

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ЛЕПТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

© 2024 г. Н. Барлыков^{1,2)}, В. Дудин^{1,2)}, Е. С. Кокоулина^{1,3)*}, В. А. Никитин¹⁾

Поступила в редакцию 09.11.2023 г.; после доработки 09.11.2023 г.; принята к публикации 09.11.2023 г.

Интерес к изучению процессов множественного рождения в лептонных и адронных взаимодействиях не снижается. Развитие теории сильных взаимодействий, квантовой хромодинамики позволяет описать эти взаимодействия на уровне кварков и глюонов. Переход от партонных к наблюдаемым адронам на стадии адронизации крайне затруднителен. В работе представлена модель глюонной доминантности, описывающая множественное рождение вторичных частиц, включающая стадию адронизации. Эта модель применяется к описанию e^+e^- -аннигиляции. Она подтверждает активную роль глюонной компоненты в образовании вторичных частиц, свидетельствует о фрагментационном механизме адронизации, происходящей в вакууме, описывает экспериментальные данные по распределениям множественности.

DOI: 10.31857/S0044002724040032, EDN: JNLSZE

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе множественного рождения (МР) при взаимодействии начальных частиц a и b рождается две и более частицы (c_1, c_2, \dots, c_n) : $a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n$. Число n называется множественностью. Вторичные частицы могут быть как заряженными, так и нейтральными. Измеренная в эксперименте средняя множественность заряженных частиц \bar{n}_{ch} с увеличением энергии растет (примерно) логарифмически (черта сверху означает усреднение). Первые исследования множественных процессов (МП) были выполнены на космических лучах. В дальнейшем эти процессы стали изучаться на ускорителях, энергия которых постоянно повышалась.

Для понимания механизма множественного рождения начали разрабатываться феноменологические модели [1]. В семидесятых годах прошлого века появляется теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД), описывающая процесс рассеяния на языке структурных составляющих адронов, кварков и глюонов [2]. Область ее применимости ограничивается жесткими процессами, где константа связи крайне мала, в области же адронизации (фрагментация кварков и глюонов в наблюдаемые адроны) применение ТВ КХД уже затруднительно.

Исследование МП продолжилось с измерением топологических сечений σ_n в электрон-позитронной аннигиляции. Отношение σ_n/σ_{in} , где $\sigma_{in} = \sum_n \sigma_n$ есть полное неупругое сечение, называется распределением по множественности (РМ). С точки зрения КХД

процесс e^+e^- -аннигиляции в адроны является “чистым”, в отличие от адронных соударений, в которых наряду с валентными кварками имеются многочисленные глюоны.

Важными характеристиками МР являются факториальные $F_k = \sum_{n=k}^{\infty} n(n-1)(n-2)\dots(n-k+1)$ и кумулятивные $K_k = F_k - \sum_{i=1}^{k-1} C_{k-1}^i K_{k-i} F_i$ моменты и их отношение $H_k = K_k/F_k$. Экспериментальные данные [3] указывают, что второй корреляционный момент, определяемый выражением

$$f_2 = F_2 - (F_1)^2 = \overline{n(n-1)} - \bar{n}^2 = D_2 - \bar{n} \quad (1)$$

(D_2 – дисперсия РМ), в этих процессах принимает отрицательные значения при низких энергиях и меняет знак на положительный в области высоких. Предполагая, что при низких энергиях преобладает адронизация и кварк-глюонный каскад еще не достаточно развит, нами был сделан выбор для описания этой стадии распределением Бернулли (биномиальным), для которого f_2 всегда отрицателен [4].

Конволюция кварк-глюонного каскада и адронизации при условии мягкого обесцвечивания позволяет рассчитать РМ адронов. Двухстадийная модель, объединяющая обе эти стадии, названа нами моделью глюонной доминантности (МГД) [4]. Сравнение ее с экспериментальными данными подтверждает фрагментационный механизм адронизации и гипотезу локальной партон-адронной дуальности для e^+e^- -аннигиляции.

Согласно КХД распад тяжелых кваркониев $\Upsilon(9.46)$ и $\Upsilon(10.02)$ в адроны происходит через три глюона. Применение МГД позволяет оценить среднее число адронов, образующихся при их распаде и среднюю множественность в e^+e^- -аннигиляции при той же энергии. Рассчитанная в модели разность этих сред-

¹⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾ Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан.

³⁾ Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, Гомель, Беларусь.

* E-mail: kokoulina@jinr.ru

них множественностей хорошо согласуется с разностью экспериментальных данных [5].

Мягкие глюоны, энергия которых не позволяет фрагментировать в наблюдаемые адроны, перерассеиваются на кварках $q + g \rightarrow q + \gamma$ с образованием мягких (менее 50 МэВ) фотонов. Их повышенный выход наблюдается в e^+e^- -аннигиляции и в адронных соударениях при разной энергии [6].

2. e^+e^- -АННИГИЛЯЦИЯ В ДВУХСТАДИЙНОЙ МОДЕЛИ

Развитие МГД началось с построения модели МР для процессов e^+e^- -аннигиляции. В соответствии с КХД аннигиляция электрона и позитрона в адроны происходит через виртуальный фотон или Z^0 -бозон с рождением кварк-антикварковой пары, фрагментирующей через кварк-глюонный каскад в адроны

$$e^+e^- \rightarrow \gamma(Z^0) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow (q, \bar{q}, g) \rightarrow h_1 + h_2 + \dots + h_n.$$

Изучение e^+e^- -аннигиляции является более простым по сравнению с адронными взаимодействиями, в которых наряду с кварками одновременно возникают глюоны, что усложняет описание процесса множественного рождения.

На первой стадии этого процесса, называемой кварк-глюонным каскадом, возможны следующие элементарные процессы: а) $q(\bar{q})$ испускает тормозной глюон ($q(\bar{q}) \rightarrow q(\bar{q}) + g$), родившийся глюон б) делится на два глюона ($g \rightarrow g + g$), или в) глюон образует кварк-антикварковую пару ($g \rightarrow q + \bar{q}$). На этой стадии константа сильного взаимодействия значительно меньше 1.

Предполагается, что кварк-глюонный каскад прекращается, когда энергия продуктов деления уменьшается до некоторого минимального значения (~ 1 ГэВ), и наступает вторая стадия, называемая адронизацией. Партоны (кварки и глюоны), как цветные объекты, в свободном виде не наблюдаются. Вследствие конфайнмента происходит их обесцвечивание и образование наблюдаемых адронов.

Описание первой стадии в главном логарифмическом приближении впервые было выполнено в работах [7, 8]. В [8] для элементарных процессов введены вероятности: а) $A\Delta Y$, б) $\tilde{A}\Delta Y$ и в) $B\Delta Y$, где $Y = 1/(2\pi b) \log[1 + ab \log Q^2/\mu^2]$ — эволюционный параметр, и получены их оценки: $A = \frac{C_A}{\epsilon}$, $\tilde{A} = \frac{C_F}{\epsilon}$, $B = \frac{2T_F}{3}$, где C_A , C_F , T_F — КХД-константы, ϵ — параметр обрезания ($\epsilon \ll 1$).

Аналитические выражения для расчета РМ партонов на первой стадии были записаны на языке производящих функций как марковские ветвящиеся процессы [8], и из них получено РМ для кварковой (антикварковой) струи, известное как отрицательное биномиальное распределение (ОБР) или

Поя-Эгенбергера

$$P_m^q = \frac{k_p(k_p + 1) \dots (k_p + m - 1)}{m!} \times \left(\frac{\bar{m}}{\bar{m} + k_p} \right)^m \left(\frac{k_p}{\bar{m} + k_p} \right)^{k_p}, \quad (2)$$

где m — множественность глюонов, \bar{m} — ее среднее значение, $k_p(Y) = \tilde{A}/A$. Производящая функция для этого распределения имеет вид

$$Q^q(Y, z) = \left[1 + \frac{\bar{m}}{k_p}(1 - z) \right]^{-k_p}. \quad (3)$$

Полученное РМ в глюонной струе соответствует распределению Фарри [8]

$$P_m^g = \frac{1}{\bar{m}} \left(1 - \frac{1}{\bar{m}} \right)^{m-1}. \quad (4)$$

Описание второй стадии в КХД затруднительно. Выбор РМ для адронизации основывается на экспериментальных данных [3], а именно, знаке второго корреляционного момента f_2 (1). При низких энергиях он отрицательный, с ее ростом он становится положительным. Очевидно, что при низких энергиях кварк-глюонный каскад развит слабо, а адронизация является доминирующей в этой области. Поэтому РМ на этой стадии может иметь только отрицательное значение f_2 . Наиболее известным дискретным распределением с отрицательным вторым корреляционным моментом является биномиальное или Бернулли

$$P_n = C_N^n p^n (1 - p)^{N-n}, \quad (5)$$

где C_N^n — биномиальный коэффициент, N — максимальное число испытаний, p — вероятность "успеха" в отдельном испытании. Производящая функция для этого распределения $Q(z) = (1 + pz - p)^N$, и $f_2 = -Np^2 < 0$ всегда отрицателен [4]. Для распределения Пуассона $f_2 \equiv 0$. Биномиальное распределение уже Пуассона.

В феноменологической модели адронизации введены параметры N_P и \bar{n}_P^h как максимальное число адронов, которое может родиться из партона P ($P = q, g$) на второй стадии и их средняя множественность соответственно. Их отношение определяет вероятность рождения одного адрона партоном P . Модель упрощается, если предположить приближенное равенство вероятностей рождения одного адрона любым партоном (q, g): $\bar{n}_q^h/N_q \approx \bar{n}_g^h/N_g = \alpha$. Глюоны, фрагментирующие в адроны, мы называем "активными".

Нами предполагается мягкое обесцвечивание, при котором адроны уносят те же импульсы, что и их цветные родители. Составляя конволюцию двух стадий, qg -каскада и адронизации, после некоторых преобразований получаем выражения для производящей

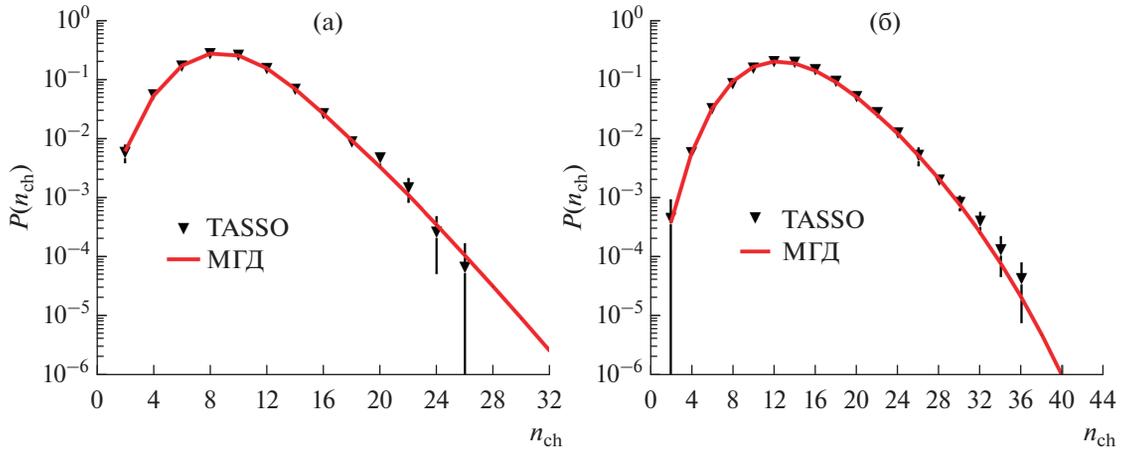


Рис. 1. Описание экспериментальных РМ (▼) [9] в модели [4] (линия) при энергии 14 ГэВ (а) и при 34 ГэВ (б).

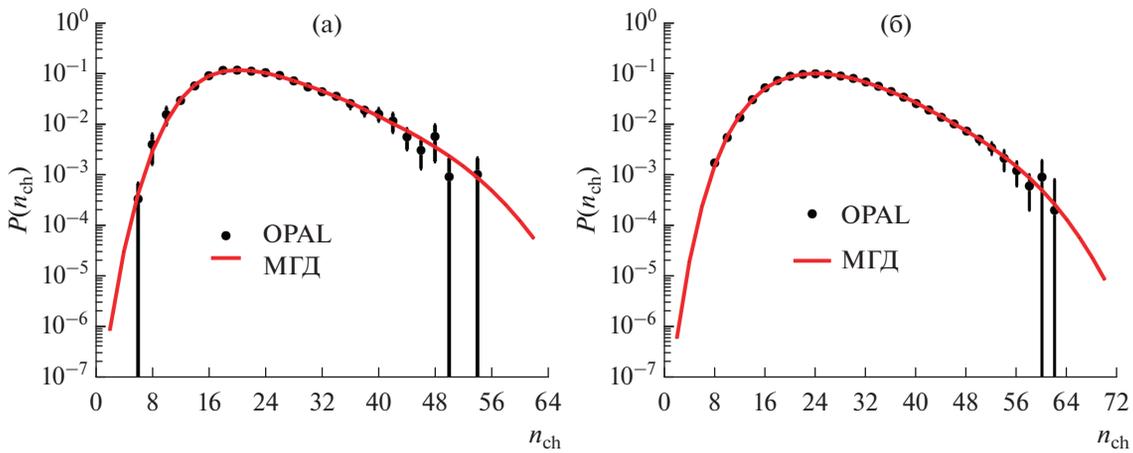


Рис. 2. Описание экспериментальных РМ (●) [11] в модели [4] (линия) при энергии 133 ГэВ (а) и при 189 ГэВ (б).

функции и РМ [4] адронов

$$Q(z) = \sum_m P_m \left[1 + \frac{\bar{n}^h}{N}(z-1) \right]^{(2+am)N}, \quad (6)$$

и

$$P_n(Y) = \Omega \sum_{m=0}^{M_g} P_m C_{(2+am)N}^n \times \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^n \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{(2+am)N-n}. \quad (7)$$

В выражении (7) введены нормировочный множитель Ω и верхний предел суммирования по числу глюонов в каскаде M_g . Величина $(2 + \alpha M_g)N$ определяет максимальное число заряженных адронов, которое может образоваться на второй стадии из M_g активных глюонов.

Эта модель была впервые применена для описания доступных в 80-х гг. экспериментальных данных при 9 и 30 ГэВ. Их было недостаточно для исчерпываю-

щего исследования параметров модели. В последующие годы были построены e^+e^- -ускорители (PETRA, КЕК, РЕР и LEP), которые позволили продвинуться по энергии до 200 ГэВ. Экспериментальные данные [9–11] хорошо описываются формулой (7) во всем доступном интервале энергий. Это проиллюстрировано на рис. 1, 2 для РМ при 14, 34, 133 и 189 ГэВ, включая область большой множественности. Эта модель описала 18 экспериментальных РМ, в частности, при больших значениях множественности, и позволила проанализировать поведение ее параметров в интервале от 14 до 189 ГэВ.

Выражение для f_2 рассчитывается с помощью производящей функции (6):

$$f_2 = \partial^2 Q / \partial z^2 |_{z=1} - [\partial Q / \partial z |_{z=1}]^2 = \left[\alpha^2 \frac{\bar{m}^2}{k_p} + \alpha^2 \bar{m} - \frac{2 + \alpha \bar{m}^2}{N} \right] (\bar{n}^h)^2. \quad (8)$$

Описание выражением (7) 18 экспериментальных РМ оценивает параметры: $\alpha \sim 0.2$ и $k_p \sim 10$ [4]. При низких энергиях qg -каскад не развит, средняя множе-

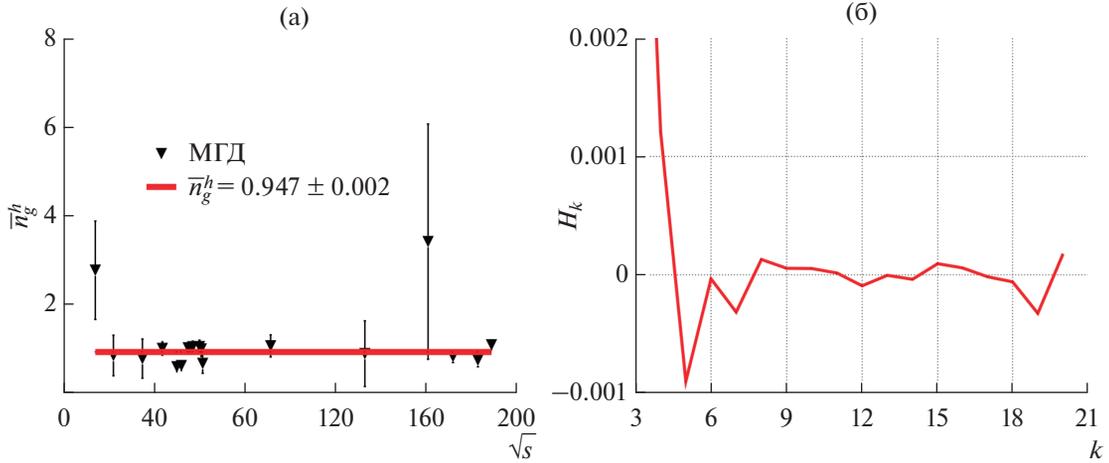


Рис. 3. (а) – зависимость параметра \bar{n}_g^h от энергии, (б) – отношение моментов H_k как функция ранга k .

ственность глюонов $\bar{m} \ll 1$, поэтому в (8) доминирует последнее слагаемое, и $f_2 < 0$. С увеличением энергии растет \bar{m} , и превалируют положительные слагаемые, что приводит к изменению знака f_2 .

Двухстадийная модель (МГД) применена к трехглюонному распаду тяжелых кварконий $\Upsilon(9.46)$ и $\Upsilon(10.02)$ [12] в адроны. Производящая функция для РМ адронов в этом процессе представляет собой конволюцию распределений Фарри (глюонный каскад) и Бернулли (адронизация), которая позволяет описать экспериментальные РМ [13] выражением

$$P_n(s) = \sum_{m=3}^M \frac{(m-1)(m-2)}{2(\bar{m}/3)^3} \left(1 - \frac{1}{\bar{m}/3}\right)^{m-3} \times \\ \times C_{mN_g}^m \left(\frac{n_g^h}{N_g}\right)^n \left(1 - \frac{n_g}{N_g}\right)^{mN_g-n}.$$

Средняя множественность адронов в этом распаде $\bar{n}^Y = \bar{m}\bar{n}_g^h$. Среднее число адронов, образующееся в e^+e^- -аннигиляции, соответствующее РМ (7) в той же энергетической области, равно $\bar{n}(s) = (2 + \alpha\bar{m})\bar{n}^h$. Разность этих двух значений в МГД $\Delta\bar{n}(s) = [\alpha(\bar{m}' - \bar{m}_q) - 3(\alpha - 2/3)]\bar{n}_q^h$. Подставляя в эту разность найденные параметры модели, получаем $\Delta\bar{n}(s) \approx 0.8$, что хорошо согласуется с разностью экспериментальных значений [12], $\Delta\bar{n}_{\text{exp}}(s) \approx 0.8$.

Наиболее важный результат, полученный из анализа параметров модели, это примерное постоянство параметра адронизации \bar{n}_g^h (рис. 3а), который определяет среднее число адронов, образующихся из одного глюона на этой стадии: $\bar{n}_g^h \approx 0.947 \pm 0.002$ при $\chi^2/\text{ndf} = 2$ (рис. 3а).

Для устранения трудности в КХД при переходе от партонов к адронам была предложена гипотеза локальной партон-адронной дуальности (ЛоПАД), согласно которой отношение средней адронной множественности к партонной $\bar{n}(s)/(2 + \bar{m}_q) \sim 1$. Это предположение основывалось на экспериментальных дан-

ных. Наша модель согласуется с этой гипотезой.

В e^+e^- -аннигиляции адронизация реализуется в вакууме, при этом в каскаде преобладает излучение тормозных глюонов ($k_p > 1$). Такой механизм адронизации называется фрагментационным, параметр глюона \bar{n}_g^h для него близок к 1.

Отношения факториальных моментов старших порядков H_k от ранга k , рассчитанные в МГД, представлены на рис. 3б. За их осцилляции и минимум при $k = 5$ ответственна стадия адронизации. Это же наблюдается в эксперименте [14].

В рамках МГД выполнены расчеты РМ в процессах e^+e^- -аннигиляции и в распаде тяжелых кварконий, акцентируя внимание на область большой множественности. Результаты, полученные при описании данных по РМ, указывают на фрагментационный механизм адронизации, активную роль глюонов в процессах МР, логарифмический рост числа активных глюонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. M. Henley and A. Garcia, *Subatomic Physics, 3rd Ed* (University of Washington, USA, World Scientific, 2010), 620 p.
2. Yu. L. Dokshitzer, *QCD Phenomenology. Lectures at the CERN-Dubna school* (Pylos, August 2002).
3. J. G. Rushbrooke and B. R. Webber, *Phys. Rep.* **44**, 1 (1978).
4. E. S. Kokouline, in *Proceedings of the XXXII International Symposium on Multiparticle Dynamics, Alushta, 2002* (World Scientific, 2002), P. 340.
5. F. H. Heimlich et al. (DESY-Hamburg-Heidelberg-Mubich Collab.), *Phys. Lett. B* **86**, 399 (1979).
6. J. Abdallah et al. (DELPHI Collab.), *Eur. Phys. J. C* **67**, 273 (2006).
7. K. Konishi, A. Ukawa, G. Veneziano, *Nucl. Phys. B* **157**, 45 (1979).
8. A. Giovannini, *Nucl. Phys. B* **161**, 429 (1979).

- | | |
|---|--|
| <p>9. W. Braunschweig et al. (TASSO Collab.), <i>Z. Phys. C</i> 45, 193 (1989).</p> <p>10. H. W. Zgeng et al. (AMY Collab.), <i>Phys. Rev.</i> 42, 737 (1990).</p> <p>11. P. D. Acton et al. (OPAL Collab.), <i>Z. Phys. C</i> 53, 539 (1992).</p> | <p>12. E. S. Kokoulina, V.I. Kuvshinov, <i>Izv. VUZov. Fizika</i> 9, 78 (1985).</p> <p>13. Ch. Berger et al., <i>Phys. Lett. B</i> 76, 243 (1978).</p> <p>14. P. Abreu et al. (DELPHI Collab.), <i>Z. Phys. C</i> 52, 271 (1991).</p> |
|---|--|

PHENOMENOLOGY OF HIGH MULTIPLICITY IN LEPTON INTERACTIONS

N. Barlykov^{1),2)}, V. Dudin^{1),2)}, E. S. Kokoulina^{1),3)}, V. A. Nikitin¹⁾

¹⁾*JINR, Dubna, Moscow Region, Russia*

²⁾*INP, Almaty, Kazakhstan*

³⁾*GSTU, Gomel, Belarus*

Interest to processes of multiparticle production in lepton and hadron interactions is not decreased. Development of strong interaction theory, quantum chromodynamics, allows describing of these interactions at the quark-gluon level. Transit from partons to observable hadrons at the hadronization stage is extremely difficult. This paper presents the gluon dominance model that describes multiparticle production of secondary particles including the hadronization stage. This model is applied to the description of e^+e^- -annihilation. It confirms the active role of the gluon component at the secondary particle formation, evidences about fragmentation mechanism of hadronization, which is realized in vacuum, describes multiplicity distribution data.