

УДК 539.171.017;539.1.01;539.141

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПАРТОНА В НЕОДНОРОДНОЙ ЦВЕТНОЙ СРЕДЕ

М. Р. Киракосян

Рассмотрен вклад стохастических неоднородностей в столкновительные потери партонa в цветной среде.

Ключевые слова: ядро, ядерные столкновения, кварк-глюонная плазма, случайные среды, гашение струй.

1. В настоящее время в ряде моделей столкновений ядер высокой энергии [1, 2] предсказывается быстрая термализация вторичных кварков и глюонов. Таким образом, в некотором приближении, для описания свойств вещества, образовавшегося в ядро-ядерных столкновениях высокой энергии, можно использовать макроскопическое описание [3] (температурная квантовая теория поля, уравнение переноса, гидродинамика).

Анализ данных экспериментов на ускорителе RHIC (ядра золота, энергия в с. ц. м. – 200 ГэВ/нуклон) [4] указывают на то, что уравнение состояния кварк-глюонной плазмы близко к уравнению состояния идеального газа. На это же указывают решеточные вычисления [5], а также модифицированная теория возмущений [6] в рамках КХД при конечной температуре.

Диэлектрическая (хромо) проницаемость как электромагнитной, так и кварк-глюонной (КХД) плазмы отлична от единицы (хромопроницаемость для описания феноменологии КХД среды была введена в [7], см. также [8]). Результат может быть получен как квазиклассическим методом из уравнений Власова (и, соответственно, их модификаций в КХД) [9], так и в рамках приближения hard thermal loops (HTL) в температурной теории поля [10]. Более того, в ведущем порядке по константе связи хромопроницаемость, полученная в рамках HTL, с точностью до константы связи идентична проницаемости электромагнитной плазмы. Ниже приведены продольные и поперечные

Учреждение Российской академии наук Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53; e-mail: Martin.Kirakosyan@cern.ch.

части хромопроницаемости кварк-глюонной плазмы:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\parallel}(\omega, k) &= 1 + \frac{3m_g^2}{k^2} \left\{ 1 - \frac{\omega}{2k} \left[\ln \left| \frac{\omega + k}{\omega - k} \right| - i\pi\theta(k - \omega)\theta(\omega) \right] \right\}, \\ \varepsilon_{\perp}(\omega, k) &= 1 - \frac{3}{2} \frac{m_g^2}{k^2} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{k^2}{\omega^2}\right) \frac{\omega}{2k} \left[\ln \left| \frac{\omega + k}{\omega - k} \right| - i\pi\theta(k - \omega)\theta(\omega) \right] \right\}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь, в свою очередь m_g – эффективная масса глюона:

$$m_g^2 = g^2 T^2 \frac{\left(1 + \frac{N_f}{6}\right)}{3}.$$

Из (1) видно, что имеется как пространственная дисперсия хромопроницаемости (присутствует зависимость от волнового вектора), так и мнимая часть, вызванная затуханием Ландау. Следствием появления мнимой части проницаемости являются потери энергии высокоэнергетичным цветным партоном, движущимся в плазме. В ведущем приближении по константе связи потери могут быть вычислены согласно формуле [11, 12]:

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dx} &= -\frac{C_F \alpha_s}{2\pi^2 v} \int d^3k \left\{ \frac{\omega}{k^2} [Im\varepsilon_{\parallel}^{-1} + \right. \\ &\quad \left. (v^2 k^2 - \omega^2) Im(\omega^2 \varepsilon_{\perp} - k^2)^{-1}] \right\}_{\omega=\mathbf{k}\mathbf{v}}.\end{aligned}\quad (2)$$

Потери партона в кварк-глюонной плазме с использованием (1) и (2) были вычислены в работе [12]. Для потерь легкого кварка с энергией 10 ГэВ было получено дифференциальное значение потерь 0.1 ГэВ/фм. В [13] было показано, что в случаях, когда хромопроницаемость отлична от единицы в широком диапазоне частот, потери энергии на переходное излучение на неоднородностях среды могут быть сравнимы по величине со столкновительными.

В настоящей работе будет вычислен вклад от неоднородностей температуры в потери в кварк-глюонной плазме. Везде далее время указано в единицах Ферми/с.

2. Неоднородная кварк-глюонная плазма. Начальное состояние, образовавшееся в результате ядро-ядерных столкновений, крайне неоднородно и, вследствие причинности, даже после предполагаемой термализации ($t_c \approx 1.3$ фм/с) имеется “остаточная” неоднородность, что было впервые отмечено в работе [15]. Таким образом свойства среды характеризуются пространственными и, вообще говоря, временными корреляциями. Амплитуда флуктуаций температуры достигает $\frac{\Delta T}{T} \sim 0.5$, длина корреляций порядка 0.5 фм. Расчет будет приводиться в приближении бесстолкновительной плазмы.

Из системы кинетических уравнений бесстолкновительной плазмы получаем уравнение для монохроматической компоненты вектора (хромо)электрического поля (цветовые индексы опущены):

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \mathbf{E}) + \omega^2 \varepsilon_0 \mathbf{E} - g \mathbf{v} \int \frac{4\pi \cdot d^3 p}{i(\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega)} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{j}(\mathbf{r}, t).$$

Далее выполним замену $f_0 \rightarrow f_0(1 + \eta(\mathbf{r}))$, где η -случайная функция пространственных координат. Тогда для релятивистской плазмы в импульсном пространстве предыдущее уравнение принимает вид:

$$\begin{aligned} -k^2 \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) E_j + \omega^2 \varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) E_j + \frac{k_i k_j}{k^2} \omega^2 \varepsilon_{\parallel} + \\ \omega^2 \varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) (\widehat{E_j \eta})(\omega, \mathbf{k}) + \frac{k_i k_j}{k^2} \omega^2 \varepsilon_{\parallel} (\widehat{E_j \eta})(\omega, \mathbf{k}) = \\ \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь, в свою очередь, $(\widehat{E_j \eta})(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 \mathbf{r} E_j(\mathbf{r}) \eta(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$.

Аналогичный ответ может быть получен в приближении Hard Thermal Loops (HTL). Здесь однако следует отметить, что формально HTL приближение работает в области малых частот. Тем не менее расчёт потерь с использованием (1) во всей области частот [12] согласуется с другими вычислениями столкновительных потерь [14]. Более того, эффективный лагранжиан с ε_{\perp} и ε_{\parallel} для всех значений 4-импульсов (так называемый HTLPT формализм) лучше описывает решёточные данные чем стандартная теория возмущений [6].

Далее, предположив, что корреляции гауссовы и статистически однородны (то есть $\langle \eta(\mathbf{r}_1) \eta(\mathbf{r}_2) \rangle = B(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, корреляции нечетного порядка дают ноль, четные корреляции n -ого порядка выражаются через сумму $(2n - 1)!!$ парных корреляций) можно, в полной аналогии с [13], развить теорию возмущений для среднего поля в вещества. В итоге будут получены новые значения компонент тензора эффективной диэлектрической(хромо) проницаемости в веществе.

В итоге, новые значения поперечной и продольной части хромопроницаемости $\varepsilon_{\text{eff}\perp}$ $\varepsilon_{\text{eff}\parallel}$ определяются из выражения:

$$\begin{aligned} Q_{ij} &\equiv \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \omega^2 \varepsilon_{\text{eff}\perp} + \frac{k_i k_j}{k^2} \omega^2 \varepsilon_{\text{eff}\parallel} = \\ &= \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \omega^2 \varepsilon_{\perp} + \frac{k_i k_j}{k^2} \omega^2 \varepsilon_{\parallel} + \\ &+ C_{ij1}(\omega, k) \int d^3 \mathbf{k}_1 C_{j1,j2}(\omega, k_1) A_{j2j}(\omega, k_1) B(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (4)$$

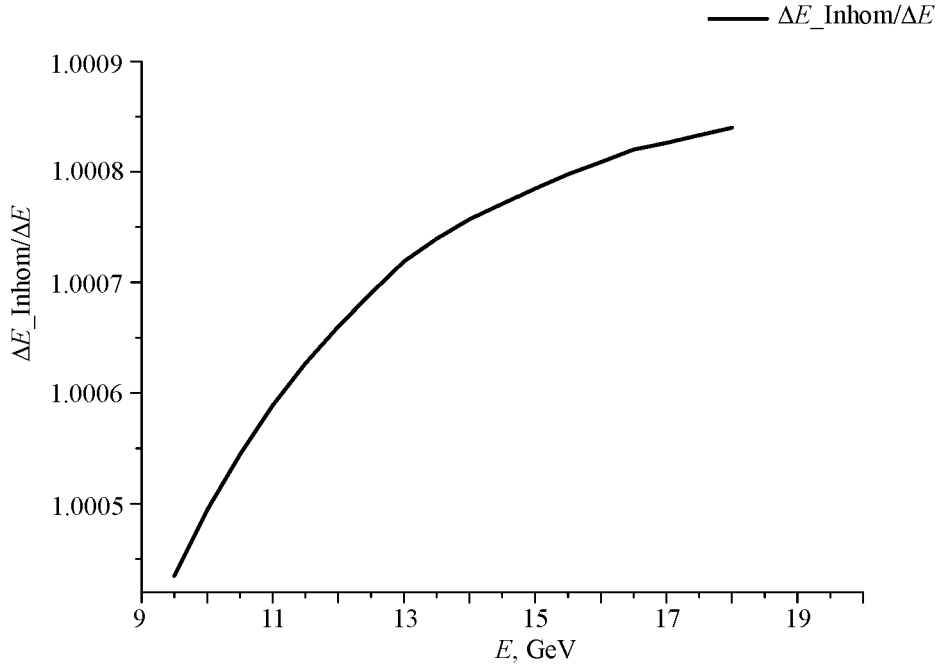


Рис. 1: Отношение потерь энергии лёгким партоном, движущимся в неоднородной кварк-глюонной плазме, к потерям в однородной кварк-глюонной плазме в зависимости от энергии партона для амплитуды корреляций $\sigma = 0.3$ и длины корреляций $a = 0.4$ фм.

где, в свою очередь,

$$C_{ij} \equiv (\varepsilon_{\parallel} - 1) \frac{k_i k_j}{k^2} + (\varepsilon_{\perp} - 1) \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right),$$

$$A_{ij} \equiv \frac{\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right)}{k^2 - \omega^2 \varepsilon_{\perp}} - \frac{1}{\omega^2 \varepsilon_{\parallel}} \frac{k_i k_j}{k^2},$$

а ε_{\parallel} , ε_{\perp} определяются из (1) и $B(\mathbf{k})$ – корреляционная функция в импульсном представлении. Параметрами теории являются радиус корреляций a и амплитуда флуктуаций σ . Однако в связи с тем, что пропагатор A_{ij} не является даже аналитической функцией (ω, \mathbf{k}) , нет более возможности представить результаты в аналитической форме. Таким образом необходимо численно вычислить интегралы согласно (4), для получения эффективного тензора хромопроницаемости, а затем численно же вычислить интеграл потерь (2).

Была рассмотрена корреляционная функция вида $B(\mathbf{r}) = \sigma^2 \exp(-\alpha r)$ ($\alpha = 1/a$).

Ниже представлен график зависимости отношения потерь энергии лёгким партоном, движущимся в неоднородной кварк-глюонной плазме, к потерям в однородной кварк-глюонной плазме в зависимости от энергии партона для амплитуды корреляций $\sigma = 0.3$ и длины корреляций $a = 0.4$ фм.

Как видно, потери практически совпадают (разница порядка 0.1 процента), то есть эффект от неоднородностей пренебрежимо мал.

В [13] показано, что потери в среде существенно зависят от области частот, в которых хромопроницаемость отлична от единицы. Причина, по которой вклад от неоднородностей мал, заключается в том, что флуктуирующая часть хромопроницаемости близка к нулю в области частот, на которой “набирается” интеграл потерь (2), то есть $(m_g)^2 \ll \omega^2$ для $\omega \sim E$ (здесь E – энергия частицы)

Работа поддерживается грантами РФФИ 08-02-91000 и 09-02-01531

Автор выражает благодарность А. В. Леонидову за полезные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] E. Shuryak, World scientific lecture notes in physics-vol. 71.
- [2] M. H. Thoma, arXiv:hep-ph/0010164v1.
- [3] S. Mrowczynski, M. H. Thoma, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.57:61-94, arXiv:nucl-th/0701002v1 (2007).
- [4] M. Gyulassy, Lect.Notes Phys.583:37-79, arXiv:nucl-th/0106072 (2002).
- [5] G. Boyd et al., Nucl. Phys. B **469**, 419 (1996).
- [6] J.-P. Blaizot, E. Iancu, and A. Rebhan, in *Quark-Gluon Plasma 3*, Ed. by R. C. Hwa and X.-N. Wang (World Scientific, Singapore, 2004), p. 60; arXiv:hep-ph/0303185v2.
- [7] I. M. Dremin, arXiv:0910.0099v3.
- [8] I. M. Dremin, A. V. Leonidov, arXiv:1006.4603v1.
- [9] V. P. Silin, Sov. Phys. JETP **11**, 1136 (1960).
- [10] E. Braaten and R. D. Pisarski, Phys. Rev. D **45**, 1827 (1992).
- [11] Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика* (М., Физматлит, 2002).
- [12] M. H. Thoma, M. Gyulassy, Nucl. Phys. B **351**, 491 (1991).
- [13] M. Kirakosyan, A. Leonidov, Stochastic Jet Quenching in High Energy Nuclear Collisions, arXiv:0810.5442v2.
- [14] J. D. Bjorken, FERMILAB-PUB-82-059-T, Aug 1982, http://ccdb4fs.kek.jp/cgi-bin/img_index?8301201.
- [15] M. Gyulassy, D. H. Rischke, B. Zhang, Nucl. Phys. A **613**, 397 (1997).

Поступила в редакцию 1 ноября 2010 г.