

# Статья “Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QED and QCD” (B.G. Zakharov, 1996)

В работе [1] построен формализм для расчета процессов типа  $a \rightarrow bc$  в аморфных средах при высоких энергиях (когда энергии частиц  $a$ ,  $b$  и  $c$  много больше их масс) индуцированных многократным рассеянием быстрых частиц на частицах среды. Подход применим как в КЭД для обычных материалов (например, для излучения фотона электроном  $e \rightarrow \gamma e$ ), так и в КХД (например, для излучения глюона быстрым кварком  $q \rightarrow gq$  в горячей кварк-глюонной плазме или в холодной ядерной материи). При вычислении таких процессов необходимо учитывать эффект Ландау-Померанчука-Мигдала (ЛПМ) [2, 3], связанный с тем, что длина когерентности/формирования для перехода  $a \rightarrow bc$  при высоких энергиях становится большой и процесс происходит при взаимодействии с большим числом частиц среды. Задача становится особенно сложной в неабелевом случае когда все частицы взаимодействуют со средой. Формализм [1] справедлив для произвольной интенсивности подавления сечения из-за эффекта ЛПМ. Он позволяет аккуратно учитывать кулоновские эффекты в многократном рассеянии и работает для бесконечной среды и среды конечного размера. Спектр по фейнмановской переменной  $x_b = E_b/E_a$  был выражен через функцию Грина двумерного уравнение Шредингера с мнимым потенциалом, которая описывает эволюцию в среде на световом конусе  $t = z$  ( $z$  координата вдоль импульса начальной быстрой частицы  $a$ ) в поперечной плоскости фиктивной системы  $bc\bar{a}$  из точечной в точечную. В системе  $bc\bar{a}$  частица  $\bar{a}$  расположена в центре масс пары  $bc$ . В этом уравнении Шредингера роль времени играет продольная координата  $z$ , а шредингеровская масса равна  $x_b(1 - x_b)E_a$ , которая является приведенной массой для движения системы  $bc$  в плоскости прицельных параметров (в которой роль масс играют энергии частиц). Мнимый потенциал пропорционален произведению плотности среды и сечения взаимодействия с частицей среды системы  $bc\bar{a}$ . Вывод основан на представлении волновой функции каждой быстрой частицы в форме произведения плоской волны  $\exp[E(t - z)]$  и медленно меняющейся “поперечной” волновой функции  $\phi(\vec{\rho}, z)$ , которая удовлетворяют двумерному уравнению Шредингера с массой  $M = E$  ( $E$  энергия частицы). Каждая поперечная волновая функция

записывалась через функцию Грина. Это позволяет после интегрирования по переменной  $t - z$  в каждой вершине (приводящее к сохранению “массы”  $M_a = M_b + M_c$  в вершинах  $a \rightarrow bc$ ) получить диаграмное представление амплитуд в терминах поперечных пропагаторов. Используя фейнмановское представление интеграла по путям для поперечных пропагаторов можно получить сечение процесса  $a \rightarrow bc$  в форме интеграла по путям в поперечной плоскости на световом конусе  $t = z$ . Функциональный интеграл для амплитуды, естественно, не вычисляется аналитически. Однако, оказалось, что для сечения процесса после усреднения по состояниям среды все функциональные интегрирования, за исключением, интеграла по поперечному расстоянию между  $b$  и  $c$  могут быть вычислены аналитически аналогично функциональному интегралу для матрицы плотности электронов [4]. Остающийся интеграл по относительному поперечному вектору  $\vec{\rho}_b - \vec{\rho}_c$  и дает, упомянутую выше, функцию Грина для системы  $bc\bar{a}$ . Важной чертой полученного диаграмного представления для сечения является то, что, для случая КХД, вычисление всех цветовых факторов становится тривиальным.

Анализ ЛПМ эффекта и энергетических потерь партонов в КХД материи представляет существенный общетеоретический и практический интерес. Особая актуальность работы 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 подавления спектров (обычно это явление называется “jet quenching”) стал одним из основных методов диагностики КХД материи в соударениях тяжелых ионов на коллайдерах RHIC и LHC. Анализ [1] оказался первым последовательным вычис-

лением радиационных потерь в КХД материи. Предыдущие попытки их вычисления [5–7], даже в рамках приближения мягких глюонов, не были успешны. Практически одновременно с [1] излучение глюонов в КХД материи было рассмотрено в работах [8], в которых рассматривалась только ситуация сильного ЛПМ эффекта и в приближении мягких глюонов. Однако, в последующем стало ясно, что вычисления [8] содержат концептуальные ошибки, которые были исправлены позднее в [9].

Появившиеся после [1] подходы [10, 11] к радиационным потерям в КХД материи являются менее общими. Формализм [10] учитывает первые несколько перерассеяний быстрых партонов в среде в приближении мягких глюонов, и применим только для плазмы малого размера. Формулы [10] могут быть получены из [1] простым разложением по плотности. Формулы [11], полученные методами теории поля при конечных температурах в импульсном представлении для безграничной плазмы, могут быть получены из [1] при использовании мнимого потенциала вычисляемого через глюонный поляризационный оператор [12]. Однако, в отличие от [11], подход [1] работает и для плазмы конечного размера с переменной плотностью. Таким образом формализм [1] и сегодня является наиболее мощным методом для расчета радиационных потерь в КХД материи.

Следует сказать, что во время выполнения работы [1] имелся значительный интерес и к ЛПМ эффекту в КЭД вызванный первым высокоточным измерением эффекта для излучения фотонов электронами в SLAC [13]. Известный подход Мигдала [3] основанный на приближении Фоккера-Планка имеет погрешности существенно больше точности достигнутой в эксперименте [13]. В подходе [1] приближение Фоккера-Планка соответствует замене точной функции Грина осцилляторной. Анализ вне рамок осцилляторного приближения в рамках формализма [1] выполненный в [14, 15] показал согласие с данными SLAC [13] и с более поздними данными CERN SPS [16] с точностью на уровне радиационных поправок.

Формализм [1] является теоретической основой для широко известного подхода к jet quenching Armesto-Salgado-Wiedemann [17]. Формулировка в терминах интеграла по путям и диаграмная техника работающая непосредственно с вероятностями процессов данная в [1] оказалась удобна при исследовании модификации струй в кварк-глюонной плазме при учете процессов с излучением произвольного числа глюонов [18, 19]. Эти исследования находят сейчас в начальной стадии и представляют большой интерес для физики соударений тяжелых ионов при энергиях RHIC и LHC и будущих коллайдеров.

- 
- [1] B.G. Zakharov, JETP Lett. **63**, 952 (1996).  
 [2] L.D. Landau and I.Ya. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **92**, 535, 735 (1953).  
 [3] A.B. Migdal, *Phys. Rev.* **103**, 1811 (1956).  
 [4] B.G. Zakharov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **46**, 92 (1987)  
 [5] M. Gyulassy and X.N. Wang, *Nucl. Phys.* **B420**, 583 (1994).  
 [6] X.N. Wang, M. Gyulassy, and M. Plümer, *Phys. Rev. D* **51**, 3436 (1995).  
 [7] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, S. Peigné, and D. Schiff, *Phys. Lett.* **B345**, 277 (1995).  
 [8] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff, *Nucl. Phys.* **B483**, 291 (1997); *ibid.* **B484**, 265 (1997).  
 [9] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, and D. Schiff, *Nucl. Phys.* **B531**, 403 (1998).  
 [10] M. Gyulassy, P. Lévai and I. Vitev, *Nucl. Phys.* **B594**, 371 (2001).  
 [11] P. Arnold, G.D. Moore, and L.G. Yaffe, *JHEP* **0206**, 030 (2002).  
 [12] P. Aurenche and B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **85**, 149 (2007).  
 [13] P.L. Anthony, *et al.* (E-146 SLAC Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1949 (1995); *Phys. Rev. D* **56**, 1373 (1997)  
 [14] B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **64**, 781 (1996); *Phys. Atom. Nucl.* **62**, 1008 (1999).  
 [15] B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **78**, 759 (2003).  
 [16] H.D. Hansen, U.I. Uggerhøj, C. Biino et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 014801 (2003).  
 [17] N. Armesto, C.A. Salgado, and U.A. Wiedemann, *Phys. Rev. D* **69**, 114003 (2004).  
 [18] Y. Mehtar-Tani, C.A. Salgado, and K. Tywoniuk, *JHEP* **1210**, 197 (2012).  
 [19] J.P. Blaizot, F. Dominguez, E. Iancu, and Y. Mehtar-Tani, *JHEP* **1301**, 143 (2013).