

Статья “Radiative energy loss of high-energy quarks in finite size nuclear matter and quark - gluon plasma” (B.G. Zakharov, 1997)

В работе [1] исследованы радиационные потери быстрых кварков в КХД материи конечных размеров в рамках формализма интеграла по путям на световом конусе разработанного в [2]. Рассмотрен случай излучения глюонов кварком рождающимся в среде, что соответствует ситуации партонов с большими поперечными импульсами рожденных в начальной стадии АА-соударений и испытывающих взаимодействие в конечном состоянии с кварк-глюонной плазмой, и случай глюонов излучаемых кварком налетающим на мишень из бесконечности, что соответствует ситуации адрон-ядро соударений. В подходе [2] спектр излучаемых глюонов по фейнмановской переменной $x = \omega/E$ (здесь ω и E энергии глюона и кварка) был выражен через функцию Грина двумерного уравнения Шредингера описывающего переход фиктивной системы $gq\bar{q}$, в которой \bar{q} находится в центре масс системы gq , из точечного состояния в точечное. В этом уравнении роль времени играет продольная координата z , а шредингеровская масса равна $x(1-x)E$, которая является приведенной массой для движения gq пары в плоскости прицельных параметров (в которой роль масс играют энергии частиц). Мнимый потенциал пропорционален произведению плотности среды и трехчастичного сечения $\sigma_{gq\bar{q}}$ для взаимодействия с частицей среды системы $gq\bar{q}$. При $\rho \ll r_D$ (здесь ρ поперечный размер gq пары, а r_D радиус экранирования цвета в среде), $\sigma_{gq\bar{q}} \propto \rho^2$, с точностью до медленно (логарифмически) меняющегося с ρ кулоновского фактора. В [1] этот фактор заменялся его значением для типичного размера gq пары. В этом случае функция Грина сводится к осцилляторной, для которой имеется аналитическое представление. Это существенно упрощает численные расчеты.

Исследуя аналитически зависимость энергетических потерь в пределе $L \rightarrow 0$ (L длина пути кварка в среде) было показано, что для кварка рожденного в среде излучаемая энергия $\propto L^2$. Эта необычная L -зависимость является следствием сильного подавления излучения глюонов с длиной формирования превышающей длину пути кварка в среде. Было показано, что L^2 поведение имеет место в режиме силь-

ного и слабого эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала [3, 4]. Для кварка налетающего на мишень из бесконечности эффект отсутствует и энергетические потери $\propto L$. Численные расчеты в [1] были выполнены с учетом конечных масс квазичастиц. Было показано, что энергетические потери имеют низкую чувствительность к квазичастичной массе глюона при $E \gtrsim 50$ ГэВ и слабо зависят от массы кварка при всех энергиях.

Актуальность работы [1] во время ее публикации связана с интересом к радиационным энергетическим потерям быстрых партонов в кварк-глюонной плазме, рождение которой ожидалось в соударениях тяжелых ионов в будущих экспериментах на RHIC и LHC. Ожидалось, что энергетические потери быстрых кварков и глюонов (рождающихся в жестких процессах) при прохождении через кварк-глюонную плазму будут приводить к подавлению спектров адронов с большими поперечными импульсами (подобно ослаблению излучения от ядерного реактора в бетонной защите), и по величине этого подавления можно будет извлекать информацию о плотности плазмы. В последующем это подтвердилось, и анализ ядерного подавления спектров адронов (обычно это явление называется “jet quenching”) стал одним из основных методов диагностики КХД материи в соударениях тяжелых ионов на коллайдерах RHIC и LHC.

Трактовка радиационных энергетических потерь в методе интеграла по путям в осцилляторном приближении использованном в [1] широко используется и в настоящее время при изучении jet quenching. Это приближение используется в популярном подходе к jet quenching Armesto-Salgado-Wiedemann [5], и при исследовании модификации струй в кварк-глюонной плазме при учете процессов с излучением произвольного числа глюонов [6, 7]). Однако, следует сказать, что позднее было показано [8], что осцилляторное приближение имеет существенные дефекты в случае партонов рождающихся в среде. При этом сама $\propto L^2$ зависимость энергетических потерь не меняется и вне рамок осцилляторного приближения.

[1] B.G. Zakharov, JETP Lett. **65**, 615 (1997).

[2] B.G. Zakharov, JETP Lett. **63**, 952 (1996).

- [3] L.D. Landau and I.Ya. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **92**, 535, 735 (1953).
- [4] A.B. Migdal, *Phys. Rev.* **103**, 1811 (1956).
- [5] N. Armesto, C.A. Salgado, and U.A. Wiedemann, *Phys. Rev. D* **69**, 114003 (2004).
- [6] Y. Mehtar-Tani, C.A. Salgado, and K. Tywoniuk, *JHEP* **1210**, 197 (2012).
- [7] J.P. Blaizot, F. Dominguez, E. Iancu, and Y. Mehtar-Tani, *JHEP* **1301**, 143 (2013).
- [8] B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **73**, 49 (2001).