

# Об использовании бегущей константы связи $\alpha_s$ в расчетах радиационных энергетических потерь быстрых партонов в кварк-глюонной плазме

Б. Г. Захаров<sup>1)</sup>

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 27 ноября 2017 г.

Обсуждается введение бегущей константы связи  $\alpha_s$  для вершины испускания глюона при расчетах радиационных энергетических потерь партонов в кварк-глюонной плазме. Приведены аргументы в пользу того, что для индуцированного излучения глюонов шкала виртуальности для бегущей  $\alpha_s$  определяется квадратом поперечного импульса излученного глюона, а не квадратом инвариантной массы конечного двухпартонного состояния, часто используемого в литературе.

DOI: 10.7868/S0370274X18020017

Важной особенностью квантовой хромодинамики (КХД) является уменьшение эффективной константы связи  $\alpha_s = g^2/4\pi$  с ростом виртуальности частиц. Этот факт играет существенную роль в динамике партонных ливней при рождении струй в жестких процессах. Как известно, в главном логарифмическом приближении партонный каскад допускает вероятностное описание в терминах последовательных распадов типа  $a \rightarrow bc$  [1] с распределением по фейнмановской переменной  $x = E_b/E_a$  и поперечному импульсу  $k_\perp$  партона  $b$

$$dw = \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} \frac{\alpha_s(k_\perp^2)}{4\pi} P_a^{bc}(x) dx, \quad (1)$$

где  $P_a^{bc}(x)$  – функция расщепления для перехода  $a \rightarrow bc$  в DGLAP уравнении.

Использование формы (1) в Монте-Карло генераторах, например в PYTHIA [2] (с наложением условия углового упорядочения для мягкой области  $x \ll \ll 1$  [3, 4]), позволяет описать большую совокупность данных по физике струй. Доминирующим процессом в эволюции струй в мягкой области является излучение глюонов. Важно, что параметр виртуальности в аргументе бегущей  $\alpha_s$  определяется только поперечным импульсом излученного глюона, и не зависит от продольной переменной  $x$  [5, 1]. Поэтому излучение мягких глюонов при  $x \ll 1$  не зависит от энергии партона  $a$ , т.е. в КХД имеет место ситуация, аналогичная излучению мягких фотонов в теореме Лоу в квантовой электродинамике (КЭД) [6].

Данное свойство нарушалось бы, например, при использовании для характерной виртуальности в бегущей  $\alpha_s$  квадрата инвариантной массы системы  $bc$ :  $M_{bc}^2 = k_\perp^2/x(1-x)$ . Для струй в вакууме выражение  $\alpha_s(k_\perp^2)$  в формуле (1) возникает в диаграммной технике в импульсном представлении после суммирования по массам состояний, в которые может перейти излученный глюон [5].

Вопрос о выборе аргумента бегущего заряда при излучении глюона становится более сложным в случае партонного ливня в среде. Такая ситуация имеет место для рождения струй в соударениях тяжелых ядер при энергиях коллайдеров RHIC-LHC, когда в начальной стадии AA соударения, на собственных временах  $\tau_0 \sim 0.5-1$  фм, рождается горячая кварк-глюонная плазма (КГП). При этом развитие партонного каскада на временах  $\tau \sim \tau_0 \div L_{QGP}$  (здесь  $L_{QGP} \sim (1-2)R_A$  есть размер КГП ( $R_A$  – радиус ядра)) происходит в КГП. Энергетические потери быстрых партонов в КГП приводят к явлению охлаждения струй (jet quenching (JQ)), одним из проявлений которого является, обнаруженное на RHIC и LHC, сильное подавление спектров частиц с большими  $p_T$  в AA соударениях (характеризуемое ядерным фактором модификации  $R_{AA}$ ). Основным источником энергетических потерь в КГП для условий RHIC-LHC являются радиационные потери за счет индуцированного излучения глюонов при многократном рассеянии быстрых партонов в среде [7–12].

В отличие от каскадирования ливня в вакууме, анализ радиационных потерь в среде естественно производить в координатном представлении в нековариантной теории возмущений, так как описание в

<sup>1)</sup>e-mail: bgz@itp.ac.ru

импульсном пространстве в терминах обычных фейнмановских диаграмм не представляется возможным из-за огромного количества диаграмм. При этом все быстрые частицы между соударениями с конститuentами среды описываются плоскими волнами на массовой поверхности, и вообще не характеризуются виртуальностями, как в формализме фейнмановских диаграмм. Качественно виртуальность частиц можно определить, используя соотношение неопределенности  $\Delta p \Delta L \sim 1$ , по размеру области пространства  $\Delta L$ , занимаемой плоской волной между распадами частиц, или их перерасеяниями на частицах среды (которые обычно моделируются статическими дебаевски экранированными цветовыми центрами). В настоящее время анализ явления JQ обычно проводится на основе формул для одноглюонного спектра в предположении независимого излучения глюонов для многоглюонных процессов [13]. Одноглюонный спектр для массивных партонов и произвольной величины эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала может быть получен в подходе интеграла по путям на световом конусе [8, 14, 15] (мы используем аббревиатуру LCPI от английского light-cone path integral). При вычислении одноглюонного спектра при расчетах с бегущей  $\alpha_s$  возникает вопрос о выборе аргумента бегущей константы в распадной вершине. Влияние бегущей константы связи особенно существенно для энергий ЛНС, при которых интервал энергий струй существенно больше чем для экспериментов на RHIC.

В среде партонный каскад не является упорядоченным по виртуальностям партонов, как в фейнмановских диаграммах при каскадировании партонов в вакууме [1]. Поэтому аргументация использованная в [5] для определения шкалы виртуальности для бегущей  $\alpha_s$  не работает. Для индуцированного излучения глюонов, при не очень сильном эффекте Ландау–Померанчука–Мигдала, квадраты поперечных импульсов глюонов для режима  $L_f \lesssim L_{QGP}$  (здесь  $L_f \sim 2\omega/m_g^2$  – длина когерентности для индуцированного излучения глюона с энергией  $\omega$  [8]) сконцентрирована в области до несколько  $m_g^2$ , где  $m_g$  – квазичастичная масса глюона в КГП ( $m_g \sim \sim 400$  МэВ для условий RHIC–ЛНС [16]). Эта оценка соответствует диффузионному соотношению для типичного поперечного расстояния, проходимогo партоном в  $\rho$ -плоскости на продольной длине  $L$  [8]:

$$\rho \sim \sqrt{L/\omega}. \quad (2)$$

При подстановке  $L = L_f$ , это дает  $k_\perp \sim 1/\rho \sim m_g$ . Однако, когда размер  $L_f$  становится много больше размера КГП, в соотношение (2) входит не  $L_f$ , а

$L_{QGP}$  [17]. В этом режиме  $k_\perp^2 \sim m_g^2(L_f/L_{QGP})$ , что может приводить к значительным виртуальностям в бегущей  $\alpha_s$  (особенно для КГП малого размера в  $pp$  и  $pA$  соударениях [18, 19]).

В настоящее время в литературе используется два метода для введения бегущей константы в распадные вершины при вычислениях радиационных энергетических потерь. В первом методе используется  $\alpha_s(k_\perp^2)$ , а во втором методе  $\alpha_s(k_\perp^2/x(1-x))$ , что соответствует квадрату инвариантной массы конечного двухпартонного состояния. Первый метод применялся в наших работах [18, 20–23], основанных на LCPI формализме [8, 14, 15], а также в недавних работах [19, 24], основанных на обобщении АМУ [12] формализма на случай конечной КГП. Второй метод использовался в известной модели CUJET [25–28], основанной на GLV формализме [10] для тонкой среды. Квадрат инвариантной массы двухпартонного состояния (с учетом масс партонов) для  $Q^2$  в бегущем заряде в GLV подходе использовался также в работах [29–35]. Применение  $\alpha_s(k_\perp^2/x(1-x))$  дает более крутой рост ядерного фактора модификации с  $p_T$ , что связано с подавлением индуцированного излучения глюонов при увеличении энергии начального партона (из-за уменьшения  $x$  при фиксированной энергии глюона  $\omega$ , и, соответственно, ростом квадрата инвариантной массы  $k_\perp^2/x(1-x)$ ). Этот рецепт дает лучшее согласие с данными ЛНС по  $R_{AA}$ , которые показывают быстрый рост  $R_{AA}$  с поперечным импульсом адрона.

В данной заметке мы показываем, что, однако, существуют простые физические аргументы против использования  $\alpha_s(k_\perp^2/x(1-x))$  при вычислении радиационных потерь быстрых партонов.

Для определенности мы будем рассматривать индуцированное излучение глюонов в среде для процесса  $q \rightarrow gq$ . Считаем, что быстрый кварк рождается при  $z = 0$  (ось  $z$  выбирается вдоль импульса начального кварка) и проходит слой среды толщиной  $L$ , что моделирует взаимодействие в конечном состоянии для струи, рождающейся в  $AA$  соударениях (где  $L \sim L_{QGP}$ ). Мы описываем среду как систему цветовых центров.

Рассмотрим сначала случай достаточно тонкой, разреженной среды, когда можно ограничиться однократным перерасеянием быстрых партонов на одном из цветовых центров. Процесс  $q \rightarrow gq$  при учете только однократных взаимодействий с конститuentами среды описывается диаграммами рис. 1, на котором каждой быстрой частице соответствует плоская волна с определенным поперечным импульсом, резко изменяющимся в момент перерасеяния на цветовом центре при обмене одним или двумя  $t$ -канальными

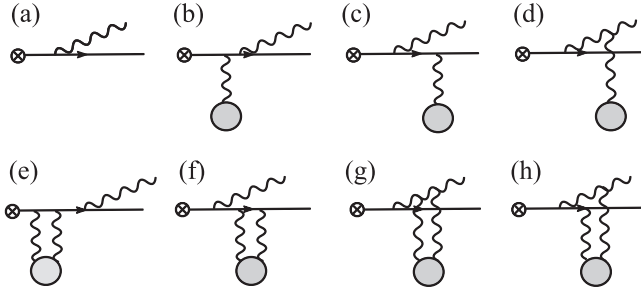


Рис. 1. Диаграммы, определяющие амплитуду перехода  $q \rightarrow gq$  с учетом однократного перерассеяния быстрых партонов в среде за счет однократных и двукратных  $t$ -канальных глюонных обменом с конститuentом среды

глюонами [36]. Эти диаграммы для произвольных  $x = \omega/E_q$  были вычислены в [36]. Квадрирование суммы диаграмм рис. 1, после интегрирования по поперечным импульсам, дает спектр глюонов по фейнмановской переменной  $x$  в виде суммы

$$\frac{dP}{dx} = \frac{dP_{\text{vac}}}{dx} + \frac{dP_{\text{in}}}{dx}. \quad (3)$$

Здесь первый член есть вклад обычного вакуумного распада  $q \rightarrow gq$  (за счет диаграммы рис. 1a), а второй член (за счет квадрата суммы диаграмм рис. 1b, c, d и от интерференционных членов от диаграммы a и суммы диаграмм e, f, g, h) соответствует переходу  $q \rightarrow gq$ , индуцированному взаимодействию с рассеивающим центром. Индуцированный спектр глюонов, соответствующий диаграммам рис. 1, может быть представлен в компактной форме в LCPI подходе [8]. Он соответствует лидирующему по плотности среды вкладу в полный спектр для произвольного числа перерассеяний в LCPI методе, и может быть записан как

$$\frac{dP_{\text{in}}}{dx} = \int_0^L dz n(z) \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx}, \quad (4)$$

где  $n(z)$  – плотность числа частиц в единице объема,  $d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}/dx$  – эффективное сечение Бете–Гайтлера с учетом эффекта конечного размера среды. Это сечение в LCPI формализме можно изобразить всего одной диаграммой (рис. 2), на которой эллипс есть сечение взаимодействия синглетной по цвету системы  $q\bar{q}g$  с цветовым центром  $\sigma_3$ , а наборы трех линий справа и слева соответствуют функции Грина для гамильтониана

$$H = \frac{\mathbf{q}^2 + \epsilon^2}{2M}, \quad (5)$$

с  $M = Ex(1-x)$ ,  $\epsilon^2 = m_q^2 x^2 + m_g^2 (1-x)$  (в общем случае для  $a \rightarrow bc$  перехода  $\epsilon^2 = m_b^2 (1-x) + m_c^2 x -$

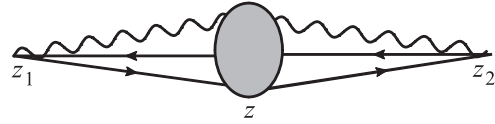


Рис. 2. Графическое представление для  $d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}/dx$  в LCPI подходе для рассеяния на центре в точке  $z$ . Интегрирование по  $z_{1,2}$  идет по областям  $0 < z_1 < z$  и  $z_2 > z$ . Треугольные части слева и справа означают функции Грина для гамильтониана (5). Эллипс означает  $\sigma_3$  (8)

$m_a^2 x(1-x)$ ). Гамильтониан (5) описывает эволюцию по  $z$  волновой функции  $gq$  пары в  $\rho$ -плоскости (при этом в системе  $q\bar{q}g$  антикварк находится в центре масс  $gq$  пары [8]). Записывая интегралы по  $z_{1,2}$  на рис. 2 через волновые функции на световом конусе в  $\rho$ -представлении,  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)/dx$  можно представить в форме [37]

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}}{dx} = \frac{1}{2} \sum_{\{\lambda\}} \text{Re} \int d\rho \Psi_{\{\lambda\}}^*(\rho, x) \sigma_3(\rho, x) \Psi_{\{\lambda\}}^m(\rho, x, z), \quad (6)$$

где  $\{\lambda\}$  – набор спиральностей партонов,  $\Psi_{\{\lambda\}}(\rho, x)$  – обычная волновая функция на световом конусе для перехода  $q \rightarrow gq$ , а  $\Psi_{\{\lambda\}}^m(\rho, x, z)$  волновая функция на световом конусе, модифицированная эффектом конечного размера из-за ограничения на область продольной координаты  $z_1$  для вершины с излучением глюона  $0 < z_1 < z$ .

Трехчастичное сечение  $\sigma_3$  может быть выражено через хорошо известное дипольное сечение для синглетной по цвету  $q\bar{q}$  пары [38], которое определяется формулой

$$\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z) = C_T C_F \int d\mathbf{q} \alpha_s^2(q^2) \frac{[1 - \exp(i\mathbf{q}\rho)]}{[q^2 + \mu_D^2(z)]^2}, \quad (7)$$

где  $C_{F,T}$  – цветовые квадратичные операторы Казимира для кварка и термического партона (кварка или глюона), а  $\mu_D(z)$  есть локальная дебаевская масса<sup>2</sup>. В терминах дипольного сечения (7) трехчастичное сечение дается формулой

$$\sigma_3(\rho, x, z) = \frac{9}{8} [\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z) + \sigma_{q\bar{q}}((1-x)\rho, z)] - \frac{1}{8} \sigma_{q\bar{q}}(x\rho, z). \quad (8)$$

Для обсуждения вопроса о значении бегущей константы связи в вершине  $q \rightarrow gq$  удобно записать (6) в импульсном представлении:

<sup>2</sup>Выражение (7) записано в форме, допускающей использование бегущей  $\alpha_s$ . В случае  $t$ -канальных глюонных обменов естественной шкалой виртуальности является квадрат импульса, протекающего по глюону.

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}}{dx} = \frac{1}{2(2\pi)^4} \sum_{\{\lambda\}} \text{Re} \int d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \Psi_{\{\lambda\}}^*(\mathbf{k}_2, x) \times \sigma_3(\mathbf{q}, x) \Psi_{\{\lambda\}}^m(\mathbf{b}_2, x, z), \quad (9)$$

где  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ . Для фиксированной  $\alpha_s$  явные формулы для волновых функций имеют вид

$$\Psi_{\{\lambda\}}(\mathbf{k}, x) = \sqrt{\alpha_s} \frac{(k_x - i\lambda_g k_y)[2 - x + 2ix\lambda_q \lambda_g]}{\sqrt{2x(k^2 + \epsilon^2)}}, \quad (10)$$

$$\Psi_{\{\lambda\}}^m(\mathbf{k}, x, z) = F(\mathbf{k}, x, z) \Psi_{\{\lambda\}}(\mathbf{k}, x), \quad (11)$$

где

$$F(\mathbf{k}, x, z) = 1 - \exp\left[i \frac{(k^2 + \epsilon^2)z}{2M}\right]. \quad (12)$$

Введение бегущего заряда сводится к замене в (10) фиксированной  $\alpha_s$  на бегущую. Это точно соответствует введению бегущей  $\alpha_s$  в распадные вершины  $q \rightarrow gq$  с точки зрения диаграмм рис. 1. Важной особенностью формул (6), (9) является то, что они включают не только квадрат диаграмм с одноглюонными обменами на рис. 1, но и интерференцию вакуумной диаграммы рис. 1а с диаграммами с перерассеянием быстрых партонов на цветовом центре за счет двухглюонных обменов (диаграммы e, f, g, h). Только при учете этого интерференционного вклада можно собрать все  $t$ -канальные обмены в форме  $\sigma_3$  и получить формулу для эффективного сечения Бете–Гайтлера в простом факторизованном виде (6). Для сохранения вида уравнений (6), (9), при их обобщении на случай бегущего заряда, для диаграмм с перерассеяниями на рис. 1 должна использоваться бегущая  $\alpha_s$ , совпадающая с  $\alpha_s$  в вакуумной диаграмме рис. 1а, т.е.  $\alpha_s(k_\perp^2)$  (если мы принимаем, что вакуумный каскад содержит такую форму бегущей  $\alpha_s$  [5]). Требование сохранения факторизованной формы (6) является важным, так как зануление  $\sigma_3(\rho, x, z)$  при  $\rho \rightarrow 0$  (связанное со свойством цветовой прозрачности дипольного сечения (7), т.е. зануление  $\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z)$  при  $\rho \rightarrow 0$ ) обеспечивает сходимость  $\rho$ -интеграла в (6). Форма (6) приводит к отсутствию взаимодействия со средой для точечного синглетного по цвету  $q\bar{q}g$  состояния. Физически появление индуцированного перехода связано с тем, что  $t$ -канальные глюоны могут различать для ненулевого  $\rho$  двухчастичное виртуальное состояние  $qg$  и начальный кварк из-за цветового дипольного момента  $qg$  пары. Поэтому при феноменологическом обобщении формул для индуцированного спектра на случай бегущего заряда, естественно, потребовать сохранения формулы (6), удовлетворяющей свойству цветовой прозрачности.

Приведенная выше аргументация в пользу использования в распадной вершине заряда  $\alpha_s(k_\perp^2)$  ра-

ботает, когда  $L_f$  не очень мала по сравнению с размером среды, и вклад интерференции с вакуумной амплитудой играет существенную роль. Для больших  $L_{\text{QGP}}$ , когда доминирует вклад цветových центров с  $z \gg L_f$ , очевидно, что вклад в индуцированный спектр от интерференции вакуумной диаграммы а с диаграммами на рис. 1e, f, g, h должен быть мал. В этом режиме индуцированное излучение глюона происходит аналогично случаю кварка, падающего на рассеивающий центр из бесконечности, и эффективное сечение Бете–Гайтлера становится близко к обычному КХД сечению Бете–Гайтлера. Однако и для этого режима использование  $\alpha_s(k_\perp^2)$  представляется разумным. Действительно, ситуация с  $z \gg L_f$  аналогична излучению глюонов в дипольной форме [40, 39] уравнения VFKL [41, 42]. Анализ радиационных поправок к VFKL уравнению показывает, что для бегущего заряда шкала виртуальности определяется только поперечным импульсом [43] (что согласуется и с прямыми расчетами в координатном  $\rho$ -представлении [44], в котором  $k_\perp \sim 1/\rho$ ). В более ранних работах [45, 40, 39] феноменологическое введение бегущей константы в VFKL уравнение проводилось также, используя  $\alpha_s(k_\perp^2)$  ( $k_\perp^2 \sim 1/\rho^2$  для дипольного подхода [40]). Используя такой бегущий заряд, в [39] было получено хорошее описание данных HERA по структурной функции протона  $F_2(x, Q^2)$  при малых  $x$  в рамках дипольного VFKL уравнения. Очевидно, что замена  $\alpha_s(k_\perp^2)$  на  $\alpha_s(k_\perp^2/x(1-x))$  привела бы к радикальному изменению  $x$ -зависимости структурной функции протона. Данные факты показывают, что и для режима  $z \gg L_f$  необходимо использовать  $\alpha_s(k_\perp^2)$ , а не  $\alpha_s(k_\perp^2/x(1-x))$ . Следует сказать, что вклад глюонов с  $L_f \ll L_{\text{QGP}}$  при не очень больших энергиях является весьма значительным. В осцилляторном приближении  $\sigma_{q\bar{q}}(\rho) \propto \rho^2$  он дает доминирующий вклад в радиационные энергетические потери партонов [7, 9, 17].

Выше мы рассматривали случай достаточно низкой плотности среды, когда эффект Ландау–Померанчука–Мигдала мал. Для плотной среды в формуле (6) модифицированная волновая функция  $\Psi_{\{\lambda\}}^m(x, \rho, z)$  должна вычисляться с учетом любого числа перерассеяний, что сводится к добавлению в гамильтониан (5) мнимого потенциала  $v = -in(z)\sigma_3(\rho, z)/2$ . Однако, это не меняет ситуацию для первой распадной вершины перехода  $q \rightarrow gq$ , в которой также необходимо использовать  $\alpha_s(k_\perp^2)$ . При этом, при вычислениях в координатном представлении с помощью диффузионного соотношения (2), типичная величина  $k_\perp^2$  в  $\alpha_s$  может быть связана с типичным продольным расстоянием,

доминирующим в представлении  $\Psi_{\{\lambda\}}^m(\rho, x, z)$  через интеграл по  $z$  от функции Грина (детали могут быть найдены в [46]). Следует отметить, что для плотной КГП термические эффекты могут приводить к модификации  $\alpha_s$  в области виртуальностей порядка нескольких температур КГП (феноменологически это соответствует появлению у  $\alpha_s$  зависимости от  $z$ ). В настоящее время в литературе по JQ широко используется параметризация  $\alpha_s(Q^2)$  с замораживанием в области малых  $Q^2$  при некотором значении  $\alpha_s^{fr}$ . Для процессов в вакууме  $\alpha_s^{fr} \approx 0.7-0.8$  [47, 39]. Анализ данных RHIC и LHC по ядерному фактору модификации  $R_{AA}$  [18, 20–23], показывает, что КГП может понижать  $\alpha_s^{fr}$  до значений  $\sim 0.4-0.6$ . Однако, это не меняет поведение бегущего заряда при больших  $k_{\perp}^2$ , где остается существенное различие между двумя наборами шкал виртуальностей:  $k_{\perp}^2$  и  $k_{\perp}^2/x(1-x)$ .

Количественное различие в индуцированном спектре глюонов для двух вариантов шкалы виртуальности  $\alpha_s$  в распадной вершине оказывается довольно заметным. Чтобы количественно оценить различие двух вариантов, мы провели вычисление спектра глюонов для КГП с начальной температурой  $T = 400$  МэВ при собственном времени  $\tau_0 = 0.5$  фм (что примерно соответствует центральным Pb + Pb соударениям при  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ на LHC) для чисто продольного расширения КГП в  $1 + 1D$  модели Бьеркена. Наши вычисления в LCP1 подходе (с учетом произвольного числа перерассаний) показали, что в интервале энергий глюонов  $\omega \sim 1-3$  ГэВ (доминирующим в JQ) при увеличении энергии начального партона от 20 до 150 ГэВ в версии с  $\alpha_s(k_{\perp}^2)$  происходит прирост спектра на  $\sim 3-10\%$ , в то время как для версии  $\alpha_s(k_{\perp}^2/x(1-x))$  происходит падение спектра на  $\sim 23-30\%$ . Это различие в изменении индуцированного спектра с ростом энергии начального партона приводит к более быстрому росту с  $p_T$  ядерного фактора модификации  $R_{AA}(p_T)$  для варианта с  $\alpha_s(k_{\perp}^2/x(1-x))$ , что дает лучшее согласие с данными LHC по  $R_{AA}$ . Однако, как показывает наш анализ, вариант с  $\alpha_s(k_{\perp}^2/x(1-x))$  противоречит хорошо установленным фактам и поэтому не удовлетворителен с теоретической точки зрения.

Следует сказать, что и метод введения бегущего заряда путем замены фиксированной  $\alpha_s$  в (10), (11) на бегущую  $\alpha_s(k_{\perp}^2)$  также не является вполне строгим, потому что сама возможность выделить в высших радиационных поправках к формулам (6), (9) вклад, связанный с эволюцией  $\alpha_s$ , с сохранением вида этих формул совсем не очевидна. Действительно,

учет перерассеяния виртуальных  $s$ -канальных глюонов может приводить к появлению взаимодействия со средой четырехчастичных партонных состояний, приводящих к модификации эволюции  $\alpha_s$  эффектами среды. Тем не менее, если мы предполагаем, что подобные эффекты малы, и формулы (6), (9) являются хорошим приближением и для бегущего заряда, то приведенные выше факты свидетельствуют в пользу  $\alpha_s(k_{\perp}^2)$ .

Данная работа поддержана грантом РФФИ # 15-02-00668-а.

1. Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller, and S. I. Troian, *Basics of perturbative QCD*, Gif-sur-Yvette, France: Ed. Frontieres (1991).
2. T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, and P. Skands, arXiv:hep-ph/0308153.
3. B. I. Ermolaev and V. S. Fadin, JETP Lett. **33**, 269 (1981).
4. Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller, and S. I. Troian, Rev. Mod. Phys. **60**, 373 (1988).
5. Y. L. Dokshitzer, D. Diakonov, and S. I. Troian, Phys. Rept. **58**, 269 (1980).
6. F. E. Low, Phys. Rev. **110**, 974 (1958).
7. R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff, Nucl. Phys. B **483**, 291 (1997) [hep-ph/9607355].
8. B. G. Zakharov, JETP Lett. **63**, 952 (1996) [hep-ph/9607440].
9. B. G. Zakharov, JETP Lett. **65**, 615 (1997) [hep-ph/9704255];
10. M. Gyulassy, P. Lévai, and I. Vitev, Nucl. Phys. B **594**, 371 (2001) [hep-ph/0006010].
11. U. A. Wiedemann, Nucl. Phys. A **690**, 731 (2001) [hep-ph/0008241].
12. P. Arnold, G. D. Moore, and L. G. Yaffe, JHEP **0206**, 030 (2002) [hep-ph/0204343].
13. R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff, JHEP **0109**, 033 (2001) [hep-ph/0106347].
14. B. G. Zakharov, Phys. Atom. Nucl. **61**, 838 (1998) [hep-ph/9807540].
15. B. G. Zakharov, JETP Lett. **70**, 176 (1999) [hep-ph/9906536].
16. P. Lévai and U. Heinz, Phys. Rev. C **57**, 1879 (1998) [hep-ph/9710463].
17. B. G. Zakharov, JETP Lett. **73**, 49 (2001) [hep-ph/0012360].
18. B. G. Zakharov, J. Phys. G **41**, 075008 (2014) [arXiv:1311.1159].
19. C. Park, C. Shen, S. Jeon, and C. Gale, Nucl. Part. Phys. Proc. **289–290**, 289 (2017) [arXiv:1612.06754].
20. B. G. Zakharov, JETP Lett. **88**, 781 (2008) [arXiv:0811.0445].

21. B. G. Zakharov, JETP Lett. **93**, 683 (2011) [arXiv:1105.2028].
22. B. G. Zakharov, JETP Lett. **96**, 616 (2013) [arXiv:1210.4148].
23. B. G. Zakharov, J. Phys. G **40**, 085003 (2013) [arXiv:1304.5742].
24. C. Young, B. Schenke, S. Jeon, and C. Gale, Nucl. Phys. A **910–911**, 494 (2013) [arXiv:1209.5679].
25. A. Buzzatti and M. Gyulassy, Nucl. Phys. A **904–905**, 779c (2013) [arXiv:1210.6417].
26. J. Xu, J. Liao, and M. Gyulassy, Chin. Phys. Lett. **32**, 092501 (2015) [arXiv:1411.3673].
27. J. Xu, J. Liao, and M. Gyulassy, JHEP **1602**, 169 (2016) [arXiv:1508.00552].
28. S. Shi, J. Xu, J. Liao, and M. Gyulassy, Nucl. Phys. A **967**, 648 (2017) [arXiv:1704.04577].
29. Magdalena Djordjevic and Marko Djordjevic, Phys. Lett. B **734**, 286 (2014) [arXiv:1307.4098].
30. M. Djordjevic, Phys. Rev. Lett. **112**, 042302 (2014) [arXiv:1307.4702].
31. Magdalena Djordjevic and Marko Djordjevic, J. Phys. G **41**, 055104 (2014) [arXiv:1307.4714].
32. Magdalena Djordjevic, Marko Djordjevic, and B. Blagojevic, Phys. Lett. B **737**, 298 (2014) [arXiv:1405.4250].
33. B. Blagojevic and M. Djordjevic, J. Phys. G **42**, 075105 (2015) [arXiv:1411.1649].
34. Magdalena Djordjevic and Marko Djordjevic, Phys. Rev. C **92**, 024918 (2015) [arXiv:1505.04316].
35. M. Djordjevic, B. Blagojevic, and L. Zivkovic, Phys. Rev. C **94**, 044908 (2016) [arXiv:1601.07852].
36. B. G. Zakharov, JETP Lett. **80**, 67 (2004) [hep-ph/0406063].
37. B. G. Zakharov, Proc. of the 33rd Recontres de Moriond, Les Arcs, France, March 21–28 (1998) [hep-ph/9807396].
38. N. N. Nikolaev and B. G. Zakharov, Z. Phys. C **64**, 631 (1994) [hep-ph/9306230].
39. N. N. Nikolaev and B. G. Zakharov, Phys. Lett. B **327**, 149 (1994) [hep-ph/9402209].
40. N. N. Nikolaev, B. G. Zakharov, and V. R. Zoller, JETP Lett. **59**, 6 (1994) [hep-ph/9312268].
41. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977).
42. I. I. Balitsky and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822 (1978).
43. V. S. Fadin and L. N. Lipatov, Phys. Lett. B **429**, 127 (1998) [hep-ph/9802290].
44. I. Balitsky, Phys. Rev. D **75**, 014001 (2007) [hep-ph/0609105].
45. L. N. Lipatov, JETP **63**, 904 (1986).
46. B. G. Zakharov, JETP Lett. **80**, 617 (2004) [hep-ph/0410321].
47. Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, and S. I. Troyan, Phys. Rev. D **53**, 89 (1996) [hep-ph/9506425].