

УДК 530.145

*А. В. Чижов, Э. А. Касьянова*

## Статистика рождения пионов из адронного «файербола»

*Изучается статистика рождения пионов в процессах неупругих адрон-адронных соударений при высоких энергиях. Предполагается, что множественное рождение частиц происходит в результате процесса адронизации кварк-глюонного «файербола». На основе двух выбранных квантовых состояний «файербола» – состояния теплового равновесия и когерентного состояния – рассчитаны статистические распределения по числу пионов.*

*Ключевые слова: множественное рождение частиц, кварк-глюонная плазма, файербол, пионы, квантовые состояния, вероятность распределения*

### Об авторах

**Чижов Алексей Владимирович** – ведущий научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований, профессор государственного университета «Дубна».

*E-mail:* chizhov@theor.jinr.ru. 141981 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, 19.

**Касьянова Элина Алексеевна** – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна», старший лаборант Объединенного института ядерных исследований.

С изучением свойств кварк-глюонной плазмы связан целый ряд фундаментальных проблем, таких как фазовые переходы в ядерной среде, состояние вакуума в квантовой хромодинамике, эволюция Вселенной и механизмы образования нейтронных звезд. Кварк-глюонная материя [1] может быть получена в экспериментах на ускорителях путем столкновения тяжелых ионов. Теоретические оценки показывают, что при соударениях тяжелых ядер с энергией более 100 ГэВ на нуклон достигается барионная плотность, в 2–3 раза превышающая плотность стабильной ядерной материи. Кроме того, образующаяся в области перекрытия сталкивающихся ядер система сильно взаимодействующих адронов, называемая «файерболом», существует достаточно долго и может достигнуть термодинамического равновесия при температуре около 200 МэВ, превышающей температуру фазового перехода в состояние кварк-глюонной плазмы. Этот горячий и плотный «файербол» образуется из нуклонов ядра-мишени и ядра-снаряда, испытавших хотя бы одно взаимо-

действие. Изучение свойств такого «файербола» является одной из главных задач современной физики высоких энергий.

Первая попытка теоретического описания этого универсального состояния сильно взаимодействующей материи была сделана Хагедорном еще в начале 1960-х годов [2], до того, как была разработана кварковая модель.

Затем первенство захватили ученые, работающие на коллайдере тяжелых ионов *RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)* в американском Брукхейвене, пытавшиеся создать кварк-глюонную плазму [3]. Ученые выяснили, что сильные потоки адронов хорошо описываются уравнениями идеальной жидкости, и в 2005 г., по классификации Американского института физики, открытием номер один стал поначалу казавшийся невероятным факт, что кварк-глюонная плазма ведет себя не просто как жидкость. В 2008 г. было установлено, что это особое состояние вещества – жидкость идеальная, т.е. практически с нулевой вязкостью.

Коллаборации ЦЕРН *ALICE*, *ATLAS* и *CMS* провели исследования кварк-глюонной

плазмы [4]. Первые эксперименты прошли ещё в ноябре 2010 г., а всего было изучено около миллиарда таких столкновений. Аналог первичной материи, полученный в ходе экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК), является самым горячим веществом, когда-либо созданным человеком, ведь температура кварк-глюонной плазмы достигала значений, превышающих 5 триллионов градусов Цельсия.

Несмотря на то, что недавние эксперименты *STAR* и *PHENIX* на коллайдере релятивистских тяжелых ионов *RHIC* и эксперимент *ALICE* на БАК подтвердили образование кварк-глюонной плазмы в столкновениях ядер золота и свинца, теоретическое описание этого нового состояния ядерной материи далеко от завершения. Кроме того, начата подготовка новых экспериментов на ускорительном комплексе *FAIR* в Дармштадте и на базе Нуклотрона Объединенного института ядерных исследований в Дубне (ОИЯИ).

В настоящее время в ОИЯИ запланирован многообещающий проект сверхпроводящего высокоэнергетического ускорительного комплекса тяжелых ионов на встречных пучках под названием *NICA/MPD* (*Nuclotron-based Ion Collider Facility/Multi-Purpose Detector*) [5]. Целью проекта является изучение перехода ядерной материи в кварк-глюонную плазму и смешанной фазы этих состояний, экспериментальное наблюдение свойств которых является одной из самых актуальных задач.

Основная задача, поставленная перед дубненскими экспериментаторами на ускорительном комплексе *NICA*, требует создания установки, способной регистрировать с высокой эффективностью частицы, рождающиеся при столкновении пучков тяжелых ионов; идентифицировать их тип и определять энергию; восстанавливать вершины первичного взаимодействия и координаты рождения вторичных частиц.

Для решения поставленных задач на базе ЛФВЭ будет создан уникальный, не имеющий аналогов в мире, комплекс из линейных ускорителей, нескольких сверхпроводя-

щих ускорительных колец и экспериментальных установок, основанных на самых передовых технологиях.

### 1. Модель множественного рождения пионов из адронного «файрбола»

Для описания процесса адронизации кварк-глюонного «файрбола» мы используем подход, разработанный И.В. Андреевым и Р.М. Вайнером [6]. Суть этого подхода заключается в том, что множественное рождение пионов из адронного «файрбола» представляется как фазовый переход из пионной «жидкой» фазы в фазу свободных пионов. При этом постулируются следующие соотношения между операторами обобщенных координат  $\hat{Q}$  и обобщенных импульсов  $\hat{P}$  пионных полей:

$$\begin{aligned}\hat{Q} &= \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_b}} (\hat{b} + \hat{b}^\dagger) = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_a}} (\hat{a} + \hat{a}^\dagger), \\ \hat{P} &= i\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_b}} (\hat{b}^\dagger - \hat{b}) = i\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_a}} (\hat{a}^\dagger - \hat{a}),\end{aligned}\quad (1)$$

где бозонные операторы  $\hat{a}$ ,  $\hat{a}^\dagger$  являются операторами уничтожения и рождения пионов в свободной фазе, бозонные операторы  $\hat{b}$ ,  $\hat{b}^\dagger$  представляют собой операторы уничтожения и рождения пионов в «жидкой» фазе (в «файрболе») и  $\omega_a$ ,  $\omega_b$  – параметры, соответствующие характерным частотам пионов в различных фазах. Из этих соотношений вытекает следующая связь между операторами  $\hat{a}$  и  $\hat{b}$ :

$$\begin{aligned}\hat{a} &= \hat{b} \cosh r + \hat{b}^\dagger \sinh r, \\ \hat{a}^\dagger &= \hat{b} \sinh r + \hat{b}^\dagger \cosh r,\end{aligned}\quad (2)$$

где параметр

$$r = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\omega_a}{\omega_b} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E_a}{E_b} \right), \quad (3)$$

а  $E_a = \hbar\omega_a$ ,  $E_b = \hbar\omega_b$  соответствуют характерным энергиям пионов в различных фазах. Преобразования операторов полей такого типа соответствуют операции квантового сжатия [7] с помощью унитарного оператора

$$\hat{S}(r) = \exp \left\{ \frac{r^2}{2} \left[ \hat{b}^2 - (\hat{b}^\dagger)^2 \right] \right\}, \quad (4)$$

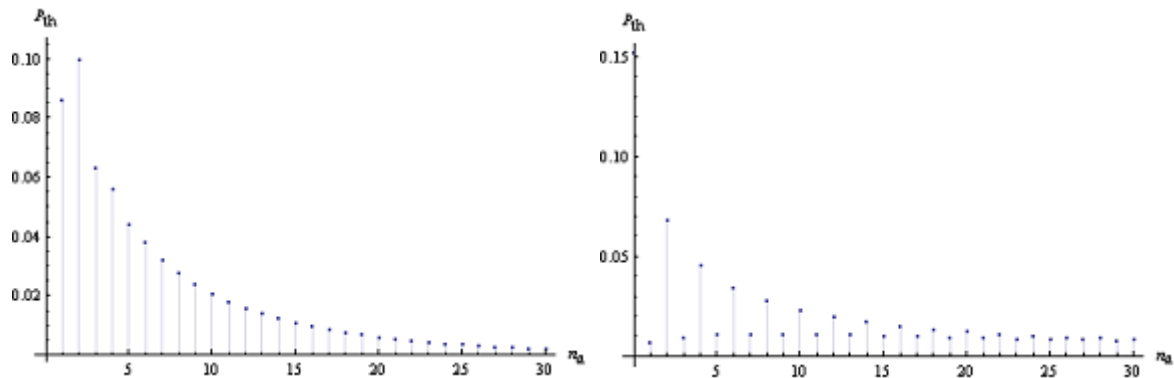


Рис. 1. Вероятность распределения  $P_{th}$  по числу образовавшихся пионов  $n_a$  в случае состояния теплового равновесия «файрбола» со средним значением  $\langle n_b \rangle = 1$  и параметрами сжатия  $r = 1$  (левый) и  $r = 2$  (правый)

так что

$$\begin{aligned}\hat{a} &= \hat{b} \cosh r + \hat{b}^\dagger \sinh r = \hat{S}(r) \hat{b} \hat{S}^\dagger(r) \\ \hat{a}^\dagger &= \hat{b} \sinh r + \hat{b}^\dagger \cosh r = \hat{S}(r) \hat{b}^\dagger \hat{S}^\dagger(r),\end{aligned}\quad (5)$$

т.е. параметр  $r$  соответствует параметру сжатия в этих преобразованиях.

## 2. Статистические распределения по числу пионов

Одной из главных характеристик описания процесса множественного рождения пионов является вероятность их распределения по числу частиц. Эта вероятность зависит от квантового состояния «файрбола» («жидкой» фазы). Потому характер такого распределения, полученного в экспериментах, позволит сделать предсказание на возможный тип этого состояния.

С этой целью рассмотрим два вида квантового состояния «файрбола», а именно состояние теплового равновесия и когерентное состояние полей  $\hat{b}$ ,  $\hat{b}^\dagger$ .

В предположении, что «файрбол» находится в тепловом равновесии при некоторой температуре  $T$ , его состояние описывается матрицей плотности вида:

$$\hat{\rho}_{th} = \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\langle n_b \rangle^{n_b}}{(1 + \langle n_b \rangle)^{1+n_b}} |n_b\rangle \langle n_b| \quad (6)$$

со средним значением

$$\begin{aligned}\langle n_b \rangle &= 1 / [\exp(\hbar\omega_b/k_B T) - 1] = \\ &= 1 / [\exp(E_b/k_B T) - 1],\end{aligned}\quad (7)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана. В выражении (6) фокковское состояние  $|n_b\rangle$  определяется как

$$|n_b\rangle = \frac{(\hat{b}^\dagger)^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} |0\rangle_b, \quad (8)$$

а состояние  $|0\rangle_b$  является вакуумом для поля  $\hat{b}$ :  $\hat{b}|0\rangle_b = 0$ . Поэтому вероятность распределения по числу образовавшихся пионов  $n_a$ , т.е. полей  $\hat{a}$ ,  $\hat{a}^\dagger$ , в случае теплового равновесия «файрбола» определяется выражением

$$\begin{aligned}P_{th}(n_a) &= \langle n_a | \hat{\rho}_{th} | n_a \rangle = \\ &= \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\langle n_b \rangle^{n_b}}{(1 + \langle n_b \rangle)^{1+n_b}} |\langle n_a | n_b \rangle|^2,\end{aligned}\quad (9)$$

где состояние Фока

$$|n_a\rangle = \frac{(\hat{a}^\dagger)^{n_a}}{\sqrt{n_a!}} |0\rangle_a, \quad (10)$$

а вакуумное состояние свободных пионов  $|0\rangle_a$  является сжатым вакуумным состоянием по отношению к вакууму пионов в «жидкой» фазе  $|0\rangle_b$ :

$$\begin{aligned}|0\rangle_a &= \hat{S}(r) |0\rangle_b = \\ &= \frac{1}{\cosh r} \sum_{n=0}^{\infty} \tanh^n r |2n\rangle.\end{aligned}\quad (11)$$

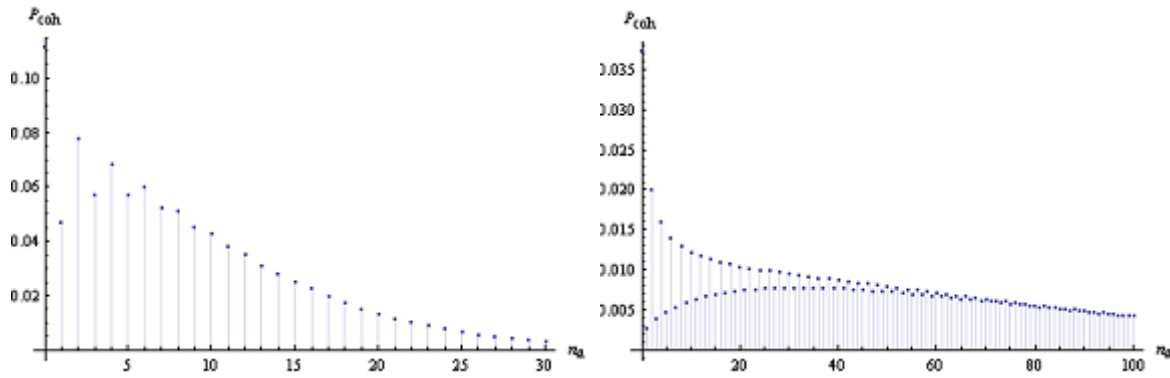


Рис. 2. Вероятность распределения  $P_{coh}$  по числу образовавшихся пионов  $n_a$  в случае когерентного состояния «файерболо» с  $\alpha = 1$  и параметрами сжатия  $r = 1$  (левый) и  $r = 2$  (правый)

Скалярное произведение  $\langle n_a | n_b \rangle$  представляется выражением [8]

$$\begin{aligned} \langle n_a | n_b \rangle &= \sqrt{\frac{n_a! n_b!}{\cosh r}} \left( \frac{\tanh r}{2} \right)^{(n_a+n_b)/2} \times \\ &\times \sum_{j=0}^{\min(n_a, n_b)} (-1)^{(n_a-j)/2} \frac{(2/\sinh r)^j}{j!} \times \\ &\times \frac{H_{n_a-j}(0) H_{n_b-j}(0)}{(n_a-j)! (n_b-j)!}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $H_n(x)$  — полином Эрмита – Чебышева порядка  $n$ .

Зависимость  $P_{th}(n_a)$  для различных значений параметра сжатия  $r$  изображено на рис. 1. Как и в случае когерентного состояния «файерболо», для больших значений параметра сжатия наблюдаются сильные осцилляции от числа частиц. И только для сравнительно небольших значений  $r$  вероятность распределения принимает вид, характерный для состояний теплового равновесия.

Если предположить, что состояние «файерболо» описывается когерентным состоянием  $|\alpha\rangle$ , где  $\alpha$  – комплексное число, определяющее среднее значение поля  $b$  как  $\langle n_b \rangle = |\alpha|^2$ , то такое состояние может быть представлено в виде [9]

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\alpha^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} |n_b\rangle. \quad (13)$$

Тогда вероятность распределения  $P_{coh}(n_a)$  по числу образовавшихся пионов  $n_a$  определяется выражением

$$\begin{aligned} P_{coh}(n_a) &= |\langle n_a | \alpha \rangle|^2 = \\ &= e^{-|\alpha|^2} \left| \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\alpha^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} \langle n_a | n_b \rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (14)$$

Поведение  $P_{coh}(n_a)$  для различных значений параметра сжатия  $r$  изображено на рис. 2. Из рисунка следует, что при больших значениях параметра сжатия вероятность распределения сильно осциллирует с изменением числа частиц (особенно в области малых значений  $n_a$ ), а распределение пуассоновского типа наблюдается только для малых значений  $r$ .

### Заключение

В заключение отметим, что при описании множественного рождения пионов мы воспользовались подходом, связанным с концепцией сжатого состояния «файерболо». Этот подход позволяет связывать состояния частиц в «файерболо» с состоянием свободных пионов. Таким образом, по распределениям пионов можно получать информацию о квантовом состоянии «файерболо». В силу того, что сжатое состояние является сильно коррелированным квантовым состоянием, в получаемых распределениях по числу образующихся пионов наблюдаются сильные осцил-

ляции. Кроме того, для состояния «файербола» в тепловом равновесии преимущественным является рождение относительно малого количества пионов, тогда как в когерентном состоянии вероятность рождения большого числа пионов оказывается довольно значительной.

#### Библиографический список

1. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981. 304 с.
2. А.В. Белинский. Квантовые измерения: учебное пособие. М.: Бинوم. Лаборатория знаний, 2008. 182 с.
3. Большой взрыв или теория возникновения вселенной. Электрон. дан. — URL: <http://ingenious.ucoz.ru> (Режим доступа: свободный. Дата обращения: 20.11.2018).
4. Гангрский Ю.П., Григорьев В.А., Лапидус К.О., Оганесян Ю.Ц. и др. Введение в физику тяжелых ионов под ред. Оганесяна Ю.Ц. М.: МИФИ, 2008. 424 с.
5. Дремин И.М., Леонидов А.В. Кварк-глюонная среда // УФН. 2010. V. 180. P. 1167.
6. Andreev I.V., Weiner R.M. LANL-HEP-ph/9505250 // Phys. Lett. 1991. V. 235. P. 416.
7. Loudon R., Knight P.L. Squeezed Light // J. Mod. Opt. 1987. V. 34. P. 709–759.
8. Král P. Displaced and Squeezed Fock States // J. Mod. Opt. 1990. V. 37. P. 889–917.
9. Glauber R. The Quantum Theory of Optical Coherence // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 2529–2539.

---

*Поступила в редакцию  
26.12.2019*