

КАК ОБНАРУЖИТЬ ЛЕГЧАЙШИЙ ГЛЮБОЛ

М. А. Вронский^{a,b}, Б. П. Косяков^{a,c*}, Е. Ю. Попов^a^a Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия^b Саровский физико-технический институт
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия^c Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., РоссияПоступила в редакцию 28 января 2021 г.,
после переработки 19 апреля 2021 г.
Принята к публикации 21 апреля 2021 г.

Предложен способ обнаружения легчайшего глюбола в лобовом столкновении фотонов при энергии в системе центра инерции 1.3–2 ГэВ. Феноменологическим обоснованием служит недавнее экспериментальное открытие рассеяния света на свете в опытах на Большом адронном коллайдере. С учетом этого открытия сечение рождения легчайшего глюбола в $\gamma\gamma$ -столкновении составляет приблизительно 60 нб. Доминирующей модой распада легчайшего глюбола, предсказанной на основе калибровочно-гравитационной дуальности, оказывается распад на пару нейтральных векторных мезонов $\rho^0\rho^0$. Так как ρ^0 распадается на $\pi^+\pi^-$, то при энергии в системе центра инерции, равной массе легчайшего глюбола, следует ожидать резкого усиления выхода $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Этот факт будет однозначным сигналом обнаружения легчайшего глюбола.

DOI: 10.31857/S0044451021080046

1. ВВЕДЕНИЕ

Адроны, не содержащие кварков и состоящие из одних глюонов, были предсказаны на заре развития квантовой хромодинамики (КХД) — современной теории сильных взаимодействий [1–4]. В истекшие полвека велся настойчивый поиск таких частиц, ныне известных как глюболы. Но усилия пока не увенчались успехом; существование глюоболов с определенностью в эксперименте не установлено [5, 6]. Почему? Может быть, глюоболов вообще нет в природе? Сегодня преобладает другая точка зрения [7–11]: поле глюбола перемешивается с полями кварков и антикварков, $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ и $s\bar{s}$, образуя экспериментально наблюдаемые мезонные резонансы.

Впрочем, мнение о неизбежности перемешивания глюоболов и кварков разделяют не все. Например, авторы работ [12–14] утверждают, что кварк-глюонная плазма, образующаяся в реляти-

вистских столкновениях тяжелых ионов, является средой, благоприятной для рождения глюоболов в чистом виде. Для проверки этой идеи мы должны уметь идентифицировать треки распадов глюбола на фоне многих тысяч посторонних треков, характерных для разлета капли кварк-глюонной плазмы. А это непростая задача. Множественность рождения глюоболов, оцениваемая в работе [15] из анализа (Pb + Pb)-столкновений при различных энергиях на Большом адронном коллайдере (БАК), составляет 1.5–4 глюбола на одно лобовое столкновение.

В настоящей работе предлагается иной способ обнаружения глюбола в чистом виде. Конкретно, речь идет о легчайшем глюболе — бесцветном связанном состоянии двух глюонов с нулевым полным моментом импульса и положительными четностью и зарядовой четностью, $J^{PC} = 0^{++}$. Будем обозначать эту частицу символом \mathbb{G} . Для нее, как указывалось уже в пионерских работах [1–4], в принципе допустим распад на два фотона с противоположными поляризациями. Обращая этот процесс во времени, мы получаем один из способов рождения легчайшего глюбола в чистом виде: $\gamma + \gamma \rightarrow \mathbb{G}$. Мы

* E-mail: kosyakov.boris@gmail.com

опишем и попытаемся практически и феноменологически обосновать эту идею в разд. 2. Однако наиболее серьезная теоретическая проблема состоит в предсказании продуктов распада \mathbb{G} . Этому посвящен разд. 3.

В отличие от кварка, глюон электронейтрален и обладает нулевыми значениями констант связи слабого изоспина и слабого гиперзаряда. Поэтому \mathbb{G} не вступает ни в электромагнитные, ни в слабые взаимодействия. Таким образом, следует ожидать, что за распад \mathbb{G} отвечает сильное взаимодействие. Иначе говоря, глюбол испытывает деконфайнмент, расщепляясь на два глюона. Здесь мы вступаем в область низких энергий, где бегущая константа связи КХД $\alpha_s(\mu)$ велика, и теория возмущений неприменима. Приведем три основных способа описания явлений в этой области:

- 1) квазиклассический подход,
- 2) моделирование КХД на решетках,
- 3) калибровочно-гравитационная дуальность.

Согласно устоявшейся квазиклассической картине кварки, связанные в адронах, предстают в виде точечных частиц, соединенных тонкими трубками, внутри которых заключен весь поток глюонного поля. Нуклоны — бесцветные объекты, состоящие из трех валентных кварков. Считается, что они удерживаются в ядрах остаточными цветными силами, вроде мультипольных сил Ван дер Ваальса между молекулами. Между тем возможность придать точный смысл понятию остаточных цветных сил оказывается довольно проблематичной [16]. Поэтому в ядерной физике продолжает господствовать юкавский механизм ядерных сил, представляющий собой механизм мезонных обменов, но с новым техническим оснащением — спонтанно нарушенной киральной симметрией, эффективными лагранжианами, разложением по производным [17–19]. Впрочем, описание ядра в терминах кварков остается насущной повесткой дня в стратегии развития КХД. Мы не останавливаемся на попытках решения этой задачи в рамках различных квазиклассических подходов (мешки, потенциальные модели), адресуя интересующегося читателя к работе [20] и содержащимся в ней ссылкам.

Существенный заслон квазиклассическому описанию глюбола ставит теорема Коулмена [21], согласно которой не существует локализованных (солитоноподобных) решений с конечной энергией в чистой янг-миллсовской теории. Строго говоря, мы лишены наглядного образа глюбола как локализованного объекта; нам не известны ни его размер, ни

структура. Из-за отсутствия центров взаимопоглощаемых цветных полей понятие остаточных цветных сил, отвечающих за взаимодействие глюбола с окружающей средой, становится совсем уж надуманным. В итоге мы вынуждены констатировать, что легчайший глюбол вообще не взаимодействует с окружающей средой как связанное адронное состояние — до его расщепления на два глюона.

Вычисления на решетке (и по правилам сумм) предсказывают массу легчайшего глюбола в диапазоне 1.3–2 ГэВ [7–11]. Из решеточных расчетов мы знаем также спектр всех глобальных состояний. Что же касается взаимодействия глюболов с обычными адронами, то на сегодняшнем этапе развития решеточного подхода эта проблема пока не поддается надежному анализу.

Распад \mathbb{G} мы рассмотрим в контексте калибровочно-гравитационной дуальности, подхода, известного также под названиями соответствие между антидеситтеровским пространством и конформной теорией поля, AdS/CFT, и голографический принцип [22–24]; соответствующие идеи и методы систематически изложены в [25, 26].

В широком смысле калибровочно-гравитационная дуальность — это доктрина, согласно которой значительную часть субъядерной физики в четырехмерном мире удастся понять с помощью физики черных дыр и подобных объектов (черных бран, черных колец) в пятимерном антидеситтеровском пространстве, (AdS₅), границей которого и является этот четырехмерный мир. Однако такое ее понимание выдавало бы желаемое за действительное. Клебанов и Малдацена в научно-популярной статье [27], вспомнив любимый у физиков анекдот о сферическом коне как идеализации живого коня, признают, что «AdS/CFT соответствие — это всего-навсего отыскание гиперболического коня»¹. Для исправления ситуации требуется понять, какая часть голографического отображения физически существенна, а какая подлежит отсечению.

В основном потоке теоретических исследований развивается представление о том, что черная дыра в AdS₅ голографически отображается на сгусток кварк-глюонной плазмы в четырехмерном мире [28]. Эта трактовка голографии была предложена в работе [29] в рамках термодинамического описания гравитационных явлений в AdS₅. Аргументация такова. Если сравнивать значения, которые гравитационное действие

¹ В [27] говорится о корове (cow), но в пересказе с конем шутка по-русски звучит интереснее.

$$I = -\frac{1}{2\kappa^2} \int d^5x \sqrt{g} \left(R + \frac{12}{L^2} \right) \quad (1)$$

принимает при подстановке в него решения для пустого AdS₅ и решения для AdS₅ при наличии шварцшильдовской черной дыры²⁾, то выясняется, что первое меньше второго при $T < T_c$, где T_c — температура фазового перехода Хокинга–Пейджа, а при $T > T_c$ второе становится меньше первого. Отсюда следует термодинамическая неустойчивость пустого пространства AdS₅ при $T > T_c$, приводящая к формированию черной дыры. Голографическим изображением этого процесса на четырехмерной границе AdS₅ является фазовый КХД-переход с формированием кварк-глюонной плазмы при критической температуре, соответствующей T_c .

В другом подходе [30–33] черные Др-браны голографически отображаются на субъядерный мир в фазе конфайнмента. В работе [34] уточнено множество значимых физических сущностей, допущенных к участию в голографическом отображении: экстремальным черным дырам и другим экстремальным черным объектам ставятся в соответствие стабильные микроскопические системы.

Эти две, казалось бы, несовместимые концепции калибровочно-гравитационной дуальности на самом деле не противоречат друг другу. В основе первой из них лежит термодинамическое описание гравитационных явлений в духе Бекенштейна–Хокинга. Во второй концепции термодинамика не играет вообще никакой роли; экстремальные черные объекты являются объектами холодного мира, $T = 0$, они не испытывают хокинговского испарения. Соответствующие системы из разных фаз КХД могут принадлежать разным секторам голографического отображения.

В разд. 3, следуя в целом идеологии работы [34], сужающей голографический контекст до экстремальных черных дыр и их стабильных субъядерных партнеров, мы все же попытаемся извлечь полезные сведения из пограничной зоны, отделяющей область действия голографического принципа от области, где он не имеет силы.

2. РОЖДЕНИЕ ЛЕГЧАЙШЕГО ГЛЮБОЛА

Как уже отмечалось, кинематика и симметрии совместимы с распадом \mathbb{G} на два γ -кванта с про-

²⁾ Для устранения расходимости действия (1) при таких подстановках его нужно регуляризовать, например, с помощью обрезания или введения конечного дилатонного вакуумного ожидания [29].

тивоположными спиральностями. Такой процесс в низшем порядке теории возмущений по α и α_s представлен на рис. 2 диаграммой ϵ (см. ниже). Перевернутая диаграмма соответствует обратному процессу: лобовое $\gamma\gamma$ -столкновение с энергией в системе центра инерции \sqrt{s} в диапазоне 1.3–2 ГэВ при условии, что спиральность $\gamma\gamma$ -системы равна нулю, может привести к рождению \mathbb{G} ³⁾.

Для проверки этого замысла идеально подошел бы фотонный коллайдер — уже тщательно проработанный и готовый к воплощению прибор (например, техническая документация фотонного коллайдера TESLA представлена в докладе [35]), в основе которого лежит процесс конверсии лазерных фотонов в γ -кванты высокой энергии в результате рассеяния фотонов на электронах высокой энергии, т. е. так называемый обратный эффект Комптона [36]. Схематически прибор состоит из двух пучков электронов, движущихся навстречу друг другу к точке их встречи \mathbf{x}_* . Электроны сталкиваются с лазерными фотонами на расстоянии примерно 1–5 мм от \mathbf{x}_* . После рассеяния фотоны превращаются в γ -кванты, энергия которых сравнима с энергией электронов, и движутся в направлении \mathbf{x}_* , где они сталкиваются с такими же, но направленными им навстречу γ -квантами. Максимально достижимая энергия ω для γ -квантов составляет

$$\omega = \frac{x}{x+1} E, \quad x \approx \frac{4E\omega_0}{m^2}, \quad (2)$$

где E и ω_0 — энергия соответственно электронов и лазерных фотонов, m — масса электрона. Например, требуется $E = 7.5$ ГэВ, чтобы увеличить энергию фотона $\omega_0 = 1.17$ эВ (лазер на неодимовом стекле) до энергии γ -кванта $\omega = 0.85$ ГэВ.

Используя лазер с энергией вспышки в несколько джоулей, можно получить размер пятна γ -квантов в \mathbf{x}_* , почти равным размеру пятна электронов в этой точке, полная светимость $\gamma\gamma$ -столкновения будет сравнима с «геометрической» светимостью пучка электронов. Спектр энергии γ -квантов приобретает резко пикообразный вид, если электроны продольно поляризованы, а лазерные фотоны циркулярно поляризованы. Это почти вчетверо увеличивает светимость в высокоэнергетическом пике. Од-

³⁾ Мы говорим об этом событии в предположительной модальности, ибо речь идет не просто о конверсии $\gamma\gamma \rightarrow gg$, рис. 1б, которая описывается в рамках обычной теории возмущений, а о возникновении связанного состояния двух глюонов. Мы не в состоянии детально проанализировать формирование глюонного конфайнмента, однако качественные соображения об изучаемом процессе будут получены из калибровочно-гравитационной дуальности в следующем разделе.

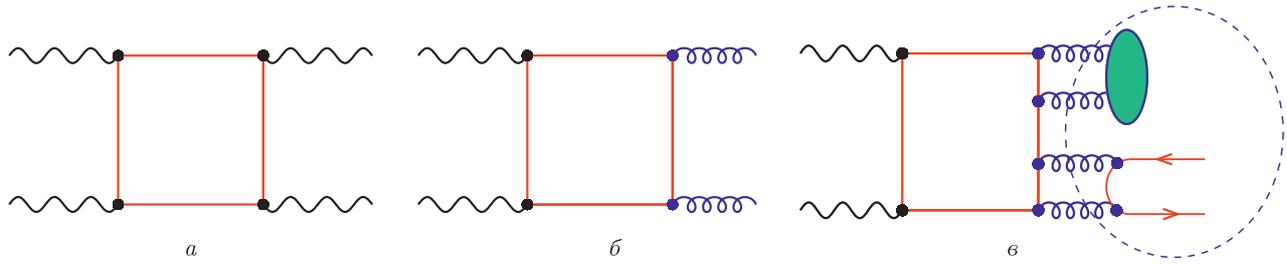


Рис. 1. $\gamma\gamma$ -столкновения, приводящие к возникновению а) двухфотонной системы, б) двухглюонной системы, в) агрегата из глюбола и мезона

ним словом, сегодняшние лазерные технологии имеют все необходимые элементы для скорейшего создания фотонных коллайдеров [35].

Чтобы оценить вероятность превращения $\gamma\gamma \rightarrow gg$ в предложенной схеме опыта, обратимся к недавним свидетельствам рассеяния света на свете, осуществленном во взаимодействии квазиреальных фотонов в ультрапериферических столкновениях Pb + Pb с прицельным параметром, вдвое большим радиуса ядер, и с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ в экспериментах коллаборации ATLAS на БАК [37, 38]. Сечение рассеяния процесса

$$Pb + Pb(\gamma\gamma) \rightarrow Pb^{(*)} + Pb^{(*)}\gamma\gamma,$$

измеренное для двухфотонной инвариантной массы свыше 6 ГэВ, имеет значение $78 \pm 13(\text{стат.}) \pm 7(\text{сист.})$ нб. Этот результат согласуется со Стандартной моделью [39], где рассеяние света на свете в главном порядке по α дает петлевая диаграмма, условно изображенная на рис. 1а. Для нас здесь важно, что пересчет результатов измерений ATLAS на элементарное сечение рассеяния света на свете в вакууме при $\sqrt{s} = 1.5$ ГэВ дает $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \approx 70$ пб — в согласии с [40–42].

Другую порцию информации доставляют стандартные вычисления кваркониевых парциальных ширин в КХД [43, 44]. Правило замены двух внешних фотонных линий двумя внешними глюонными линиями (см. на рис. 1 соответственно диаграммы а и б) определяется множителем

$$\frac{9}{8} \frac{\alpha_s^2(m_c)}{\alpha^2} \approx 845, \quad (3)$$

где $\alpha_s(\mu)$ при μ , равном массе очарованного кварка $m_c = 1.28$ ГэВ, составляет $\alpha_s \approx 0.2$. В самом деле, это значение α_s может быть получено [45, 46] из отношения

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{5(\pi^2 - 9)\alpha_s^3}{18\pi\alpha^2}, \quad (4)$$

экспериментальное значение которого приблизительно равно 10.

С учетом сказанного можно ожидать, что сечение рождения G в $\gamma\gamma$ -столкновениях с энергией \sqrt{s} в диапазоне 1.3–2 ГэВ составляет $845\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \approx 60$ нб.

Примечательно, что схема предлагаемого эксперимента особо благоприятна для рождения легчайшего глюбола в чистом виде, не смешанного с кварк-антикварковой компонентой. В этом легко убедиться, сравнивая вероятности рождения чистого глюбола и агрегата, состоящего из глюбола и мезона (на рис. 1 соответственно диаграммы б и в): последняя, представленная более высоким порядком теории возмущений, подавлена по сравнению с первой за счет множителя $\alpha_s^4 \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$.

Наконец, еще один важный довод в пользу указанной постановки эксперимента состоит в том, что светимость ускорителя электронов, а значит, и $\gamma\gamma$ -коллайдера может значительно превосходить светимость в экспериментах по рассеянию света на свете. Например, светимость Стэнфордского линейного коллайдера ($\approx 3 \cdot 10^{30}$ см²/с) на четыре порядка величины выше светимости ($\approx 5 \cdot 10^{26}$ см²/с) в опыте по рассеянию света на свете в столкновениях Pb+Pb на БАК [37, 38].

3. РАСПАД G

Предполагая, что легчайший глюбол нестабилен, мы должны установить каналы его распада. Нас интересуют главным образом продукты распада в доминирующем канале. Регистрация этих частиц в эксперименте на фотонном коллайдере могла бы подтвердить, что в $\gamma\gamma$ -столкновении рожден именно легчайший глюбол.

В работе [34] предложен следующий критерий по различению нестабильных и стабильных систем субъядерного мира: система стабильна, если дуальная ей черная дыра экстремальна. Можно подумать, что верно и обратное утверждение, а именно: если

система нестабильна, то ее гравитационным двойником является черная дыра обычного типа, подверженная испарению в виде хокинговского излучения. Но это не так. Голографическому соответствию между нестабильными микроскопическими системами и испаряющимися черными объектами препятствуют фундаментальные принципы квантовой механики — принцип обратимости и принцип тождественности и неразличимости частиц.

Квантовомеханические процессы обратимы. В частности, распад и рекомбинация имеют одинаковые амплитуды вероятности. Напротив, испарение черной дыры — процесс необратимый.

Все микроскопические системы данного рода тождественны и неразличимы. Их гравитационные двойники должны проявлять тождественные свойства. Представим себе две инерциальные системы отсчета, \mathcal{O} и \mathcal{O}' , движущиеся одна мимо другой со скоростью V ; часы в них синхронизованы стандартным образом. Пусть в момент их встречи, $t = t' = 0$, в каждой из них покоится по черной дыре с одинаковыми характеристиками — массой, зарядом и спином. Скорость испарения, измеряемая по собственному времени, у каждой из этих черных дыр одинакова. Это означает, что в момент $t > 0$ масса черной дыры в \mathcal{O} будет отличаться от массы черной дыры в \mathcal{O}' ; эффект релятивистского замедления времени не позволяет считать испаряющиеся черные дыры в \mathcal{O} и \mathcal{O}' тождественными объектами⁴⁾.

Мы предполагаем, что \mathbb{G} — нестабильная частица. На первый взгляд, этот факт запрещает апеллировать к голографии: в микромире голография приложима лишь к стабильным системам и недействительна для нестабильных систем. Тем не менее существует пограничная зона, где голографию можно осторожно использовать как руководящий принцип для выяснения общих черт механизма распада нестабильных частиц. Какие для этого имеются доводы?

Распаду частицы можно сопоставить не непрерывное испарение черной дыры, а единичный акт спонтанного расщепления черной дыры на две или несколько черных дыр. Если это расщепление приводит к образованию экстремальных черных дыр⁵⁾, то процесс, очевидно, обратим во времени: изолиро-

ванные экстремальные черные дыры живут в неизменном виде сколь угодно долго, а их столкновение возвращает к существованию исходную черную дыру.

Пусть далее в пятимерной антидеситтеровской вселенной имеется единственная черная дыра или же эта черная дыра удалена от остальной материи настолько, что ее можно считать почти свободной от физических воздействий. Тогда вопрос о квантовомеханической тождественности этой черной дыры объектам такого же рода утрачивает свою остроту. Голографическим партнером такой черной дыры может быть микроскопическая система, у которой по тем или иным причинам запрещено большинство путей распада или даже все пути, кроме единственного.

Мы сосредоточим внимание на распаде нейтральной бесспиновой частицы, при этом будем считать ее гравитационным двойником шварцшильдовскую черную дыру.

Такая черная дыра имеет группу максимальной пространственной изотропии $SO(4)$, эквивалентную группе $SO(3) \times SO(3)$, которая голографически отображается на группу киральной $SU(2)_L \times SU(2)_R$ инвариантности КХД с $N_f = 2$ ароматами. Но в фазе конфайнмента киральная инвариантность спонтанно нарушается до $SU(2)_V$ изоспиновой симметрии. Поэтому разумно ожидать, что дуальная изотропия $SO(4)$ также нарушается до $SO(3)$. Другими словами, шварцшильдовская черная дыра в AdS_5 подвержена спонтанному расщеплению на два черных объекта, симметрия которых ограничена до $SO(3)$, например, на вращающиеся черные дыры Майерса–Перри [48]⁶⁾.

Нейтральная бесспиновая частица, дуальная такой шварцшильдовской черной дыре, должна распадаться на две частицы со спином. Вновь подчеркнем, что это правило имеет силу лишь в отношении множества частиц из пограничной зоны. У легчайшего нейтрального бесспинового мезона, π^0 , закрыты возможности распада по сильному и слабому взаимодействиям, поэтому π^0 распадается электромагнитным образом, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Легчайшая скалярная частица, не подверженная сильным и электромагнитным взаимодействиям, бозон Хиггса H^0 , распадается лишь на пары частиц со спином: тяжелые фермионы ($b\bar{b}$, $\tau\bar{\tau}$) или калибровочные век-

⁴⁾ Читатель легко узнает здесь вариант парадокса близнецов, в котором близнецами являются испаряющиеся черные дыры, а их идентификацию осуществляет квантовомеханический принцип тождественности и неразличимости частиц.

⁵⁾ Такой акт — один из возможных сценариев завершения истории испаряющейся черной дыры. Обсуждению предельных сценариев посвящен обзор [47].

⁶⁾ Очевидное возражение может состоять в том, что в классической картине шварцшильдовская геометрия устойчива к малым возмущениям. Речь, однако, идет о туннелировании одной черной дыры сквозь горизонт другой черной дыры — явлении, вписываемом в хокинговскую схему.

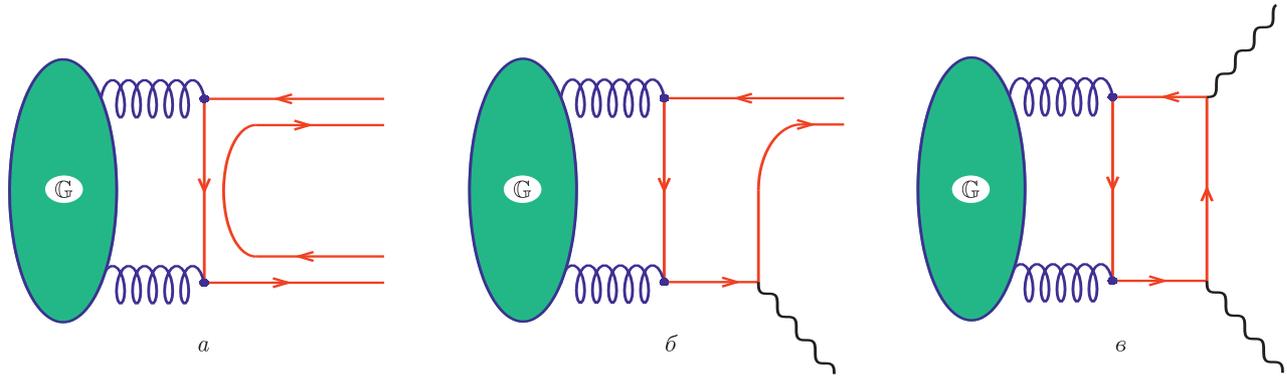


Рис. 2. Каналы распада легчайшего глюбола

торные бозоны (W^+W^- , ZZ , gg , $\gamma\gamma$). Легчайший глюбол, вероятно, попадает в ту же категорию, поскольку единственный мыслимый вариант его распада связан с расщеплением на две векторные частицы: $G \rightarrow gg$.

Наблюдаемые проявления этого правила для распада G нетрудно установить в рамках теории возмущений. Ее низшие порядки по α и α_s представлены на рис. 2 планарными диаграммами. Глюоны, кварки и фотоны изображены соответственно в виде спиралей, направленных и волнообразных линий. Произведенные в распаде векторные мезоны, состоящие из пар кварков и антикварков, изображены в виде пар антипараллельных лучей. На диаграмме *a* показана распадная мода, результатом которой оказывается пара нейтральных векторных мезонов, $\rho^0\rho^0$ или $\omega\omega$. Их массы равны соответственно $m_{\rho^0} = 775$ МэВ и $m_{\omega} = 783$ МэВ. Диаграмма *b* представляет распад G в виде фотона и нейтрального векторного мезона, которым может быть ρ^0 или ω или ϕ ($m_{\phi} = 1019$ МэВ). Диаграмма *в* изображает двухфотонный распад. Отношение вероятностей этих каналов дается оценкой $1 : \alpha : \alpha^2$.

Мы видим, что преобладающий голографически мотивированный путь распада легчайшего глюбола представлен процессом $G \rightarrow \rho^0\rho^0$. Как известно [6], векторный мезон ρ^0 распадается на $\pi^+\pi^-$ ($\approx 100\%$ фракция; $\Gamma = 149.1 \pm 0.8$ МэВ). Это означает, что, как только энергия в системе центра инерции \sqrt{s} достигает массы легчайшего глюбола m_G , следует ожидать резкого усиления выхода $\rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, причем орбитальное квантовое число l каждой пары $\pi^+\pi^-$ будет равно 1.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Идея применения $\gamma\gamma$ -столкновений для возможного рождения глюболов не является совсем новой и

была реализована как ингредиент экспериментальных исследований в ee - и $e\bar{e}$ -столкновениях [49–51]. Но в основе этих экспериментов лежит физика, отличная от той, которая предложена здесь для обнаружения легчайшего глюбола. В первом случае мы имеем дело с виртуальными фотонами, во втором — с реальными. Согласно концепции векторной доминантности виртуальный фотон способен родить нейтральный векторный мезон, рис. 3а. Столкновение виртуальных фотонов (по наиболее вероятному сценарию) ведет к превращению рожденных ими векторных мезонов в пару скалярных мезонов⁷⁾, как это видно из планарной диаграммы на рис. 3б. Если учесть диаграммы более высокого порядка с глюонными линиями, то резонанс в сечении рассеяния можно трактовать как глюбол в промежуточном состоянии. В самом деле, эффект смешения глюбола с кварковой $q\bar{q}$ -компонентой явствует из рис. 3в; история рождения и распада глюбола сопутствует мировым линиям кварка q и антикварка \bar{q} .

С другой стороны, вероятность спонтанного превращения реального фотона в массивную частицу очень мала, а вот лобовое столкновение реальных фотонов может привести к появлению массивного объекта. Если суммарная спиральность фотонов равна нулю, а энергия в системе центра инерции равна массе легчайшего глюбола m_G , то возникший объект как раз и является легчайшим глюболом. Хотя в упомянутых экспериментах комплект реакций $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \phi\phi \rightarrow K\bar{K} \rightarrow 4\pi$ на выходе может иметь тот же набор частиц, что и на выходе комплекта реакций $\gamma\gamma \rightarrow G \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow 4\pi$, предлагаемого в настоящей работе, содержание сравниваемых процессов разное.

⁷⁾ Например, в пару $K\bar{K}$, характерную для опытов, анализируемых в работах [49–51].

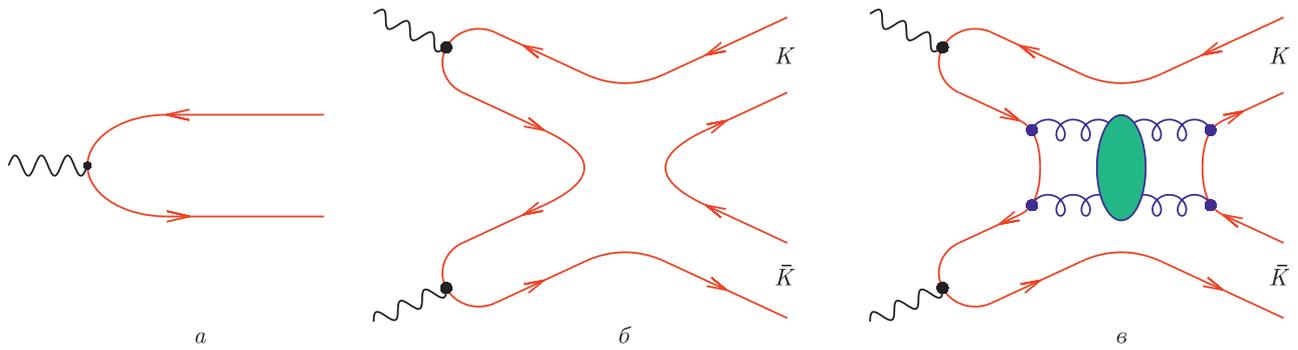


Рис. 3. Сильное взаимодействие фотонов: а) виртуальный фотон превращается в векторный мезон; б) столкновение двух виртуальных фотонов приводит к рождению $K\bar{K}$ -системы; в) столкновение двух виртуальных фотонов приводит к рождению $K\bar{K}$ -системы с промежуточным участием глюбола

Вероятно, следует упомянуть и о недавнем событии [52], косвенно затрагивающем тему нашего обсуждения, — экспериментальном открытии оддерона (виртуальной бесцветной частицы, состоящей из нечетного числа глюонов), который может играть важную роль в динамике трехглюонного векторного глюбола.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Глюбол — загадочный объект. Большинство его свойств связано с инфракрасными эффектами, поэтому не описывается в рамках обычной теории возмущений. Техника производных по киральным разложениям здесь тоже неприменима, ибо легчайший глюбол \mathbb{G} тяжелее 1 ГэВ.

Использование квазиклассических методов блокируется теоремой Коулмена [21], согласно которой не существует наглядного образа глюбола как локализованного объекта, иначе говоря, мы не имеем представления ни о его размерах, ни о структуре. Решеточная КХД предсказывает глюобольный спектр масс, но для создания точной картины взаимодействия глюбола с обычной адронной материей эта техника еще недостаточно совершенна.

Остается попытаться обратиться к калибровочно-гравитационной дуальности или, что то же, к голографии. Как выяснено в разд. 3, дуальность неприменима к нестабильным микроскопическим системам. Однако существует пограничная зона, отделяющая область действия голографии от области, где голография не имеет силы. Ряд доводов убеждает нас в том, что для частиц из пограничной зоны голографию можно использовать как наводящее со-

ображение для выяснения качественных черт механизма их распада. Легчайший глюбол как раз принадлежит множеству частиц из пограничной зоны. Голографические соображения в комбинации с расчетными данными о $m_{\mathbb{G}}$ предсказывают доминирующую моду его распада $\mathbb{G} \rightarrow \rho^0 \rho^0$.

В разд. 2 предложен и феноменологически обоснован способ обнаружения \mathbb{G} в эксперименте на фотонном коллайдере. Практическая привлекательность нашего предложения состоит в том, что речь идет о тщательно проработанном и готовом к воплощению проекте (состояние дел описано, например, в [35]).

Идея обнаружения легчайшего глюбола в лобовом $\gamma\gamma$ -столкновении имеет и чисто теоретические достоинства. В предлагаемом опыте ожидается рождение легчайшего глюбола в чистом виде, не смешанного с кварк-антикварковой компонентой, о чем свидетельствуют оценки сечения рождения \mathbb{G} и реально достижимых светимостей на $\gamma\gamma$ -коллайдере. Сегодня известно существование пяти изоскалярных резонансов $f_0(500)$, $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$ ⁸⁾ [6]. Среди них только на $f_0(1710)$ падает подозрение, что это скалярный глюбол без смешивания [53, 54], но такой вариант подвергается критике [55]. Если в предлагаемом опыте обнаружится сравнительно узкое состояние при энергии \sqrt{s} , не равной массе ни одного из этих изоскалярных резонансов, то это с полной определенностью будет означать открытие нового вида адронной материи — легчайшего глюбола. Точное измерение $m_{\mathbb{G}}$ укажет путь и даст стимул к дальнейшему усовершенствованию решеточной

⁸⁾ Отметим, что эти резонансы распадаются на бесспиновые частицы $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ [6].

версии КХД. Ожидаемое резкое усиление выхода $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при $\sqrt{s} = m_G$ будет прямым экспериментальным подтверждением предсказания калибровочно-гравитационной дуальности.

Благодарности. Мы выражаем признательность Висенте Венто (Vicente Vento), Вольфгангу Охсу (Wolfgang Ochs), Валерию Тельнову и Масуду Чачану (Masud Chaichian) за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Fritzsche and M. Gell-Mann, EConf C720906V2 **2**, 135 (1972); arXiv:hep-ph/0208010.
2. H. Fritzsche and P. Minkowski, Nuovo Cim. A **30**, 393 (1975).
3. P. G. O. Freund and Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **34**, 1645 (1975).
4. R. L. Jaffe and K. Johnson, Phys. Lett. B **60**, 201 (1976).
5. V. Crede and C. A. Meyer, Prog. Part. Nucl. Phys. **63**, 74 (2009); arXiv:hep-ex/0812.0600v3.
6. P. A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
7. В. В. Анисович, УФН **165**, 1225 (1995); *ibid* **168**, 481 (1998); *ibid* **174**, 49 (2004).
8. F. E. Close and N. A. Törnqvist, J. Phys. G **28**, R249 (2002); arXiv:hep-ph/0204205v3.
9. C. Amsler and N. A. Törnqvist, Phys. Rep. **389**, 61 (2004).
10. V. Mathieu, N. Kochelev, and V. Vento, Int. J. Mod. Phys. E **18**, 1 (2009); arXiv:hep-ph/0810.4453.
11. W. Ochs, J. Phys. G **40**, 043001 (2013); arXiv:hep-ph/1301.5183.
12. S. Kabana and P. Minkowski, Phys. Lett. B **472**, 155 (2000); arXiv:hep-ph/9907570.
13. N. Kochelev and D.-P. Min, Phys. Lett. B **650**, 239 (2007); arXiv:hep-ph/0611250.
14. V. Vento, Phys. Rev. D **75**, 055012 (2007); arXiv:hep-ph/0609219.
15. I. N. Mishustin, L. M. Satarov, and W. Greiner, J. Phys. G **32**, L59 (2006); arXiv:hep-ph/0606251.
16. B. P. Kosyakov, E. Yu. Popov, and M. A. Vronskii, Phys. Lett. B **744**, 28 (2015).
17. S. Weinberg, Phys. Lett. B **251**, 288 (1990).
18. E. Epelbaum, H.-W. Hammer, and U.-G. Meißner, Rev. Mod. Phys. **81**, 1773 (2009); arXiv:nucl-th/0811.1338.
19. R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011); arXiv:nucl-th/1105.2919.
20. B. P. Kosyakov, E. Yu. Popov, and M. A. Vronskii, Eur. Phys. J. A **53**, 82 (2017); arXiv:hep-ph/1604.06613.
21. S. Coleman, Commun. Math. Phys. **55**, 113 (1977).
22. J. Maldacena, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998); arXiv:hep-th/9711200.
23. E. Witten, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 253 (1998); arXiv:hep-th/9802150.
24. S. S. Gubser, I. R. Klebanov, and A. M. Polyakov, Phys. Lett. B **428**, 105 (1998); arXiv:hep-th/9802109.
25. M. Ammon and J. Erdmenger, *Gauge/Gravity Duality*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2015).
26. H. Năstase, *Introduction to the AdS/CFT Correspondence*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2015).
27. I. R. Klebanov and J. M. Maldacena, Phys. Today **62**(1), 28 (2009).
28. И. Я. Арефьева, УФН **184**, 569 (2014).
29. C. P. Herzog, Phys. Rev. Lett. **98**, 091601 (2007); arXiv:hep-ph/0608151.
30. T. Sakai and S. Sugimoto, Prog. Theor. Phys. **113**, 843 (2005); arXiv:hep-ph/0412141.
31. T. Sakai and S. Sugimoto, Prog. Theor. Phys. **114**, 1083 (2005); arXiv:hep-ph/0507073.
32. K. Hashimoto, Ch.-I Tan, and S. Terashima, Phys. Rev. D **77**, 086001 (2008); arXiv:hep-ph/0709.2208.
33. F. Bruenner, D. Parganlija, and A. Rebhan, Phys. Rev. D **91**, 106002 (2015); arXiv:hep-ph/1501.07906.
34. B. P. Kosyakov, E. Yu. Popov, and M. A. Vronskii, Class. Quant. Grav. **36**, 135001 (2019); arXiv:hep-th/1802.03545.
35. B. Badelek et al., Int. J. Mod. Phys. A **19**, 5097 (2004); arXiv:hep-ex/0108012.
36. И. Ф. Гинзбург, Г. Л. Коткин, В. Г. Сербо, В. И. Тельнов, Письма в ЖЭТФ **34**, 514 (1981).

37. ATLAS Collaboration, *Nature Phys.* **13**, 852 (2017); arXiv:hep-ex/1702.01625v2.
38. G. Aad et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 052001 (2019); arXiv:hep-ex/1904.03536.
39. D. d'Enterria and G. G. Silveira, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 080405 (2013) [Erratum: *ibid* **116**, 129901 (2016)]; arXiv:hep-ph/1305.7142.
40. G. Jikia and A. Tkabladze, *Phys. Lett. B* **323**, 453 (1994); arXiv:hep-ph/9312228.
41. G. J. Gounaris, P. I. Porfyriadis, and F. M. Renard, *Phys. Lett. B* **452**, 76 (1999); arXiv:hep-ph/9812378.
42. Z. Bern et al., *JHEP* **0111**, 031 (2001); arXiv:hep-ph/0109079.
43. T. Appelquist and H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 43 (1975).
44. R. Barbieri, R. Gatto, and R. Kögerler, *Phys. Lett. B* **60**, 183 (1976).
45. T. Appelquist, A. De Rujula, S. L. Glashow, and H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 365 (1975).
46. А. И. Вайнштейн и др., *УФН* **123**, 217 (1977).
47. P. Chen, Y. C. Ong, and D.-H. Yeom, *Phys. Rep.* **603**, 1 (2015); arXiv:gr-qc/1412.8366.
48. R. C. Myers and M. J. Perry, *Ann. Phys.* **172**, 304 (1986).
49. L3 Collaboration, B. Acciarri et al., *Phys. Lett. B* **501**, 173 (2001); arXiv:hep-ex/0011037.
50. Belle Collaboration, B. Abe et al., *Eur. Phys. J. C* **32**, 323 (2003); arXiv:hep-ex/0309077.
51. S. Uehara et al., *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2013**, 123C01 (2013); arXiv:hep-ex/1307.7457.
52. T. Csörgő et al., *Eur. Phys. J. C* **81**, 180 (2021); arXiv:hep-ph/1912.11968.
53. S. Janowski, F. Giacosa, and D. H. Rischke, *Phys. Rev. D* **90**, 114005 (2015); arXiv:hep-ph/1408.4921.
54. M. Albaladejo and J. A. Oller, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 252002 (2008); arXiv:hep-ph/0801.4929.
55. L. S. Geng and E. Oset, *Phys. Rev. D* **79**, 074009 (2009); arXiv:hep-ph/0812.1199.