

## ФИЛАМЕНТАЦИЯ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ

*Ю.Е. Покровский, А.В. Селихов*

Показано, что в случае образования кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях, в ней успевает развиться филаментация – структурная неустойчивость, которая может отчетливо наблюдаться на эксперименте.

Недавно в работе<sup>1</sup> было показано, что в адронной плазме (АП) следует ожидать развития динамической нестабильности типа филаментации при условиях, возникающих в ядро-ядерных (АА)-столкновениях. В общем случае филаментация – нестабильность, приводящая к расслоению первоначально однородной системы двух встречных потоков, взаимодействующих со средним векторным полем (в обычной плазме – электромагнитным, в АП – полем  $\omega$ -мезонов, в кварк-глюонной плазме (КГП) – глюонным), на чередующиеся противоположно направленные токовые нити. В предположении, что деконфайнмент в АА-столкновениях наступает достаточно быстро – при прохождении ядер сквозь друг друга, что может быть справедливо при достаточно высоких энергиях, в области взаимопроникновения ядер рассматриваются два кварковых потока в бесстолкновительном режиме на основе релятивистской кинетической теории со средним глюонным по-

лем<sup>2</sup>. Получена оценка характерного времени развития филаментационной неустойчивости, которая указывает на то, что филаментация в КГП может развиться при условиях, появляющихся в АА-столкновениях. Теоретическое и экспериментальное исследование филаментации представляет особый интерес в плане диагностики КГП, поскольку, во-первых, проявления филаментации доступны измерению в современных экспериментальных условиях, во-вторых, филаментация является коллективным эффектом, специфичным именно для случая образования плазмы, в-третьих, наблюдение филаментации позволяет регистрировать и исследовать начальный этап образования КГП, в-четвертых, зависимость филаментации от температуры плазмы в каждом из потоков в принципе является уникальным термометром, позволяющим измерить начальную температуру КГП.

Рассмотрим решения самосогласованных уравнений Власова и Янга – Миллса для КГП, описывающие малые отклонения от равновесного термодинамического состояния. Равновесная функция распределения представляется в цветовом пространстве единичной матрицей, вследствие этого среднее глюонное поле в стационарном однородном состоянии равно нулю. Предполагается, что возмущение  $\tilde{W}(x, p)$  равновесной функции распределения может быть диагонализовано в цветовом пространстве с помощью калибровочного преобразования. Тогда отличными от нуля будут  $F_{\mu\nu}^a$  – возмущения среднего глюонного поля с  $a = 3, 8$ <sup>3</sup>. Для малых отклонений стандартными методами (см. [1], [3]) получено дисперсионное соотношение:

$$\det(-k^2 \delta_{ij} + \Pi_{ij}(k)) = 0, \quad (1)$$

где поляризационный оператор  $\Pi_{ij}(k)$  определяется через равновесную функцию распределения  $n(p)$ :

$$\Pi_{ij}(k) = g^2/2 \int d^4p (p_i - \frac{p_0}{k_0} k_i) \left\{ \frac{\partial n(p)}{\partial p^i} - \frac{p_i k_\mu}{(pk)} \frac{\partial n(p)}{\partial p^\mu} \right\}.$$

Дисперсионное соотношение (1) аналогично дисперсионному соотношению, полученному в [1] для АП, вследствие предположения об абелевости возмущения  $\tilde{W}(x, p)$ . Предположим, что вектор  $k$  направлен вдоль оси  $z$ :  $k_\mu = (\omega, 0, 0, q)$ . Нас интересуют комплексные собственные значения с  $\text{Im } \omega(q) > 0$ , которые соответствуют нестабильным решениям, экспоненциально растущим со временем. Для количественной оценки характерного времени филаментации в КГП будем считать, что каждый поток имеет нулевую температуру и описывается следующей функцией распределения:

$$n(p) = (\rho/M) \delta^{(4)}(p - MU),$$

где  $\rho$  – плотность кварков ( $\sim 0,45 \text{ Фм}^{-3}$ ),  $M$  – масса кварка,  $U_\mu$  – четырехскорость, нормированная условием  $U_\mu U^\mu = 1$ . Как показано в<sup>1</sup> для АП филаментационная мода наиболее нестабильна при  $k \perp U$ . Это справедливо и для КГП. После соответствующих изменений филаментационная мода определяется выражением:

$$\omega_F^2(q) \approx -2g^2 \rho/M.$$

Для  $g^2$  – эффективной константы взаимодействия воспользуемся однопетлевым выражением:

$$g^2 = 16\pi^2/9 \ln(q^2/\Lambda^2),$$

где  $\Lambda = 100 \text{ МэВ}$ . Зависимость  $M$  от  $q$  зададим феноменологически, используя результаты<sup>4</sup>:

$$M(q) = (M_0 - m_0)/(1 + (\bar{\rho} q)^6/36) + m_0, \quad (2)$$

где  $M_0 = 350 \text{ МэВ}$ ,  $m_0 = 5 \text{ МэВ}$ ,  $\bar{\rho} = (600 \text{ МэВ})^{-1}$ . Передачи импульса, соответствующие максимальной нестабильности филаментационной моды, лежат в интервале  $\sim 1 \div 4 \text{ ГэВ/с}$ .

Такой разброс объясняется тем, что формулой (2) при больших  $q$  можно пользоваться только для грубой оценки. Для характерного времени развития филаментационной моды получим:

$$\Delta t_F \sim 1/\text{Im } \omega_F \sim 0,1 \text{ Фм/с.}$$

Величину  $\Delta t_F$  следует сравнить с  $\Delta t_c$  — характерным временем АА-столкновения, которое будем считать примерно равным времени пролета одного ядра сквозь другое. Для тяжелых ядер ( $A \sim 200$ ) при  $E_{\text{сдм}} = 20 \text{ ГэВ/нуклон}$   $\Delta t_c \sim 3,6 \text{ Фм/с}$ , а при  $E_{\text{сдм}} = 50 \text{ ГэВ/нуклон}$  —  $\Delta t_c \sim 1,4 \text{ Фм/с}$ .

Эти оценки в принципе позволяют использовать филаментацию для исследования вопроса о начальной стадии деконфайнмента в АА-столкновениях в широком диапазоне изменения  $A$ , в том числе и для легких ядер. КГП характеризуется значительно меньшим (на порядок) временем развития филаментации по сравнению с АП, что может служить отличительной чертой между сигналами от КГП и АП. В<sup>1</sup> отмечалось, что наиболее прямым методом наблюдения филаментации в АП является излучение  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \sim 200 \text{ МэВ}$ , сопутствующее этому процессу. Характерным свойством спектра в системе ЦМ будет узкий пик в направлении перпендикулярном оси столкновения. Это справедливо и для КГП с тем отличием, что  $E_\gamma \sim 1 \div 4 \text{ ГэВ}$ . Значительно более интенсивно чем  $\gamma$ -кванты, будут излучаться глюоны в КГП и  $\omega$ -мезоны в АП с последующей трансформацией в  $\pi$ -мезоны в обоих случаях. Различие между КГП и АП проявится в том, что  $3\pi$ -корреляции не должны содержать структуры филаментации, если они излучены КГП. Филаментация достаточно чувствительна к тому, чтобы зафиксировать образование АП, КГП и отличить их друг от друга.

Авторы выражают свою признательность Иванову Ю.Б., который ознакомил их со своей работой до ее публикации.

#### Литература

1. Ivanov Yu.B. Nucl. Phys, 1987, A 474, 693.
2. Heinz U. Phys. Rev. Lett, 1983, 51, 351.
3. Mrowczynski St. Phys. Lett, 1987, B188, 129.
4. Дьяконов Д.И., Петров В.И. ЖЭТФ, 1985, 89, 361.