ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2021, том 84, № 1, с. 85–89

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ТРЕХРЕДЖЕОННЫЕ РАЗРЕЗЫ В АМПЛИТУДАХ КХД

© 2021 г. В. С. Фадин[1), 2)*]

Поступила в редакцию 20.04.2020 г.; после доработки 20.04.2020 г.; принята к публикации 20.04.2020 г.

Для дальнейшего продвижения в теоретическом описании процессов КХД при больших энергиях и ограниченных переданных импульсах необходимо понимать структуру трехреджеонных разрезов и уметь вычислять их вклады в амплитуды КХД. В настоящее время теория таких разрезов находится в зачаточном состоянии. В статье обсуждаются существующие подходы к вычислению вкладов трехреджеонных разрезов в амплитуды упругого рассеяния.

DOI: 10.31857/S0044002720060148

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая хромодинамика (КХД) является уникальной теорией, в которой все ее элементарные частицы (как кварки, так и глюоны) реджезуются в теории возмущений. В полной мере значение этого явления еще, по-видимому, не осознано, но оно давно используется для теоретического описания процессов КХД в реджевской области (при больших энергиях и ограниченных переданных импульсах). В частности, на реджезации глюона основано уравнение БФКЛ (Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова) [1–4], одно из фундаментальных уравнений КХД.

В главном логарифмическом приближении (ГЛП) и в следующем за ним (СГЛП) реджезация глюона означает, что амплитуды процессов КХД в реджевской и мультиреджевской кинематике с присоединенным представлением цветовой группы в кросс-каналах определяются глюонным полюсом Редже и имеют простую факторизованную форму. В каждом порядке теории возмущений эти амплитуды дают главный вклад в соотношения унитарности, что обеспечивает простой вывод уравнения БФКЛ не только в ГЛП, но также и в СГЛП.

Известно, что полюса Редже в j-плоскости (плоскости комплексных угловых моментов) порождают реджевские разрезы. В амплитудах с положительной сигнатурой (симметрией относительно замены $s \leftrightarrow u \simeq -s$), в которых реальные части главных логарифмических членов сокращаются, реджевские разрезы появляются уже в ГЛП (в частности, БФКЛ померон является двухреджеонным разрезом). Но в амплитудах с отрицательной сигнатурой (далее речь идет только о них) реджевские разрезы должны быть, по крайней мере, трехреджеонными и могут появляться только в следующем за следующим логарифмическом приближении (ССГЛП).

Впервые нарушение полюсной формы было обнаружено в [5] в двухпетлевых амплитудах gg-, gq- и qq-рассеяния. Впоследствии нарушающие полюсную форму вклады были найдены в трех петлях с использованием метода инфракрасной факторизации [6, 7].

В [8] было показано, что наблюдаемое нарушение может быть объяснено вкладами трехреджеонного разреза. В появившейся чуть позже работе [9] было дано хотя и аналогичное, но другое объяснение, в котором кроме разреза используется смешивание разреза и полюса.

Здесь мы обсуждаем использованные в работах [8] и [9] подходы, полученные результаты и пути дальнейшего развития.

2. ТРЕХРЕДЖЕОННЫЕ РАЗРЕЗЫ В ДВУХ И ТРЕХ ПЕТЛЯХ

Наличие особенностей в j-плоскости, отличных от глюонного полюса Редже, следует уже просто из существования амплитуд с представлениями $\mathbf{R}$ цветовой группы в t-канале, отличными от присоединенного, по которому преобразуется глюон (цветовой октет в КХД). Для кварк-кваркового рассеяния кроме октета $(\mathbf{8})$ возможен еще и синглет $(\mathbf{1})$, а для глюон-глюонного — два декуплета, $\mathbf{10}$ и $\mathbf{10}^*$ (вспомним, что рассматривается только отрицательная сигнатура).

[1)]Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.
[2)]Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.
[*]E-mail: fadin@inp.nsk.su

В [8] вычисления основывались на диаграммах теории возмущений. Трехреджеонный разрез должен проявляться в амплитудах, отвечающих диаграммам Фейнмана с тремя глюонами в t-канале, отличающимися перестановками σ глюонных вершин (пусть σ принимает значения a, b, c, d, e, f, причем $\sigma = a$ ($\sigma = f$) относится к диаграмме без u- (s-) канальных разрезов). Амплитуды $\mathcal{A}_{AB}^{(\mathbf{R})}(s,t)$ упругого рассеяния партонов A и B (это могут быть кварки q и глюоны g) с представлениями $\mathbf{R}$ цветовой группы в t-канале имеют вид

$$\mathcal{A}_{AB}^{(\mathbf{R})}(s,t) = \sum_\sigma \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(0)\sigma} M_{AB}^{(0)\sigma}(s,t), \qquad (1)$$

где $\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(0)\sigma}$ — цветовой коэффициент, $M_{AB}^{(0)\sigma}(s,t)$ — не зависящий от цвета матричный элемент. Прямое вычисление [10] показывает, что для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ цветовые коэффициенты не зависят от σ. Поскольку для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ вклад реджезованного глюона отсутствует, мы можем положить $\mathcal{G}(\mathbf{R} \neq \mathbf{8})_{AB}^{(0)\sigma} = \mathcal{G}(\mathbf{R} \neq \mathbf{8})_{AB}^{(\mathrm{cut})}$, при этом

$$\Big(\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*)\Big)_{gg}^{(\mathrm{cut})} = -\frac{3}{2}, \qquad (2)$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{1})_{qq}^{(\mathrm{cut})} = \frac{(N_c^2-4)(N_c^2-1)}{8N_c^2}.$$

Для таких представлений $M_{AB}^{(0)\sigma}(s,t)$ суммируются в калибровочно-инвариантную эйкональную амплитуду

$$\sum_\sigma M_{AB}^{(0)\sigma}(s,t) = A^{\mathrm{eik}} = \qquad (3)$$

$$= g^6 \frac{s}{t}\left(\frac{-4\pi^2}{3}\right)\mathbf{q}^2 I[1],$$

где

$$I[F] = \int \frac{d^{2+2\epsilon}l_1 d^{2+2\epsilon}l_2 d^{2+2\epsilon}l_3}{(2\pi)^{3(3+2\epsilon)}\mathbf{l}_1^2\mathbf{l}_2^2\mathbf{l}_3^2} \times \qquad (4)$$

$$\times F(2\pi)^{(3+2\epsilon)}\delta(\mathbf{q}-\mathbf{l}_1-\mathbf{l}_2-\mathbf{l}_3).$$

Так должно и быть, поскольку для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ вклад в $\mathcal{A}_{AB}^{(\mathbf{R})}(s,t)$ дают только рассматриваемые диаграммы, так что их полный вклад должен быть калибровочно-инвариантным.

Для $\mathbf{R} = \mathbf{8}$ прямое вычисление дает [8, 11] $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)\sigma} = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)}$ для $\sigma = b, c, d, e$,

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg}^{(0)} = \frac{3}{2}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})_{gq}^{(0)} = \frac{1}{4}, \qquad (5)$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq}^{(0)} = \frac{1}{4}\left(-1 + \frac{3}{N_c^2}\right)$$

и

$$\frac{1}{2}\Big[\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)a} + \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)f}\Big] = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)} + \frac{N_c^2}{8}. \qquad (6)$$

Здесь приводятся только полусуммы коэффициентов $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)a}$ и $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)f}$, потому что именно они входят в рассматриваемые амплитуды с отрицательной сигнатурой (поскольку $M_{AB}^{(0)a}$ и $M_{AB}^{(0)f}$ связаны заменой $s \leftrightarrow u$). Из (5) и (6) следует, что и в октетной амплитуде есть не только вклад реджезованного глюона, так как условие полюсной факторизации

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg} + \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq} = 2\mathcal{G}(\mathbf{8})_{gq} \qquad (7)$$

нарушено. При этом нарушающие факторизацию члены в цветовых коэффициентах не зависят от σ, что делает их вклад калибровочно-инвариантным.

Но в этом порядке нельзя ни однозначно выделить вклад реджевского полюса, ни хоть как-то проверить, что другие вклады идут от трехреджеонного разреза. Представление $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)}$ в виде суммы

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)} = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(\mathrm{pole})} + \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(\mathrm{cut})}, \qquad (8)$$

вкладов полюса, удовлетворяющего условию факторизации, и разреза, нарушающего это условие, неоднозначно. Разделить вклады полюса и разреза можно в более высоких порядках, используя различие в энергетической зависимости вкладов полюса и разреза. Для полюса она дается фактором Редже $\exp(\omega(t)\ln s)$, где $1 + \omega(t)$ — траектория глюона,

$$\omega(t) = -\frac{g^2 N_c}{2} f_1(\mathbf{q}), \qquad (9)$$

$$f_1(\mathbf{q}) = \mathbf{q}^2 \int \frac{d^{2+2\epsilon}l}{(2\pi)^{(3+2\epsilon)}\mathbf{l}^2(\mathbf{q}-\mathbf{l})^2},$$

а для трехреджеонного разреза — оператором $\exp(\hat{\mathcal{K}}\ln s)$,

$$\hat{\mathcal{K}} = \hat{\Omega} + \hat{\mathcal{K}}_r, \qquad (10)$$

$$\hat{\Omega} = \hat{\omega}_1 + \hat{\omega}_2 + \hat{\omega}_3, \qquad (11)$$

$$\hat{\mathcal{K}}_r = \hat{\mathcal{K}}_r(1,2) + \hat{\mathcal{K}}_r(1,3) + \hat{\mathcal{K}}_r(2,3),$$

где $\hat{\omega}_i$ — оператор траектории i-го реджеона, $\hat{\mathcal{K}}_r(m,n)$ — оператор реальной части ядра БФКЛ, описывающей взаимодействие между реджеонами m и n. Для реджеонов с поперечными импульсами $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ и цветовыми индексами c_1 и c_2

$$[\mathcal{K}_r(\mathbf{q}_1,\mathbf{q}_2;\mathbf{k})]_{c_1c_2}^{c_1'c_2'} = \qquad (12)$$

$$= -T_{c_1c_1'}^a T_{c_2c_2'}^a \frac{g^2}{(2\pi)^{D-1}}\left[\frac{\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}_2'^2 + \mathbf{q}_2^2\mathbf{q}_1'^2}{\mathbf{k}^2} - \mathbf{q}^2\right],$$

где $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}_1' + \mathbf{q}_2' = \mathbf{q}$, $\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_1' = \mathbf{q}_2' - \mathbf{q}_2 = \mathbf{k}$.

В трех петлях учет взаимодействия меняет цветовые коэффициенты для различных диаграмм на множители, зависящие только от представления [8, 10, 11], так что вклад разреза в ССГЛП представляется в виде

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(\mathrm{cut})}_{AB} g^8 \frac{s}{t}\left(\frac{-4\pi^2}{3}\right)\times \times \mathbf{q}^2\Bigg(\left(\frac{3}{2}N_c - C_2(\mathbf{R})\right) I[f_1(\mathbf{l}_1)] - -\frac{1}{2}\left(3N_c - C_2(\mathbf{R})\right) I[f_1(\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2)]\Bigg)\ln s, \tag{13}$$

где $I[f]$ определено в (4). Это позволяет объяснить обнаруженные в двух и трех петлях нарушения полюсной реджевской формы тем, что кроме вклада полюса Редже есть вклад реджевского разреза

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})^{(\mathrm{cut})}_{AB} g^6 \frac{s}{t}\left(\frac{-4\pi^2}{3}\right)\times \times \mathbf{q}^2\Bigg(I[1] + g^2 N_c \ln s \times \times\left(\frac{1}{2}I[f_1(\mathbf{l}_1)] - I[f_1(\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2)]\right)\Bigg), \tag{14}$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})^{(\mathrm{cut})}_{gg} = -\frac{3}{2}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(\mathrm{cut})}_{gq} = -\frac{3}{2}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(\mathrm{cut})}_{qq} = \frac{3(1-N_c^2)}{4N_c^2}. \tag{15}$$

Существует, однако, другой подход [9] к введению трехреджеонных разрезов, опирающийся не на рассмотрение фейнмановских диаграмм, а на представление амплитуд рассеяния вильсоновскими линиями (эффективную теорию вильсоновских линий). Основное отличие подходов касается цветовых коэффициентов. Для представлений $\mathbf{R}$, отличных от присоединенного, они оказываются такими же, что и в диаграммном подходе, но в присоединенном представлении отличаются. В двух петлях это отличие может быть отнесено к вкладу полюса за счет переопределения двухпетлевых вкладов в вершины глюон—глюон—реджеон и кварк—кварк—реджеон. Но в трех петлях этого сделать уже нельзя, и для объяснения нарушения полюсной формы в [9] вводится еще смешивание полюса и разреза.

3. ЧЕТЫРЕ ПЕТЛИ В ДИАГРАММНОМ ПОДХОДЕ

Хотя подход [9] имеет, на наш взгляд, некоторые слабые стороны (отсутствие строгого вывода, отсутствие связи с фейнмановскими диаграммами и согласованности цветовой структуры и эйкональной формы матричного элемента, поведение при большом числе цветов), полностью отвергнуть его, используя только результаты трехпетлевых вычислений, мы не можем. Мы предполагаем сделать выбор между подходами, используя четырехпетлевые расчеты в обоих подходах.

Конечно, хорошо бы сравнить их результаты с результатами прямых вычислений. Однако надеяться на их получение в скором времени не приходится. Можно, однако, воспользоваться методом инфракрасной факторизации. К сожалению, и с его использованием четырехпетлевые результаты еще не получены, но на их получение можно рассчитывать.

В ССГЛП четырехпетлевой вклад трехреджеонного разреза представляется в виде

$$g^{10}\frac{s}{t}\left(\frac{-4\pi^2}{3}\right)\mathbf{q}^2\frac{1}{2}\ln^2 s\Big[\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2)}_{AB,VV}\times \times\left(6I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] + 3I[f_1^2(\mathbf{l}_1)]\right) + + \mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2)}_{AB,VR}\Big(4I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] + I[f_1^2(\mathbf{l}_1)] - - 2I[f_2(\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2)]\Big) + \mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2s)}_{AB,RR}\Big(2I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] + + 2I[f_1^2(\mathbf{l}_1)] - 4I[f_2(\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2)] + I[f_1^2(\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2)]\Big) + + \mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2d)}_{AB,RR}\Big(3I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] - I[f_1^2(\mathbf{l}_1)] - - 2I[f_2(\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2)] + I[f_1(\mathbf{q}-\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{q}-\mathbf{l}_3)]\Big)\Big], \tag{16}$$

где интегралы $I[F]$ определены в (4), функция f_1 в (9), $f_2(\mathbf{q}) = I[f_1]$, слагаемые с цветовыми коэффициентами $\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2)}_{AB,VV}$ и $\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2)}_{AB,VR}$ отвечают вкладам, идущим от $\hat{\Omega}^2$ и от $2\hat{\Omega}\hat{\mathcal{K}}_r$, так что

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2)}_{AB,VV} = \frac{N_c^2}{4}\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(\mathrm{cut})}_{AB}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2)}_{AB,VR} = \frac{N_c}{2}\left(C_2(\mathbf{R}) - 3N_c\right)\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(\mathrm{cut})}_{AB}, \tag{17}$$

а слагаемые с цветовыми коэффициентами $\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2s)}_{AB,RR}$ и $\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2d)}_{AB,RR}$ отвечают вкладам, идущим от $\hat{K}_r^2$. Этот вклад содержит цветовые матричные элементы

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2s)\sigma}_{AB,RR} = = \frac{1}{2}\langle\Psi_B^\sigma|\sum_{i\neq j=1}^{3}\hat{T}^c(i)\hat{T}^c(j)\hat{T}^d(i)\hat{T}^d(j)|\Psi_A\rangle, \tag{18}$$

отвечающие двукратному взаимодействию одной пары реджеонов, и

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2d)\sigma}_{AB,RR} = \tag{19}$$

$$= \langle \Psi_B^\sigma | \sum_{i \neq j \neq k=1}^{3} \hat{T}^c(i)\hat{T}^c(j)\hat{T}^d(i)\hat{T}^d(k)|\Psi_A\rangle$$

для взаимодействия разных пар реджеонов. Благодаря сохранению цвета

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2s)\sigma}_{AB,RR} + \mathcal{G}(\mathbf{R})^{(2d)\sigma}_{AB,RR} = \tag{20}$$
$$= \frac{1}{4}\left(C_2(\mathbf{R}) - 3N_c\right)^2 \mathcal{G}(\mathbf{R})^{(\mathrm{cut})}_{AB}.$$

Прямое вычисление цветовых матричных элементов дает, что для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ они не зависят от σ и равны между собой, так что

$$\mathcal{G}(\mathbf{1})^{(2s)}_{qq,RR} = \frac{3}{4}N_c^2\mathcal{G}(\mathbf{1})^{(\mathrm{cut})}_{qq}, \tag{21}$$
$$\mathcal{G}(\mathbf{1})^{(2d)}_{qq,RR} = \frac{3}{2}N_c^2\mathcal{G}(\mathbf{1})^{(\mathrm{cut})}_{qq},$$

$$\big(\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*)\big)^{(2s)}_{gg,RR} =$$
$$= \left(\frac{N_c^2}{4} + 3\right)\big(\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*)\big)^{(\mathrm{cut})}_{gg},$$

$$\big(\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*)\big)^{(2d)}_{gg,RR} = \tag{22}$$
$$= -3\big(\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*)\big)^{(\mathrm{cut})}_{gg}.$$

Для $\mathbf{R} = \mathbf{8}$ вычисление дает результат, аналогичный двухпетлевому: члены, нарушающие полюсную факторизацию, имеют σ-независимые цветовые коэффициенты, что обеспечивает их калибровочную инвариантность, так же как в двух и трех петлях. Для $\sigma = b, c, d, e$ матричные элементы одинаковы:

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2i)b}_{AB,RR} = \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2i)c}_{AB,RR} = \tag{23}$$
$$= \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2i)d}_{AB,RR} = \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2i)e}_{AB,RR} = \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2i)}_{AB,RR},$$

$i = s, d$, а матричные элементы для $\sigma = a, f$ отличаются от них на не зависящее от сорта частиц слагаемое. При этом, считая, что разбиение на вклады полюса и разреза задано трехпетлевым приближением, получаем

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2s)}_{gg,RR} = -2N_c^2 - \frac{9}{2}, \tag{24}$$
$$\mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2s)}_{gq,RR} = -\frac{15N_c^2}{4},$$
$$\mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2s)}_{qq,RR} = 0, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2d)}_{gg,RR} = \frac{N_c^2}{2} + \frac{9}{2},$$
$$\mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2d)}_{gq,RR} = \frac{9N_c^2}{4}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})^{(2d)}_{qq,RR} = \frac{3(1-N_c^2)}{4}.$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как и следовало ожидать, полюсная реджевская форма амплитуд КХД нарушается в ССГЛП, поскольку в этом приближении уже дают вклад трехреджеонные разрезы. Несовместимость полюсной формы с результатами прямых вычислений амплитуд упругого рассеяния в двух петлях была показана в [5]. Впоследствии нарушающие ее вклады в эти амплитуды были исследованы [6, 7] в двух и трех петлях с помощью метода инфракрасной факторизации. В настоящее время существует два разных подхода к объяснению наблюдаемого нарушения трехреджеонными разрезами. В одном из них [8] (см. также [10, 11]), основанном на фейнмановских диаграммах, оно объясняется только вкладом разреза, а в другом [9], использующем эффективную теорию вильсоновских линий, вводится также смешивание полюса и разреза. Правомерность этих подходов может быть подтверждена или опровергнута в четырех петлях при сравнении их результатов с результатами четырехпетлевых вычислений методом инфракрасной факторизации.

Конечно, подтверждение не является доказательством. Для доказательства нужен какой-то метод типа бутстрапа, использованного при доказательстве реджезации глюона в ГЛП и СГЛП. А для него нужно исследование трехреджеонных разрезов в амплитудах множественного рождения в мультиреджевской кинематике, к которому еще не приступали, но которое необходимо для вывода уравнения БФКЛ в ССГЛП с использованием соотношения унитарности. Так что теория трехреджеонных разрезов находится пока в зачаточном состоянии.

Работа поддержана частично Министерством науки и высшего образования РФ, частично РФФИ, грант № 19-02-00690.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. S. Fadin, E. A. Kuraev, and L. N. Lipatov, Phys. Lett. B **60**, 50 (1975).
2. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, ЖЭТФ **71**, 840 (1976) [Sov. Phys. JETP **44**, 443 (1976)].
3. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, ЖЭТФ **72**, 377 (1977) [Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977)].
4. I. I. Balitsky and L. N. Lipatov, ЯФ **28**, 1597 (1978) [Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822 (1978)].
5. V. Del Duca and E. W. N. Glover, JHEP **0110**, 035 (2001).
6. V. Del Duca, G. Falcioni, L. Magnea, and L. Vernazza, Phys. Lett. B **732**, 233 (2014).
7. V. Del Duca, G. Falcioni, L. Magnea, and L. Vernazza, JHEP **1502**, 029 (2015).
8. V. S. Fadin, AIP Conf. Proc. **1819**, 060003 (2017).
9. S. Caron-Huot, E. Gardi, and L. Vernazza, JHEP **1706**, 016 (2017).
10. V. S. Fadin, PoS(DIS2017), 042 (2018).
11. V. S. Fadin and L. N. Lipatov, Eur. Phys. J. C **78**, 439 (2018).

THREE-REGGEON CUTS IN QCD AMPLITUDES

V. S. Fadin[1),2)]

[1)] *Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*
[2)] *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

For further advancement in the theoretical description of QCD processes at high energies and limited transmitted momenta, it is necessary to understand the structure of three-Reggeon cuts and be able to calculate their contributions to the QCD amplitudes. Currently, the theory of such cuts is in its infancy. The article discusses existing approaches to calculating the contributions of three-Reggeon cuts to elastic scattering amplitudes.