rho_2\,. \tag{14}$$

Здесь $p_{1,2}$ — 4-импульсы реагирующих ультрарелятивистских частиц, а их пространственные плотности $\rho_{1,2}$, определяемые формулами (13), содержат дифференциалы тех переменных, от которых зависит сечение σ рассматриваемой реакции. Величины, относящиеся к системе ее центра инерции, будем помечать индексом 0.

Сечение реакции типа

$$q + \bar{q} \to \mu + \bar{\mu} \tag{15}$$

хорошо известно:

$$\sigma = \frac{\pi}{3} \frac{e^4 q^2}{\epsilon_0^2} = \frac{2\pi}{3} \frac{e^4 q^2}{(p_1 p_2)}\,. \tag{16}$$

Однако на интересующий нас инклюзивный спектр мюонов влияет также, помимо прочего, вид углового распределения продуктов

$$1 + \cos^2\theta_0,$$

и вычисления усложняются. По существу, это обусловлено движением центра инерции при произвольном столкновении аннигилирующих кварков в газе.

Функцию распределения мюонов по импульсам, отвечающую индивидуальному элементарному акту, считаем нормированной:

$$\int f(\vec{p})\, d^3p = 1.$$

Принимая во внимание $\epsilon f(\vec{p}) = \mathrm{inv}$, убеждаемся, что для указанной угловой индикатрисы

$$f(\vec{p}) = \left\{\frac{3}{2} - 12\frac{(p_1 p)(p_2 p)}{[(p_1 + p_2)^2]^2}\right\} \times \frac{1}{\pi\epsilon}\,\delta(2(p_1 + p_2, p) - (p_1 + p_2)^2) \qquad (17)$$

справедливо в любой системе отсчета ($\epsilon \equiv \epsilon_{\pm}$). Интегрирование по направлениям вектора $\vec{p}$ приводит к соответствующему чисто энергетическому распределению, но дальнейшие выкладки становятся настолько громоздкими, что приходится ограничиться их описанием.

Это распределение находится явно в виде

$$d\tau = \frac{d\tau}{d\epsilon}(\epsilon;\ \epsilon_1, \epsilon_2, \mu)d\epsilon, \quad \mu = \cos\vartheta, \qquad (18)$$

оно зависит параметрически и от угла ϑ между импульсами исходных фермионов. Обращаясь теперь к основной формуле (14), произведем в ней также цветовое утроение и, кроме того, дополнительно удвоим, чтобы иметь суммарное число мюонов любого знака заряда вместо числа актов. Тогда

$$d\nu = d\epsilon \cdot \frac{2}{\pi^3} e^4 q^2 \frac{\epsilon_1 d\epsilon_1}{e^{\epsilon_1/T} + 1} \frac{\epsilon_2 d\epsilon_2 d\mu}{e^{\epsilon_2/T} + 1} \frac{d\tau}{d\epsilon}. \qquad (19)$$

Однако функция $d\tau/d\epsilon$ отлична от нуля лишь в области

$$\begin{gathered} \epsilon_{min} < \epsilon < \epsilon_{max}, \\ \epsilon_{min} = \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + 2\epsilon_1\epsilon_2\mu}), \\ \epsilon_{max} = \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + 2\epsilon_1\epsilon_2\mu}), \end{gathered} \qquad (20)$$

что определяет выбор пределов интегрирования по μ.

Допустим, $\epsilon_1 > \epsilon_2$ (от подобного ограничения легко потом избавиться удвоением результата). При общем соблюдении неравенства $\epsilon_1 + \epsilon_2 > \epsilon$, которое, впрочем, и непосредственно диктуется законом сохранения энергии, приходится различать три кинематические области:

$\epsilon_1 < \epsilon$ – область 1; $\epsilon_2 < \epsilon < \epsilon_1$ – область 2; $\epsilon_2 > \epsilon$ – область 3.

В терминах безразмерных переменных

$$x_{1,2} = \epsilon_{1,2}/T, \quad \xi = \epsilon/T \qquad (21)$$

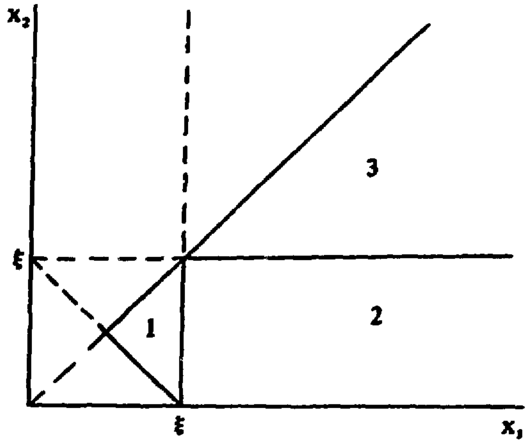

Рис. 1. Кинематические области энергии на плоскости кварк-антикварк

это разбиение изображено на рис. 1, а интегрирование по областям выражения (19) проводится раздельно. Из соображений удобства интеграл, определяющий форму спектра, нормирован условием $I(\xi) \cong \xi e^{-\xi}$ при $\xi \gg 1$. Он складывается из трех соответствующих слагаемых:

$$I(\xi) = I_1 + I_2 + I_3 ,$$

$$I_1 = 3\iint\limits_{1)} \left\{ \frac{2x_1 x_2}{(x_1 + x_2)^3}\xi^2 - \frac{x_1^2 + 4x_1 x_2 + x_2^2}{(x_1 + x_2)^2}\xi + \right.$$

$$\left. + x_1 + x_2 \right\} \frac{dx_1 dx_2}{(e^{x_1} + 1)(e^{x_2} + 1)} , \tag{22}$$

$$I_2 = 3\iint\limits_{2)} \left\{ \frac{2x_1 x_2}{(x_1 + x_2)^3}\xi^2 - \frac{2x_1 x_2}{(x_1 + x_2)^2}\xi + x_2 \right\} \frac{dx_1 dx_2}{(e^{x_1} + 1)(e^{x_2} + 1)} ,$$

$$I_3 = 3\iint\limits_{3)} \left\{ \frac{2x_1 x_2}{(x_1 + x_2)^3}\xi^2 + \frac{x_1^2 + x_2^2}{(x_1 + x_2)^2}\xi \right\} \frac{dx_1 dx_2}{(e^{x_1} + 1)(e^{x_2} + 1)} .$$

График функции $I(\xi)$ представлен на рис. 2 (численный расчет). Окончательный результат, нормированный на число рождающихся частиц, приобретает вид

$$dw = \frac{4}{\pi^3} e^4 n_f \overline{q^2}\, T^4 I(\xi) d\xi . \tag{23}$$

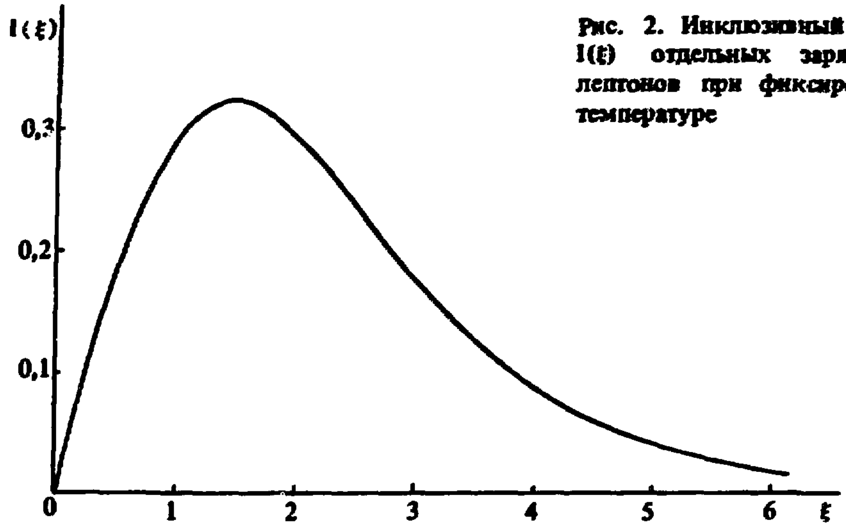

Рис. 2. Инклюзивный спектр $I(\xi)$ отдельных заряженных лептонов при фиксированной температуре

В соответствии с видом формулы (22) при вычислении интеграла по спектру целесообразно изменить порядок операций. Сначала проводится элементарное интегрирование по ξ. Остающиеся интегралы по $x_{1,2}$ симметризуются и факторизуются, сводясь к хорошо известным однократным. В итоге имеем

$$\int_0^\infty I(\xi)d\xi = \frac{\pi^4}{144}. \tag{24}$$

Подстановка в формулу (23) приводит к формуле Шуряка [2]

$$W = \frac{\pi}{36} e^4 n_f \overline{q^2} T^4 \tag{25}$$

для полной продукции мюонов и антимюонов вместе взятых.

Проще решается вопрос о спектре фотонов теплового излучения кварк-глюонной плазмы. Рассмотрим его в логарифмическом приближении

$$\ln T/m_q \simeq \ln T/\Lambda \gg 1 \tag{26}$$

(Λ – размерный параметр перенормировки цветного заряда [15]), которое по сути дела соответствует критерию (1). Но последний фактически предписывает отбирать фейнмановские диаграммы с наименьшим числом вершин, в первую очередь электродинамических, но и цветных тоже. Поэтому обращает на себя внимание реакция

$$q + g \to q + \gamma \quad (\overline{q} + g \to \overline{q} + \gamma), \tag{27}$$

во многом аналогичная комптон-эффекту. Тривиальный учет хромодинамического характера второй вершины дает для сечений

$$d\sigma_{g\gamma} = \frac{e^2 q^2 \alpha_s}{12\epsilon_0^2} \frac{d\sigma_0}{(\frac{m_q}{\epsilon_0})^2 + \theta_0^2}; \tag{28}$$

$$\sigma_{g\gamma} \cong \frac{\pi e^2 q^2 \alpha_s}{12\epsilon_0^2} \int_0^{\sim 1} \frac{2\theta_0 d\theta_0}{(\frac{m_q}{\epsilon_0})^2 + \theta_0^2} \cong \frac{\pi e^2 q^2 \alpha_s}{6\epsilon_0^2} \ln \frac{\epsilon_0}{m_q}, \tag{29}$$

причем угол θ_0 вылета γ-кванта отсчитывается от импульса $\vec{p} = \vec{p}_0$ начального фермиона, а характеристики конечного кварка будем помечать штрихом. Здесь

$$\alpha_s(T) = \frac{2\pi}{b \ln T/\Lambda}, \quad b = 11 - \frac{2}{3} n_f, \tag{30}$$

После подстановки в формулу (29), принимая во внимание $\epsilon_0 \sim T$, сокращаем логарифмы, так что

$$\sigma_{g\gamma} = \frac{\pi^2}{3b} \frac{e^2 q^2}{\epsilon_0^2} = \frac{2\pi^2}{3b} \frac{e^2 q^2}{(pp_g)}. \tag{31}$$

При подсчете числа актов полезно иметь в виду следующие обстоятельства. Помимо многообразия цветовых состояний сталкивающихся кварков, антикварков и глюонов, в правой части формулы (14) следует добавить проекционный фактор $1 - n_q(\epsilon')$ из-за принципа Паули для конечного фермиона. На первый взгляд, его характеристики не содержатся в исходных данных, касающихся только реагирующих кварков и глюонов. Однако из формул (28) и (29) видно, что угловое распределение рождающихся фотонов устремлено вперед и с логарифмической точностью (26)

$$p_\gamma \cong p, \quad p' \cong p_g. \tag{32}$$

Но будучи представленными в инвариантном виде, эти соотношения между 4-импульсами остаются справедливыми и в лабораторной системе, где индивидуальное столкновение происходит отнюдь не в его системе центра инерции. Поэтому $1 - n_q(\epsilon') \cong 1 - n_q(\epsilon_g)$, после чего интегрирование по лишней переменной ϵ_g выполняется без труда.

Аналогичные свойства обнаруживает кроссинг-симметричная реакция

$$q + \bar{q} \to g + \gamma. \tag{33}$$

Не приводя здесь ее сечение, отметим лишь роль фактора $1 + n_g(p_g)$ бозевского усиления актов аннигиляции за счет уже имеющихся в плазме глюонов. Аргумент удается отождествить с характеристиками фермиона p_1, по которому вылетел глюон, а затем проводится интегрирование по лишней переменной ϵ_1. Суммируя вклады реакций (27) и (33) (они одинаковы), получаем окончательно

$$dw_\gamma = 8e^2 \frac{\overline{n_f q^2}}{b} T^2 \frac{\epsilon d\epsilon}{e^{\epsilon/T} + 1}, \tag{34}$$

где ϵ – энергия фотона. Интегрирование по ней приводит к

$$W_\gamma = \frac{2\pi^2}{3b} e^2 \overline{n_f q^2} T^4 \tag{35}$$

для полной продукции γ-квантов на единицу 4-объема.

3. РАСШИРЕНИЕ МАТЕРИИ ПОСЛЕ СЛИЯНИЯ ЯДЕР И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ

После слияния ядер одинакового радиуса R, которые испытали лобовое столкновение, кварк-глюонная плазма заключена в объеме с продольным размером $2l$, причем $l \ll R$ вследствие лоренцева сжатия. Затем расширение носит одномерный характер при $t \ll R$. Для такого рода материи справедливо полученное Халатниковым решение [12], которое было выражено в переменных

$$y = \ln T/T_0 < 0, \quad \alpha = \ln \sqrt{\frac{1+v}{1-v}}, \tag{36}$$

где T_0 – начальная температура в системе слияния; α – быстрота гидродинамического течения; v – его скорость. Вообще говоря, оно имеет сложный неявный вид

$$t = e^{-y}\left(\frac{\partial\chi}{\partial y}\operatorname{ch}\alpha - \frac{\partial\chi}{\partial\alpha}\operatorname{sh}\alpha\right),$$

$$x = e^{-y}\left(\frac{\partial\chi}{\partial y}\operatorname{sh}\alpha - \frac{\partial\chi}{\partial\alpha}\operatorname{ch}\alpha\right) + l, \tag{37}$$

$$\chi = -\sqrt{3}\, l e^{y} \int_{\alpha/\sqrt{3}}^{-y} e^{2y_1} I_0\left(\sqrt{y_1^2 - \alpha^2/3}\right) dy_1 .$$

Здесь $I_0(y_1)$ – нулевая функция Бесселя от мнимого аргумента. Но на протяжении большей части времени одномерного расширения, в области сосредоточения преимущественной доли излучающих кварков (преобладающей части всей энтропии жидкости), это решение упрощается:

$$v = \frac{x}{t},\ \left(\frac{T}{T_0}\right)^3 = \sqrt{2/\pi}\ \frac{l/t}{\sqrt{\ln(t/l)}}\ \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}, \tag{38}$$

$t \gg l,\ \alpha^2 \ll |y|.$

Подразумевая испускание ультрарелятивистских мюонов, ориентируемся на формулу (23) и в качестве исходного возьмем выражение

$$dw = dt\,dV \cdot \frac{4}{\pi^3} e^4 n_f \overline{q^2}\, T^3 I(\xi) d\epsilon_0 d\tau_\epsilon\ . \tag{39}$$

Восстановленный элемент 4-объема dtdV относим теперь к лабораторной системе*. Здесь также несколько изменены обозначения: ϵ_0 – энергия частиц в системе покоя элемента dV плазмы, где они излучаются изотропно. Соответственно

$$\xi = \epsilon_0/T. \tag{40}$$

Кроме того, в правой части формулы (39) добавлен множитель должным образом нормированного распределения по лабораторным энергиям ϵ:

$$d\tau_\epsilon = \frac{\sqrt{1-v^2}}{2v\epsilon_0} d\epsilon \tag{41}$$

Пространственный дифференциал целесообразно свести к dv согласно

$$dV = \pi R^2 dx = \pi R^2 t dv, \tag{42}$$

а вместо времени удобно взять зависящую от него температуру. Согласно формуле (38)

$$dt \cong \sqrt{2/\pi}\ \frac{l}{\sqrt{\ln(R/l)}}\ \frac{T_0^3}{\sqrt{1-v^2}}\ d\left(\frac{1}{T^3}\right) \tag{43}$$

и аналогично для самого t. При временном интегрировании по этой фор-

---

* Расчеты показывают, что для получения отвечающих поставленной цели начальных температур T_0 потребуются очень высокие энергии возбуждения составной системы (см. также дискуссию в разд. 4). Поскольку для этого лучше всего подходит экспериментальная техника встречных ионных пучков, систему центра инерции сталкивающихся ядер считаем лабораторной.

муле величина ϵ_0 остается пока постоянной [см. также (46)], и

$$\int dw = d\epsilon\,\frac{12J}{\pi^3}\,e^4 n_f \overline{q^2}\,\frac{l^2 R^2}{\ln(R/l)}\,T_0^6\,\frac{d\epsilon_0}{\epsilon_0^4}\,\frac{dv}{v\sqrt{1-v^2}}\,. \tag{44}$$

Интеграл

$$J = \int_0^\infty I(\xi)\xi^2 d\xi = \frac{49}{14400}\pi^6 + \frac{81}{80}[\zeta(3)]^2 \cong 4{,}73 \tag{45}$$

вычисляется аналогично выводу формулы (24). Помимо энергии ϵ фиксированным также считается и угол θ между импульсом мюона и направлением оси ядерной реакции. Элемент do телесного угла (лабораторного) содержится в $d\epsilon_0$. При ультрарелятивистских энергиях частиц преобразования Лоренца дают

$$\epsilon_0 = \frac{1 - v\cos\theta}{\sqrt{1-v^2}}\epsilon,\quad d\epsilon_0 = -\frac{v\epsilon}{\sqrt{1-v^2}}\,d\cos\theta \tag{46}$$

После подстановки в формулу (44) легко проводим интегрирование по автомодельной координате v:

$$\int_{-1}^{1} \frac{1-v^2}{(1-v\cos\theta)^4}\,dv = \frac{4/3}{\sin^4\theta}\,.$$

В результате получаем окончательно

$$dW = \frac{8}{\pi^4}\,J\,\frac{e^4}{\hbar^6 c^6}\,n_f\overline{q^2}\,\frac{l^2 R^2}{\ln R/l}\,T_0^6\,\frac{d\epsilon}{\epsilon^3}\,\frac{do}{\sin^4\theta} \tag{47}$$

(переходим к обычным единицам) на одно такое столкновение.

В реальной ситуации под фиксированным углом θ падающий энергетический спектр электромагнитных частиц вида $d\epsilon/\epsilon^3$ прост и достаточно характерен. Поскольку в рамках применимости теории интегрирование проводилось по всему времени расширения, вполне естественно, что экспонент термического типа этот спектр больше не содержит.

За некоторыми исключениями, которые будут проанализированы ниже:

$$\epsilon \sim \epsilon_0 \sim T. \tag{48}$$

Частицы с энергиями $\gtrsim T_0$ противоречат требованию $ct \gg l$, и их излучение пренебрежимо кратковременно. Мягкая же часть спектра обрезается конечностью времени одномерного расширения. Оценивая температуру T_1, до которой охлаждается плазма к концу $ct_1 \sim R$ этого этапа, находим

$$(l/R)^{1/3}/(\ln R/l)^{1/6}\, T_0 \ll \epsilon \ll T_0. \tag{49}$$

Однако случай вылета мюонов в направлениях, составляющих малый угол с осью реакции, нуждается в отдельном рассмотрении. Анизотропия излучения движущейся плазмы всецело обусловлена аберрацией. Она особенно характерна для ультрарелятивистских скоростей течения, когда преобладают

$$\theta \sim 1/\gamma, \tag{50}$$

где

$$\gamma = \mathrm{ch}\,\alpha = 1/\sqrt{1-v^2}, \tag{51}$$

а вместо оценки (48) имеем под малыми углами по причине ультрарелятивистского доплер-эффекта

$$\epsilon \sim \gamma\epsilon_0 \sim \gamma T, \ \theta \ll 1. \tag{52}$$

Однако надо учитывать и зависимость температуры от лоренц-фактора $\gamma \gg 1$ [последний множитель в правой части формулы (38)]. Вместо того, чтобы формулировать специфичный для малых углов отдельный критерий, целесообразнее посредством $\theta \to \sin\theta$ охватить весь телесный угол единой записью условия применимости теории:

$$(l/R)^{1/3}/(\ln R/l)^{1/6}\, \frac{T_0}{\sin^{4/3}\theta} \ll \epsilon \ll \frac{T_0}{\sin\theta}. \tag{53}$$

В итоге особенность, которой обладает выражение (47) при $\theta = 0, \pi$, отнюдь не приводит к расходимости всего числа рождающихся частиц за счет областей $\theta \ll 1$, $\pi - \theta \ll 1$. Действительно, в полной продукции мюонов малые углы играют незначительную роль:

$$\int \frac{do}{\sin^4\theta} \int_{\epsilon_{min}} \frac{d\epsilon}{\epsilon^3} \sim \int \frac{d\theta}{\theta^3}\theta^{8/3} = \int \frac{d\theta}{\theta^{1/3}} \sim \theta^{2/3}.$$

Из-за этой же критериальной взаимозависимости углового и энергетического распределений, проинтегрированный по углам полный спектр электромагнитных частиц оказывается более сложным.

Даже если использовать γ-кванты в качестве электромагнитного сигнала окажется невозможным по практическим причинам (см. разд. 4), соответствующая формула может все-таки представить некоторый принципиальный интерес. Производя вычисления, аналогичные изложенным выше, нетрудно получить распределение γ-квантов теплового излучения кварк-глюонной плазмы за все время ее расширения:

$$dW_\gamma = \frac{14}{15}\pi^3 \frac{e^2}{\hbar^5 c^5} \frac{\overline{n_f q^2}}{b} \frac{l^2 R^2}{\ln R/l} T_0^6 \frac{d\epsilon}{\epsilon^3} \frac{d\sigma}{\sin^4\theta} . \tag{54}$$

Критерий (53) остается в силе.

4. ВЫВОДЫ

Посылаемый горячей кварк-глюонной плазмой сигнал поддается теоретическому исследованию. В экспериментально достижимой ситуации форма сигнала проста. Постановка соответствующего эксперимента представит существенные трудности. Ограничимся только самыми краткими комментариями.

Согласно основной хромодинамической формуле (30) константа сильного взаимодействия убывает крайне медленно. Задача состоит в том, чтобы удовлетворить условиям перехода в идеально газовое состояние, (1) и (26). С помощью распределений (13) легко найти закон Стефана – Больцмана для кварк-глюонной плазмы, т.е. выразить энтропию и энергию единицы собственного объема через T, а также число n_f возбужденных при данной температуре ароматов. Соответствующие числовые множители довольно велики из-за многообразия цветовых состояний частиц, и T_0 с первичной энергией растет медленно. Согласно ориентировочной оценке при $E_0 \sim 1$ ТэВ $= 10^3$ ГэВ на нуклон имеем $T_0 \sim 4$ ГэВ, что выглядит приемлемо. В целом требуемые энергии на сегодняшний день не кажутся фантастическими. Требования типа (1) или (26) фактически сводятся к $\ln R/l \gg 1$, что и подразумевалось при выводе окончательных формул.

Ожидаемая полная интенсивность не слишком высока, но при указанных условиях достигнет уже величины порядка лептона на одно лобовое столкновение тяжелых ядер. Это может оказаться приемлемым при условиях достаточно надежного опознания частиц теплового происхождения. С последним аспектом тесно связан трудный вопрос защиты от фона посторонних частиц. Основной их источник – распад адронов, рождающихся при столкновении. Если попытаться поднять интенсивность на три порядка, переключившись на фотонный сигнал, возникнет проблема с фоном практически мгновенных квантов распада $\pi^0 \to 2\gamma$. Оцениваемый по энтропии выход пионов составляет $\sim 10^5$ при указанных первичных энергиях.

В основном испускаемые при распадах лептоны характеризуются заметным запаздыванием. Но, может быть, трудно предвидеть все источники электронного фона. Выход пионной фракции настолько огромен, что приходится опасаться, например ветви распада ее нейтральной составляющей $\pi^0 \to e^+ e^- \gamma$ с парциальной шириной более 1%. Мюоны свободны от этого недостатка, так как способны появляться при распаде заряженной составляющей лишь с запаздыванием $\sim 10^{-8}$ с. Если выделять лобовые столкновения ядер по множественности заряженных адронов, как это уже практикуется в совсем иной области энергий, придется детектировать и адроны.

Выражаем благодарность К.А. Тер-Мартиросяну за содержательные дискуссии, которые в значительной степени стимулировали данную работу, В.Е. Макаренко, Е.В. Носову, Г.Б. Орловой и В.В. Хмелевому за помощь в вычислении интегралов.

Список литературы

1. Фейнберг Е.Л. – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, т. 26, с. 622.
2. Шуряк Э.В. – ЯФ, 1978, т. 28, с. 796.
3. Kajantie K., Miettinen H.I. – Z. Phys., 1981, vol. 9, p. 341; – Ibid.: 1982, vol. C14, p. 357.
4. Domokos G., Goldman J.I. – Phys. Rev., 1981, vol. D23, p. 203.
5. Kapusta J. – Phys. Lett., 1984, vol. 136B, p. 201.
6. Mc Lerran L., Toimela T. – Phys. Rev., 1985, vol. D31, p. 545.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, 1-е изд. – М.: Физматгиз, 1958.
8. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика, ч. 2. – М.: Наука, 1978.
9. Ландау Л.Д. – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1953, т. 17, с. 51.
10. Носов В.Г., Камчатнов А.М. – ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 768.
11. Носов В.Г. Макроскопические квантовые эффекты в атомных ядрах. – М.: Атомиздат, 1980.
12. Халатников И.М. – ЖЭТФ, 1954, т. 27, с. 529.
13. Цытович В.Н. – ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1775.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1973.
15. Волошин М.Б., Тер-Мартиросян К.А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. – М.: Энергоатомиздат, 1984.

Редактор Г.Я. Кармадонова
Технический редактор Н.А. Малькова
Корректор Л.В. Пономарева

Подписано в печать 01.09.87. Т-19512. Формат 60х90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,1
Тираж 145. Цена 15 коп. Заказ 383. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

15 коп. Индекс 3624

Препринт ИАЭ-4519/1. М., 1987