P2-2009-190

Н. Г. Фадеев*

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА В МЕХАНИКЕ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в Труды семинара по теоретической
и математической физике, посвященного 100-летию
Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского

*E-mail: fadeev@sunse.jinr.ru

Фадеев Н. Г. P2-2009-190

Асимптотическая свобода в механике неупругих столкновений
составных частиц при высоких энергиях

Применение гипотезы асимптотической свободы (АС) в рассмотрении механики глубоконеупругих лептон-адронных реакций (ГНР) позволяет выявить упругий характер столкновения партонов $x_a m_a$ и $x_b m_b$ также в процессах адрон-адронных взаимодействий частиц a и b с массами m_a и m_b с последующей их адронизацией в адронные ливни. Упругий характер столкновения партонов позволяет, в свою очередь, определить инвариантные переменные (x_a, x_b и переданный 4-импульс Q^2), аналогичные используемым в ГНР, через параметры двух регистрируемых адронных ливней. Приводятся некоторые результаты вычислений для 2000 pp-событий на LHC при энергии 10 ТэВ, сгенерированных программой PYTHIA. Предложенные идеи представляют интерес для КХД-обработки адронных взаимодействий совместно с данными ГНР, для развития концепции кумулятивных событий и, возможно, для поиска кварк-глюонной плазмы и промежуточной фазы на NICA.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Fadeev N. G. P2-2009-190

Asymptotic Freedom in the Mechanics of Composite Particle
Inelastic Collisions at High Energies

The application of the asymptotic freedom hypothesis to consider the mechanics of deep inelastic scattering processes (DIS) allows one to reveal the elastic form of the parton ($x_a m_a$ and $x_b m_b$) scattering also for hadron–hadron interactions of particles a and b having masses m_a and m_b with subsequent hadronization of them into the hadron showers. The elastic character of the parton scattering, in its turn, helps to define invariant variables analogous to DIS (Bjorken x_a, x_b and square four-momentum transfer Q^2) through the two-hadron showers in the c. m. s. of a and b particles. Some results of calculations of 2000 pp interactions at LHC at 10 TeV generated by PYTHIA are presented. This approach can be of interest for QCD treatment of hh interactions, cumulative phenomena investigations, search for quark–gluon plasma and phase transition in the NICA project.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что явление масштабной инвариантности (бьеркеновского скейлинга), обнаруженное в исследованиях взаимодействий частиц при высоких энергиях с участием лептонов [1] (отмеченных Нобелевской премией 1990 г.), потребовало для своего объяснения качественно новых представлений о внутренней структуре адронной материи (партоны, кварки, глюоны) и о самом механизме взаимодействия ее составляющих. Как известно, в этом механизме достойная роль принадлежит гипотезе асимптотической свободы (АС) [2] (также отмеченной Нобелевской премией по физике за 2004 г.). Гипотеза АС послужила основой для применения методов квантовой электродинамики в описании сильных взаимодействий и способствовала формулировке квантовой хромодинамики (КХД). «Самое важное следствие асимптотической свободы — это сама по себе КХД с точечно-подобным поведением кварков на малых расстояниях и сильным взаимодействием, дающим конфайнмент на больших расстояниях» [2].

Распространение новых идей на столкновения адронов и релятивистских ядер привело к предсказанию, а затем обнаружению и систематическому исследованию кумулятивного эффекта, представляющего собой «результат обобществления партонов (или кварков), принадлежащих группе нуклонов» [3]. В основном предположении о кумулятивном эффекте содержится допущение о возможности «образования группы (капли) из N конституентов (нуклонов, кварков или партонов)» [3]. Вероятность существования групп конституентов не только в ядрах, но и в нуклонах представляется естественной. Таким образом, единая кварк-глюонная природа партонов как составляющих адронов вместе с КХД нашла свое приложение в разнообразных процессах взаимодействия частиц независимо от их природы.

Следует отметить, однако, что реакции ГНР принципиально и выгодно отличаются от адрон-адронных (hh) и тем более адрон-ядерных (hA) и ядро-ядерных (AA) взаимодействий тем, что измерение характеристик состояний одной частицы — лептона до и после рассеяния оказывается достаточным для проведения широкого круга исследований и структуры адронов, и механизма взаимодействия конституентов. Эта особенность ГНР обусловлена тем фактом, что лептоны принято считать точечными частицами, не имеющими структуры и, главное, они не участвуют в сильных взаимодействиях. В частности, поэтому некоторые кинематические инварианты ГНР, имеющие важное значение в КХД, например, квадрат переданного 4-импульса Q^2 и бьеркеновский инвариант x, в адрон-адронных столкновениях отсутствуют, и до сих пор не установлены общепринятые способы их определения через другие наблюдаемые величины. Поэтому, несмотря на внутреннее единство в структуре и природе происходящих процессов при столкновении различных частиц, для их описания привлекается разный набор кинематических переменных. Устоявшимися переменными для lh-, lA-взаимодействий являются, как отмечалось, бьеркеновский x и Q^2, а фейнмановский x_F и квадрат поперечного импульса P_T^2 — для hh-, hA-, AA-взаимодействий.

Между тем первоначально выявленная характерная особенность процессов рассеяния лептонов на нуклонах позволяет все перечисленные выше реакции рассматривать с единой точки зрения и применять (в определенных случаях изучения адрон-адронных процессов) тот же набор кинематических преименных, что и в ГНР. Имеется в виду двухэтапный характер процессов ГНР, когда на первом этапе происходит упругое рассеяние лептона на свободном партоне нуклона, а на втором — адронизация партонов в наблюдаемые частицы (партонная модель Фейнмана, см. рис. 1) [1]. Именно гипотеза асимптотической свободы и предположение А. М. Балдина о возможности образования в составных системах групп (капель) партонов дают основания ожидать возникновения первого этапа — упругого рассеяния групп партонов и второго этапа — их адронизации также в реакциях столкновения составных частиц (адронов и ядер) при высоких энергиях. В свою очередь, упругий характер столкновения партонов (или их групп) в процессах взаимодействия составных частиц при высоких энергиях обеспечивает возможность оценки тех же инвариантных переменных, используемых в ГНР, через параметры зарегистрированных адронных ливней. Эта возможность имеет достаточно общее и ясное физическое обоснование, и так же, как другой способ оценки похожих кинематических переменных, изложенный в работах [4], ее можно использовать и в анализе кумулятивных явлений.

Двухэтапный характер неупругих процессов и особенности определения бьеркеновских переменных для адрон-адронных реакций можно наглядно выразить при помощи представления механики (кинематики) сталкивающихся частиц в пространстве скоростей (быстрот) [5]. Определенная польза от такого представления состоит (например, в сравнении с рис. 1) в возможности привлечения аппарата гиперболической тригонометрии, который полностью адекватен релятивистской механике. Поэтому неприменение или игнорирование геометрии пространства скоростей «затрудняет понимание самой релятивистской механики» [5]. В последующих разделах отмеченная особенность будет неоднократно продемонстрирована.

Целесообразно начать рассмотрение представлений с хорошо изученных реакций с участием лептонов, т. е. с ГНР. Затем, выделив неизвестные ранее и нужные для дальнейшего особенности механики ГНР, можно перейти к рассмотрению и адрон-адронных взаимодействий.

J. D. Bjorken Phys. Rev. 185, 1975 (1969)

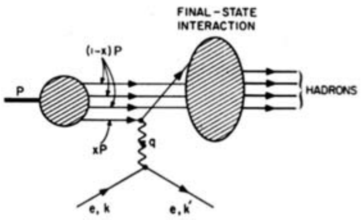

FIG. 1. Kinematics of lepton-nucleon scattering in the parton model.

At infinite momentum, we visualize the intermediate state from which the electron scatters as follows:

(a) It consists of a certain number N of free partons (with probability P_N).

(b) The longitudinal momentum of the ith parton is a fraction x_i of the total momentum of the proton:

$$\mathbf{p}_i = x_i \mathbf{P}. \qquad (2.10)$$

(c) The mass of the parton, before and after the collision, is small (or does not significantly change).

(d) The transverse momentum of the parton before the collision can be neglected, in comparison with $\sqrt{(Q^2)}$, the transverse momentum imparted as $p \to \infty$.

Рис. 1. Кинематика лептон-нуклонного рассеяния в партонной модели

Для справочных целей можно отметить несколько полезных моментов. Энергию E частицы и величину ее импульса P согласно их определению можно выразить через массу m частицы и ее быстроту ρ/c:

$$E = m/\sqrt{(1-\beta^2)} = m\,\mathrm{ch}\,\rho, \quad P = m\beta/\sqrt{(1-\beta^2)} = m\,\mathrm{sh}\,\rho, \quad \beta = \mathrm{th}\,\rho\;(c=1), \quad (1)$$

где β — скорость частицы в единицах скорости света c. Скалярное произведение двух 4-векторов K_a и K_b частиц a и b можно записать в виде

$$K_a K_b = E_a E_b - |\mathbf{P}_a||\mathbf{P}_b|\cos\theta = \\ = m_a m_b(\mathrm{ch}\,\rho_a \mathrm{ch}\,\rho_b - \mathrm{sh}\,\rho_a \mathrm{sh}\,\rho_b \cos\theta) = m_a m_b\,\mathrm{ch}\,\rho_{ab}, \quad (2)$$

где θ — угол между импульсами (скоростями, быстротами ρ_a и ρ_b) частиц a и b, ρ_{ab} — быстрота между частицами a и b, определяющая их относительную скорость.

Выражение в скобках в (2) известно в неевклидовой геометрии Лобачевского как основное соотношение между сторонами треугольника: по двум сторонам и углу между ними определяется длина третьей стороны — теорема косинусов. Это же выражение соответствует преобразованию Лоренца для энергии частицы (чтобы в этом убедиться, нужно в (2) вынести за скобку $\mathrm{ch}\,\rho_b$ и использовать определения (1)). Преобразование Лоренца для импульса также нетрудно найти, используя гиперболическую тригонометрию для соответствующих треугольников. С использованием (2) формулы для квадрата суммы и квадрата разности двух 4-векторов частиц a и b, выраженные через быстроту ρ_{ab}:

$$(K_a + K_b)^2 = K_a^2 + 2K_a K_b + K_b^2 = m_a^2 + 2m_a m_b\,\mathrm{ch}\,\rho_{ab} + m_b^2 \equiv M^2, \quad (3)$$

$$(K_a - K_b)^2 = K_a^2 - 2K_a K_b + K_b^2 = m_a^2 - 2m_a m_b\,\mathrm{ch}\,\rho_{ab} + m_b^2 \equiv q^2, \quad (4)$$

т. е. формулы для квадрата эффективной массы двух частиц (3) и квадрата переданного 4-импульса между частицами a и b (4), очевидны.

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА В МЕХАНИКЕ ЛЕПТОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Рассмотрим инклюзивную реакцию рассеяния частицы a (лептона — электрона или мюона) на частице b (нуклоне):

$$a + b \to a + X \tag{5}$$

и введем соответствующие этой реакции 4-вектора и принятые обозначения:

$$\begin{gathered} K_a + K_b = K_a' + K_x, \quad q = K_a - K_a', \quad \nu = E_a - E_a', \\ -q^2 \equiv Q^2, \quad S = (K_a + K_b)^2, \end{gathered} \tag{6}$$

где K_x — 4-вектор адронного ливня (который в этих реакциях обычно не регистрируется), q — переданный 4-импульс, определяемый через параметры лептона, ν — переданная энергия, S — квадрат полной энергии. В этих обозначениях бьеркеновский инвариант x определяется обычным образом через параметры лептона и массу частицы b (нуклона) m_b:

$$x = Q^2/(2q\,K_b) = Q^2/(2m_b\nu), \tag{7}$$

$$Q^2 = 2m_a^2(\operatorname{ch}\rho_q - 1), \tag{8}$$

где m_a — масса частицы a (лептона), ρ_q — быстрота лептона в антилабораторной системе (лаб. система связана с частицей b — нуклоном). Отметим, что инвариант x можно определить таким же образом и через компоненты 4-вектора K_x (как это следует из законов сохранения (6)):

$$q_b = K_x - K_b, \ -q_b^2 = 2M_x m_b \operatorname{ch}\rho_{Mx} - M_x^2 - m_b^2, \ M_x^2 = K_x^2, \ -q^2 = -q_b^2, \tag{9}$$

где ρ_{Mx} — быстрота адронного ливня в лаб. системе, M_x — его эффективная масса.

Согласно гипотезе АС, с ростом передачи Q^2 взаимодействие конституентов между собой в нуклоне асимптотически ослабевает (на малых расстояниях друг от друга) и потому лептон (как фундаментальная, точечная частица) рассеивается на свободном конституенте-партоне упругим (квазиупругим) образом (как фотон рассеивается на «свободном» электроне атома в комптон-эффекте). Таким образом, первый этап глубоконеупругого рассеяния лептона на нуклоне состоит в упругом рассеянии лептона на свободном партоне (или некой группе из партонов). Обозначим 4-импульс партона (или группы партонов) через $x_g K_b$ (x_g — часть, доля 4-импульса мишени, характеризующая группу партонов), а оставшуюся часть через $(1 - x_g)K_b$ ($x_g m_b$ и $(1 - x_g)$ m_b в системе покоя b-частицы) и покажем средствами релятивистской механики, что x_g определяется выражением (7) и, следовательно, совпадает с x.

Закон сохранения энергии-импульса (6) с учетом высказанной гипотезы АС можно записать в виде

$$K_a + x_g K_b + (1 - x_g) K_b = K'_a + (x_g K_b)' + (1 - x_g) K_b = K'_a + K_x, \quad (10)$$

$$q = K_a - K'_a = (x_g K_b)' - x_g K_b = K_x - K_b, K_x = (x_g K_b)' + (1 - x_g) K_b, \quad (11)$$

$$S_x = (K_a + x_g K_b)^2 = (K'_a + (x_g K_b)')^2 = \\ = m_a^2 + 2 m_a x_g m_b \operatorname{ch} \rho_a + (x_g m_b)^2 \approx x_g S, \quad (12)$$

где $x_g K_b$, $(1 - x_g) K_b$ и $(x_g K_b)'$ есть 4-вектора свободных партонов до и после упругого рассеяния, S_x — полная энергия упругого рассеяния, ρ_a — быстрота налетающего лептона (при высоких энергиях величины S и S_x определяются в основном значением ρ_a, она же определяет и ось реакции).

Правая часть первого равенства в (10) соответствует промежуточному состоянию и выражает первый этап реакции — упругое рассеяние лептона на партоне, правая часть второго равенства в (10) выражает второй этап — результат адронизации, т. е. конечное состояние рассматриваемой реакции. Из (11) следует, что *а*) переданный 4-вектор q можно определить не только через параметры лептона, но и через соответствующие параметры партона, принявшего участие в упругом рассеянии: $q = (x_g K_b)' - x_g K_b$; *б*) адронную массу K_x в конечном состоянии можно выразить также через параметры промежуточного состояния — возбужденного партона $(x_g K_b)'$ и партона $(1 - x_g) K_b$, не участвовавшего в упругом рассеянии.

Все три состояния процесса рассеяния — начальное, конечное, промежуточное — и отмеченные выше особенности легко просматриваются на рис. 2, *а*, на котором изображена реакция ГНР в пространстве скоростей. Промежуточное состояние, соответствующее (по требованию АС) упругому рассеянию, как обычно, находится из начального состояния путем поворота оси реакции (совпадающей с отрезком $m_b m_a$ на рис. 2) отосительно центра масс сталкивающихся частиц на некоторый определенный угол. В соответствии с АС полная энергия упругого взаимодействия (12) и система центра масс (точка O_x на рис. 2, *а*) должны определяться массой лептона m_a и массой свободного партона (или массой группы партонов) $x_g m_b$.

Положение точки O_x на оси реакции нетрудно найти из условия, чтобы быстрота лептона относительно O_x не менялась до и после рассеяния: энергии, величины импульсов и массы частиц в упругом рассеянии не изменяются. Тогда из треугольника с вершинами в точках O_x, m_a, m_a (см. рис. 2, *а*) по теореме косинусов находим:

$$\operatorname{ch}(\rho_a - \rho_{Ox}) = \operatorname{ch} \rho_{Ox} \operatorname{ch} \rho' - \operatorname{sh} \rho_{Ox} \operatorname{sh} \rho' \cos\theta, \quad (13)$$

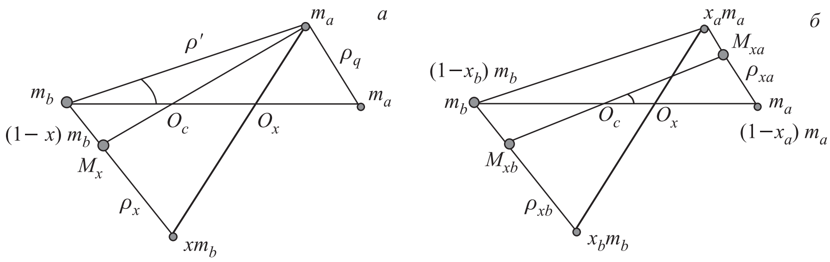

Рис. 2. Механика lh-(a) и hh-взаимодействий (б) в пространстве скоростей

где ρ_a и ρ' — быстрота лептона в начальном и соответственно в конечном состояниях (обе в лаб. системе), ρ_{Ox} — быстрота, соответствующая искомой скорости центра O_x (в лаб. системе), и $(\rho_a - \rho_{Ox})$ — быстрота лептона относительно O_x, θ — угол рассеяния лептона (в лаб. системе). Из (13) находим:

$$\text{th } \rho_{Ox} = (\text{ch } \rho_a - \text{ch } \rho')/(\text{sh } \rho_a - \text{sh } \rho' \cos\theta) = \nu/(P_a - P_L), \tag{14}$$

известное выражение для системы Брейта, где P_a — начальный импульс лептона, P_L — продольный импульс лептона в конечном состоянии (в лаб. системе). Дальше можно поступить двояким образом.

1) Можно воспользоваться обычным выражением для скорости центра масс сталкивающихся частиц — отношением полного импульса к полной энергии (в лаб. системе):

$$\beta_{Ox} = P_a/(E_a + x_g m_b), \tag{15}$$

где E_a — начальная энергия лептона. Приравняв (14) и (15) и решив полученное уранение относительно x_g, находим (7), т. е. $x_g \equiv x$.

2) Можно воспользоваться уравнением сохранения импульса в системе центра масс с началом в O_x:

$$x_g m_b \text{ sh } \rho_{Ox} = m_a \text{ sh } (\rho_a - \rho_{Ox}), \tag{16}$$

решая которое относительно x_g, снова находим (7). Следовательно, введенный в (10) параметр x_g, характеризующий партон или группу конституентов, является инвариантом Бьеркена (индекс «g» дальше можно не использовать).

Определив ρ_{Ox} в (14), можно найти и $(\rho_a - \rho_{Ox})$ — быстроту лептона относительно O$_x$, и угол поворота оси реакции в точке O_x. Для завершения восстановления трапеции упругого столкновения и тем самым восстановления промежуточного состояния в реакциях ГНР, остается найти ρ_x — быстроту (скорость) выбитого (свободного) партона xm_b в лаб. системе. Это можно сделать разными путями, но для дальнейшего представляется важным получить выражение для Q^2 через x и ρ_x.

Из выражения для q в (11) следует формула

$$Q^2 = -(K_a - K'_a)^2 = -((xK_b)' - xK_b)^2 = 2(xm_b)^2(\mathrm{ch}\ \rho_x - 1), \qquad (17)$$

определяющая величину Q^2 через параметры партона, аналогичная выражению (8), определяющему величину Q^2 через параметры лептона. Отметим, что из (17) можно найти выражение для $\mathrm{ch}\ \rho_x$ (и, значит, для скорости партона) и переданной ему энергии ν:

$$\nu = Q^2/(2xm_b) = (xm_b)(\mathrm{ch}\ \rho_x - 1), \qquad (18)$$

т. е. вся переданная лептоном энергия есть кинетическая энергия выбитого партона.

Таким образом, переменная Бьеркена x определяет ту часть, ту долю массы мишени xm_b, на которой лептон (частица a) рассеивается упруго.

Второй этап рассеяния заключается, как отмечалось, в адронизации партонов в наблюдаемые частицы — адронный ливень. Эффективную массу адронного ливня M_x (в ГНР ее принято обозначать через W) определяют из законов сохранения, т. е. из (6) имеем известное выражение

$$W^2 \equiv M_x^2 \equiv K_x^2 = m_b^2 + 2m_b\nu - Q^2 = m_b^2 + Q^2(1-x)/x. \qquad (19)$$

Другую формулу для W^2 найдем, если в (19) подставим вместо Q^2 его выражение через x и ρ_x из (17):

$$M_x^2 = m_b^2\ [x^2 + 2x(1-x)\ \mathrm{ch}\ \rho_x + (1-x)^2], \qquad (20)$$

т. е. вся родившаяся на втором этапе неупругого рассеяния адронная масса частиц может быть представлена через параметры промежуточного состояния (первого этапа) как эффективная масса выбитого партона xm_b и оставшегося партона-спектатора $(1-x)m_b$ (заметим, что выражения (17, 18 и 20) являются новыми и в основном обязаны применению геометрии пространства скоростей).

Новое выражение (20) интересно тем, что оно, во-первых, является функцией двух переменных x и ρ_x, и, во-вторых, тем, что оно соответствует двум уравнениям, выражающим закон сохранения энергии и импульса при распаде M_x на две частицы с массами xm_b и $(1-x)m_b$. Например, для эффективной массы M_x в ее системе покоя имеем (см. рис. 2, a)

$$\begin{aligned} M_x &= (1-x)m_b\ \mathrm{ch}\ \rho_{Mx} + xm_b\ \mathrm{ch}\ (\rho_x - \rho_{Mx}), \\ (1-x)m_b\ \mathrm{sh}\ \rho_{Mx} &= xm_b\ \mathrm{sh}\ (\rho_x - \rho_{Mx}), \end{aligned} \qquad (21)$$

где ρ_{Mx} — быстрота адронной массы M_x в лаб. системе. Следовательно, если известны (измерены) M_x и ρ_{Mx} (т. е. 4-вектор адронного ливня K_x), то, решив систему (21), найдем x и ρ_x. В частности, решение для x можно записать в виде

$$x = (2m_b M_x \text{ ch } \rho_{Mx} - M_x^2 - m_b^2)/[2m_b(M_x \text{ ch } \rho_{Mx} - m_b)] = \\ = -q_b^2/(2q_b K_b). \quad (22)$$

С учетом (9) формула (22) полностью совпадает с (7), т. е. она определяет инвариант x через параметры адронного ливня.

Таким образом, регистрируя (измеряя) 4-вектор адронного ливня (конечного результата этапа адронизации), можно восстановить результат первого этапа — этапа упругого рассеяния лептона на партоне (на части мишени) xm_b, где x — инвариант Бьеркена. В заключение запишем (22) в еще более удобном для обобщения виде и обозначим x через x_b:

$$x_b = -q_b^2/(2q_b K_b) = Q^2/(2K_x K_b - 2K_b^2 - K_x^2 + K_x^2) = \\ = Q^2/(Q^2 + K_x^2 - K_b^2) \approx 1/(1 + M_x^2/Q^2), \quad (23)$$

где в знаменателе слагаемым K_b^2/Q^2 пренебрегли, полагая $Q^2 \gg K_b^2$.

С формальной точки зрения реакцию (5) можно рассматривать как частный случай рассеяния составной частицы a без изменения ее массы, т.е. $x_a = 1$. Тогда по аналогии с (23) численное значение x_a можно определить, вводя 4-вектор $q_a = -q$, из выражения

$$x_a = -q_a^2/(2q_a\, K_a) = Q^2/(2K'_a\, K_a - 2K_a^2), \quad (24)$$

которое для реакции (5) приводит к $x_a = 1$.

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА В МЕХАНИКЕ НУКЛОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

При столкновении двух составных систем, обладающих структурой, например, двух нуклонов, определить систему центра масс сталкивающихся партонов (как в случае с пучковым лептоном) не представляется возможным. Однако и здесь полагают, что гипотеза асимптотической свободы справедлива. Это означает, что при больших передачах сталкивающиеся партоны (или части нуклонов) частиц a и b — $x_a m_a$ и $x_b m_b$ — свободны (взаимодействие конституентов внутри нуклона почти отсутствует, и они не связаны: энергия связи много меньше переданной энергии). Поэтому партоны рассеиваются в системе их центра масс упругим образом (см. рис. 2, *б*), а спектаторы $(1-x_a)m_a$ и $(1-x_b)m_b$ в этом (упругом) взаимодействии участия не принимают:

$$K_a + K_b = (1 - x_a)K_a + x_a K_a + x_b K_b + (1 - x_b)K_b = \\ = (1 - x_a)K_a + (x_a K_a)' + (x_b K_b)' + (1 - x_b)K_b = K_{xa} + K_{xb}, \quad (25)$$

где, как и в (11), штрихами обозначены упругорассеянные партоны. (Для удобства их можно назвать активными партонами, а спектаторы — пассивными партонами). В системе центра масс частиц a и b следует ожидать рождение двух противоположно направленных адронных ливней (струй) — K_{xa} и K_{xb}. По аналогии с ГНР (см. (20)) каждый из них можно выразить через соответствующую пару активных и пассивных партонов (см. рис. 2, *б*):

$$K_{xa}^2 \equiv M_{xa}^2 = [(x_a K_a)' + (1 - x_a) K_a]^2 = \\ = m_a^2 [x_a^2 + 2x_a(1 - x_a) \operatorname{ch} \rho_{xa} + (1 - x_a)^2], \quad (26)$$

$$K_{xb}^2 \equiv M_{xb}^2 = [(x_b K_b)' + (1 - x_b) K_b]^2 = \\ = m_b^2 [x_b^2 + 2x_b(1 - x_b) \operatorname{ch} \rho_{xb} + (1 - x_b)^2], \quad (27)$$

где ρ_{xa} — быстрота партона $x_a m_a$ (в системе покоя a-частицы) и ρ_{xb} — быстрота партона $x_b m_b$ (в системе покоя b-частицы).

Аналогично ГНР, зная (измеряя) 4-вектора адронных ливней K_{xa} и K_{xb}, можно найти неизвестные x_a и x_b по аналогичным формулам (23), (24), в которых для x_a: $q_a = K_{xa} - K_a$, для x_b: $q_b = K_{xb} - K_b$, т. е.

$$\begin{aligned} x_a &= -q_a^2/(2q_a K_a) = 1/(1 + (M_{xa}^2 - m_a^2)/Q^2), \\ x_b &= -q_b^2/(2q_b K_{xb}) = 1/(1 + (M_{xb}^2 - m_b^2)/Q^2). \end{aligned} \quad (28)$$

При этом, как следует из (25), должно выполняться равенство

$$\begin{aligned} q_a &= -q_b, \\ -q_a^2 &= -\, q_b^2 \equiv Q^2. \end{aligned} \quad (29)$$

Таким образом, практически задача сводится к выполнению следующих двух условий для нуклон-нуклонных событий:

1) регистрация (измерение) всего адронного ливня M_x;

2) возможность его разделения в системе центра масс сталкивающихся частиц a и b на две части — M_{xa} и M_{xb}.

Полагая, что каждый из ливней соответствует своей паре партонов на первом этапе взаимодействия (26, 27), можно оценить x_a, x_b и Q^2 по формулам (28, 29).

Очевидно, наиболее вероятными кандидатами в такие события являются двухструйные события. Очевидно также, что и в двухструйных событиях адронные ливни M_{xa} и M_{xb} могут перекрываться в системе центра масс. Однако с ростом энергии это перекрытие может оказаться не столь чувствительным к значениям величин, подлежащих оценке. Поэтому второе условие представляется выполнимым при высоких энергиях, когда вторичные частицы рождаются в основном в двух направлениях, соответствующих сталкивающимся пучкам. Современные установки, ориентированные на энергии адронного коллайдера в ЦЕРН, могут соответствовать отмеченным условиям и сделанным предположениям.

Для иллюстрации подхода на рис. 3–7 представлены некоторые результаты обработки 2000 событий pp-взаимодействий на LHC при энергии в с. ц. м. 10 ТэВ, сгенерированных программой PYTHIA. События отбирались без требований на выполнение строгого соответствия с экспериментальной выборкой (сечением), и результаты имеют демонстрационный характер. В каждом событии разбиение на два ливня производилось в с. ц. м. по знаку продольного импульса вторичной частицы, т. е. вперед (положительная полусфера, соответствующая величина на рис. 3–6 имеет индекс «a») и назад (отрицательная полусфера, соответствующая величина имеет индекс «b»). Для каждого ливня вычислялись: эффективная масса, бьеркеновский инвариант x и переданный 4-импульс согласно предложенному алгоритму. Также для каждого события извлекались переменные x_1 и x_2, определенные программой PYTHIA (в соответствии с требованиями КХД), и вычислялась энергия упругого взаимодействия (эффективная масса) активных партонов S_{xab}:

$$S_{xab} = (x_a K_a + x_b K_b)^2 = m_b^2(x_a^2 + 2x_a x_b \text{ ch } \rho_o + x_b^2) \approx x_a x_b S, \tag{30}$$

где ρ_o — быстрота между налетающими нуклонами, m_b — масса нуклона.

На рисунках представлены следующие распределения событий по:

— эффективным массам M_{xa} и M_{xb} (рис. 3);

— бьеркеновским x_a и x_b (рис. 4);

— переданному 4-импульсу Q_a^2, Q_b^2 (рис. 5);

— переменным x_1 и x_2, сгенерированным программой PYTHIA (рис. 6);

— эффективной массе активных партонов $\sqrt{S_{xab}}$ (рис. 7).

Результаты показывают, что распределения событий по величинам, вычисленным в соответствии с предложенным алгоритмом, находятся в физически

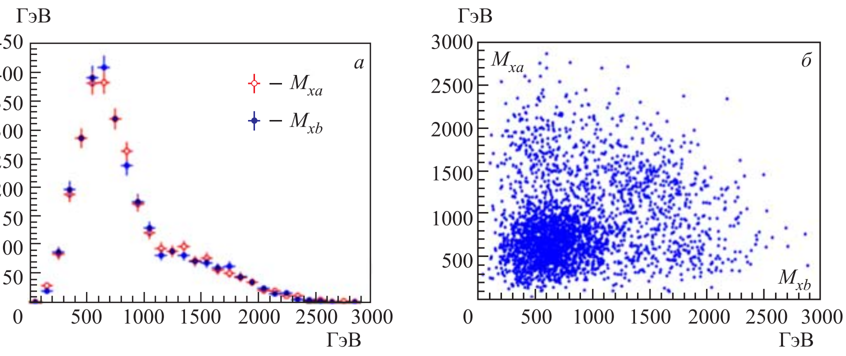

Рис. 3. M_{xa}-, M_{xb}-распределения для pp-столкновений при 10 ТэВ (*а*), совместное их распределение (*б*)

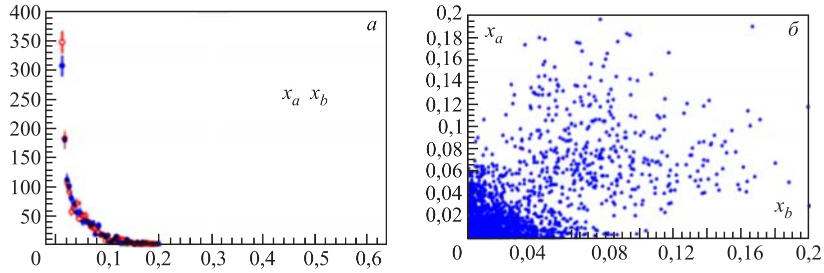

Рис. 4. x_a-, x_b-распределения для pp-столкновений при 10 ТэВ (*a*), совместное их распределение (*б*)

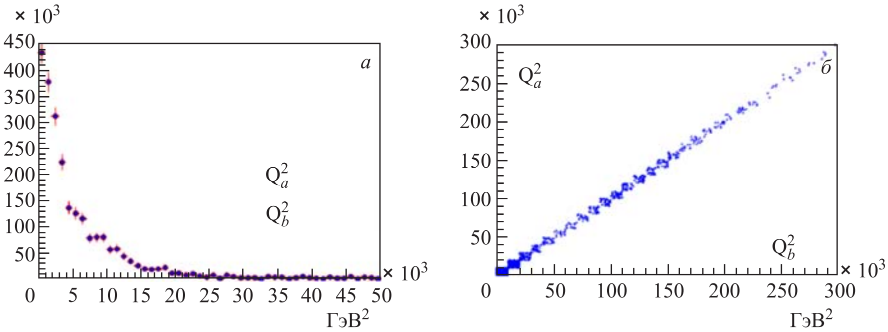

Рис. 5. Q_a^2-, Q_b^2-распределения для pp-столкновений при 10 ТэВ (*a*), совместное их распределение (*б*)

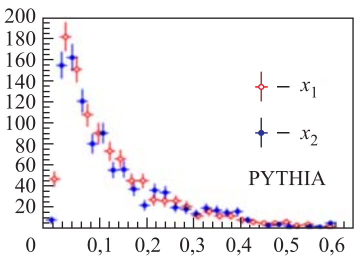

Рис. 6. Распределения по x_1, x_2

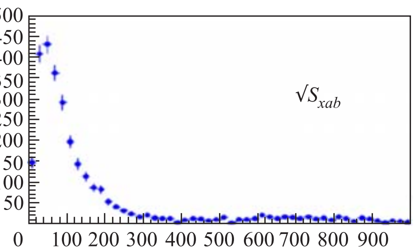

Рис. 7. Распределение по $\sqrt{S_{xab}}$

разрешенных пределах. Как ожидалось, выполняется требуемое условие (29) (рис. 5, *б*), и не совпадают распределения для x_a, x_b (рис. 4) и для x_1, x_2 (рис. 6), полученные по разным алгоритмам. Из представленных результатов следует, что инварианты, определенные через параметры зарегистрированных адронных ливней, представляют интерес и могут быть использованы как наблюдаемые для изучения взаимодействий на LHC.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

• Рассмотрено применение гипотезы АС в механике столкновения составных частиц при высоких энергиях. Показано, что АС обуславливает (как и модель Фейнмана) двухэтапный механизм взаимодействия: упругое рассеяние групп конституентов — на первом этапе с последующей их адронизацией на втором; сами группы конституентов x_g совпадают с партонами Бьеркена x.

• Показано, что упругий характер столкновения партонов позволяет, в свою очередь, определить инвариантные переменные (x_a, x_b и переданный 4-импульс Q^2), аналогичные используемым в ГНР, через параметры двух регистрируемых адронных ливней.

• Предложенный подход может представлять интерес для КХД-обработки совместных данных ГНР и адронных взаимодействий (global fit), для развития концепции кумулятивных событий, поиска кварк-глюонной плазмы и промежуточной фазы на NICA (здесь требуется дополнительное изучение).

Автор выражает благодарность В. В. Кухтину, О. В. Рогачевскому, А. П. Чеплакову и Н. Д. Джавадову за полезные обсуждения и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Тэйлор Р. Э.* // Нобелевские лекции 1990 г. УФН. 1991. Т. 161, № 12. С. 39;
Кендалл Г. У. // Нобелевские лекции 1990 г. Там же. С. 75;
Фридман Дж. Ф. // Нобелевские лекции 1990 г. Там же. С. 106;
Feynman R. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 1415;
Bjorken J. D., Paschos E. // Phys. Rev. 1969. V. 185. P. 1975.

2. *Gross D. J., Wilczek F.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1343–1346;
Politzer H. D. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1346–1349; УФН. 2005. Т. 175. С. 1306.

3. *Балдин А. М.* // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8, вып. 3. С. 429.

4. *Балдин А. А.* // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 3. С. 174;
Балдин А. М., Балдин А. А. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 3. С. 577.

5. *Черников Н. А.* // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4, вып. 3. С. 773; ОИЯИ, Р2-97-27. Дубна, 1997.

Получено 9 декабря 2009 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 27.02.2010.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,93. Уч.-изд. л. 1,13. Тираж 415 экз. Заказ № 56907.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/