УДК 539.12

Д. В. Клениций, канд. физ.-мат. наук

ЛОКАЛЬНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В АДРОННОМ ГАЗЕ

The local multiplicity fluctuations of secondary particles produced at high energy nuclear collisions are studied on the base of the phenomenological Ginzburg-Landau model. It is found the scaling behavior of normalized factorial moments on the normalized factorial moment second order. It is investigated the dependence of the scaling exponent from the parameters in the problem.

Изучение процесса образования кварк-глюонной плазмы в соударениях ядер при высоких энергиях вызывает в последние годы большой интерес, связанный с запуском на полную мощность ускорителя тяжелых ионов RHIC (США). На эксперименте при соударении тяжелых ядер с высокой энергией наблюдают большие флуктуации множественности вторичных частиц в различных областях фазового пространства. Это было бы неудивительно, если бы флуктуации вызывались только лишь статистическими причинами, связанными с конечностью числа частиц, рожденных в столкновении. Если же эти флуктуации не могут быть объяснены таким способом, то это свидетельствует о неких динамических механизмах, обуславливающих специфические особенности флуктуаций.

Цель данной работы – исследование свойств локальных флуктуаций множественности вторичных частиц, рожденных в столкновениях частиц высоких энергий через фазовый переход кварк-глюонная плазма – адроны. Флуктуации множественности адронов при изменении масштаба разрешения могут быть измерены в тяжелоионных столкновениях. К сожалению, пока не существует единого подхода к описанию всех стадий процесса образования КГП и ее последующей адронизации, и оно носит фрагментарный характер. В отсутствие полной динамической теории, которая позволяла бы вычислять характеристики фазового перехода, естественно попытаться использовать феноменологические модели. Существует хорошо разработанная теоретико-полевая методика изучения фазовых переходов в обычных средах. Прежде всего следует определить параметр порядка и рассматривать его как эффективно флуктуирующее поле. При изучении локальных флуктуаций множественности адронов в качестве параметра порядка удобно выбрать феноменологический параметр φ, который связан со средней множественностью наблюдаемых на эксперименте адронов $\bar{n}$:

$$\bar{n} = \int |\varphi|^2 \, dV , \qquad (1)$$

где V фазовый объем системы. Когда система находится в фазе кварк-глюонной плазмы, $|\varphi| = 0$ и адронов нет, в адронной фазе $|\varphi| \neq 0$. Как известно, фазовый переход n-го порядка определяют как неаналитичность (скачок) в критической точке n-й производной потенциала свободной энергии $F(\varphi)$ при условии, что $n-1$-я производная является аналитической функцией. В случае небольших флуктуаций потенциал свободной энергии $F(\varphi)$ можно разложить в ряд Тейлора и использовать в нем конечное число членов

$$F(\varphi) = \int \left[c\,|\Delta\varphi|^2 + b\,|\varphi|^2 + d\,|\varphi|^3 + a\,|\varphi|^4 + \ldots \right] dV ,$$

где коэффициенты c, b, d, a являются функциями температуры. Мы будем рассматривать однородное распределение флуктуационного поля φ, независящего от пространственных координат, что эквивалентно $c = 0$. Фазовые переходы могут происходить при изменении значений коэффициентов b, d, a-управляющих параметров. Для того чтобы получить фазовый переход 1-го рода, мы рассматриваем симметричный потенциал с $|\varphi|^6$ членом

$$F(\varphi) = V(b\,|\varphi|^2 + a\,|\varphi|^4 + f\,|\varphi|^6) . \qquad (2)$$

На рис. 1 показана плоскость контролирующих параметров $a, b, f = \mathrm{const}$ и вид потенциала, нормированного на объем $F(\varphi)/V$, как функции параметра порядка φ для различных областей контролирующих параметров $a, b, f = \mathrm{const}$.

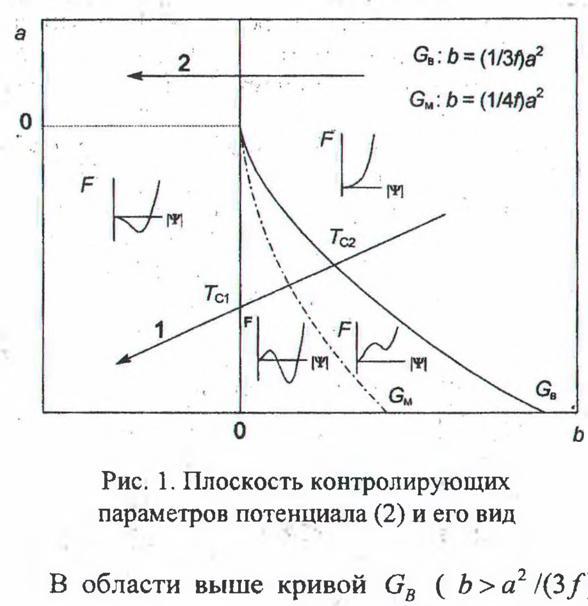

Рис. 1. Плоскость контролирующих параметров потенциала (2) и его вид

В области выше кривой G_B ($b > a^2/(3f)$, $a < 0$) потенциал имеет только один минимум при $|\varphi| = 0$. Это значит, что в этой области контролирующих параметров адронов нет, здесь существует только кварк-глюонная плазма. В области между кривыми G_M и G_B ($a^2/(4f)<b<a^2/(3f)$, $a<0$) второй локальный минимум появляется с $|\varphi|\neq 0$ (метастабильное состояние с ненулевым числом адронов), который на кривой G_M становится вырожденным с минимумом при $|\varphi|=0$. В области ниже кривой G_M ($b<a^2/(4f)$, $a<0$) состояние с $|\varphi|\neq 0$ становится основным состоянием. Таким образом, при изменении параметров вдоль линии 1 имеет место фазовый переход 1-го рода.

Согласно формализму работы распределение по множественности адронов, находящихся в основном состоянии, имеет пуассоновский вид [1] :

$$P_n^0=\frac{1}{n!}\left(\int|\varphi|dV\right)^n\exp\left[-\int|\varphi|dV\right]. \qquad (3)$$

В реальном случае статистическая система не обязательно находится в основном состоянии, а флуктуирует около него. Флуктуации системы описываются потенциалом свободной энергии системы. Распределение по множественности тогда уже не будет пуассоновским, а будет определяться функциональным интегралом :

$$P_n=Z^{-1}\int P_n^0 e^{-F(\varphi)}D\varphi, \qquad (4)$$

где Z статистическая сумма системы :

$$Z=\int e^{-F(\varphi)}D\varphi. \qquad (5)$$

Таким образом, вероятность нахождения n частиц в объеме V контролируется флуктуациями состояния системы около основного состояния благодаря присутствию множителя $e^{-F(\varphi)}$.

Эффективный способ исследовать природу флуктуаций в столкновениях при высоких энергиях заключается в изучении нормированных факториальных моментов [2] :

$$F_q=\frac{<n(n-1)...(n-q+1)>}{<n>^q}, \qquad (6)$$

где <...> – усреднение по распределению P_n; q – порядок момента, целое число. Определяя факториальные моменты

$$f_q=<n(n-1)...(n-q+1)>=\sum_{n=q}^{\infty}\frac{n!}{(n-q)!}P_n, \qquad (7)$$

мы получим с учетом (3), (4)

$$f_q=Z^{-1}\int\left(\int|\varphi|^2 dV\right)^q e^{-F(\varphi)}D\varphi. \qquad (8)$$

Тогда нормированные факториальные моменты (6)

$$F_q=\frac{f_q}{f_1^q}. \qquad (9)$$

В работе [2] было показано, что если флуктуации являются только статистическими, то не существует никакой зависимости F_q от V. Этот результат тривиально получается здесь. Так как отсутствие динамических флуктуаций означает, что φ не отклоняется от основного состояния φ_0, то $f_q=(V|\varphi_0|^2)^q$ и $F_q=1$. Поэтому ясно, что нетривиальная зависимость F_q от V является мерой динамических флуктуаций φ около φ_0, которые регулируются потенциалом свободной энергии $F(\varphi)$.

В общем виде трудно решить проблему функционального интегрирования в (8). Поэтому мы исследуем флуктуации множественности в одной маленькой ячейки δ^D D-мерного фазового пространства в предположении однородности φ. Мы рассматриваем дискретное фазовое пространство, разбитое на M ячеек размером δ^D каждая. Статистическая сумма (5) с потенциалом $F(\varphi)$ (2) примет вид

$$Z=\left[\int S(\varphi)d^2\varphi\right]^M, \qquad (10)$$

где $S(\varphi)=\exp(-\delta^D(b|\varphi|^2+a|\varphi|^4+f|\varphi|^6)$.

Тогда выражение (7) для факториальных моментов примет вид

$$f_q=\frac{\int(\delta^D|\varphi|^2)^q S(\varphi)d^2\varphi}{\int S(\varphi)d^2\varphi}. \qquad (11)$$

Учитывая, что $d^2\varphi=|\varphi|d|\varphi|d\alpha$,

$$f_q=\delta^{Dq}\frac{I_q}{I_0},\ I_q=\int_0^\infty|\varphi|^{2q}S(\varphi)d|\varphi|^2. \qquad (12)$$

После простой замены переменной интегрирования в интеграле I_q ($|\varphi|^2=t$) и из (9) найдем нормированные факториальные моменты

$$F_q=I_qI_1^{-q}I_0^{q-1},\ I_q=\int_0^\infty t^q\exp(-\delta^D f(t))dt, \qquad (13)$$

где $f(t)=bt+at^2+ft^3$.

Мы изучали следствия влияния фазового перехода 1-го рода на картину флуктуаций. Хотя параметры потенциала неизвестны из первых принципов, мы знаем соотношения между параметрами в точке фазового перехода. Это позволило нам, задавая значения параметров в фазе адронов, вычислить нормированные факториальные моменты вблизи точки фазового перехода и исследовать их свойства. Было обнаружено скейлинговое поведение нормированных факториальных моментов в зависимости от нормированного факториального момента второго порядка:

$$F_q = F_2^{\beta_q}, \qquad (14)$$

где показатели скейлинга β_q являются функциями порядка моментов. Соотношение (14) описывает связь между F_q и F_2 независимо от их отдельной зависимости от δ^D. Если поведение (14) выполняется в модели, то β_q должны приблизительно не зависеть от δ^D. На рис. 2 показана зависимость $\ln F_q$ от $\ln F_2$ и на рис. 3 соответствующая зависимость β_q от δ^D.

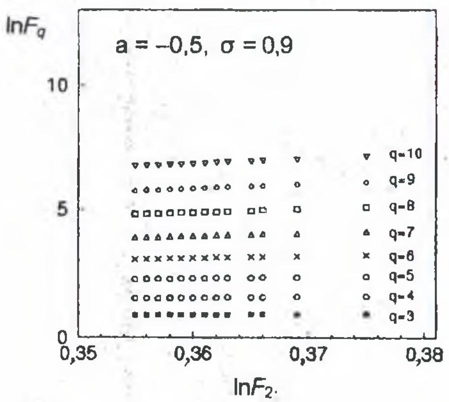

Рис. 2. Зависимость $\ln F_q$ от $\ln F_2$

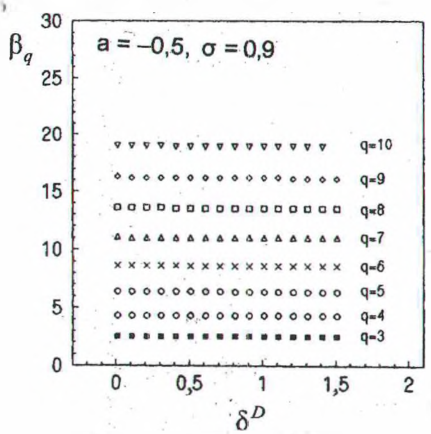

Рис. 3. Зависимость β_q от δ^D

Очевидно, что линейная зависимость моментов в логарифмическом масштабе выполняется с приблизительно независимыми β_q от δ^D. Для всех исследуемых параметров показатели скейлинга хорошо фитируются формулой

$$\beta_q = (q-1)^{\nu}, \qquad (15)$$

где показатель ν зависит только от параметров потенциала свободной энергии. На рис. 4 показана зависимость β_q от q. Зависимость ν от параметров модели является слабой и для всех исследуемых параметров $\nu = 1{,}35 \pm 0{,}02$.

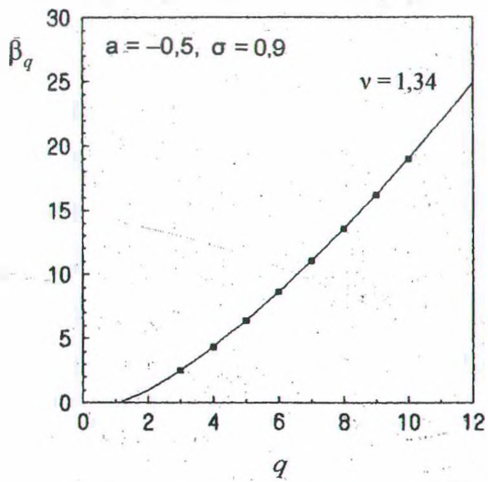

Рис. 4. Зависимость β_q от q

Существующие экспериментальные данные по ядерным столкновениям могут быть хорошо описаны с $\nu = 1{,}55 \pm 0{,}12$. Это сильно отличается от предсказания модели. Однако неизвестно, образовалась ли в данных столкновениях кварк-глюонная плазма. Уменьшение ν в будущих экспериментах на RHIC свидетельствовало бы в пользу такого образования.

Литература

1. Babichev L. F., Klenitsky D. V., Kuvshinov V. I. Intermittency in the Ginzburg-Landau model for first order phase transition //Phys. – Lett. – 1995. – Vol. B345. – P. 269–271.

2. Bialas A., Peschanski R. Moments of rapidity distributions as a measure of short-range fluctuations in high-energy collisions // Nucl. Phys. – 1988. – Vol. B308, N 4. – P. 857–867.