ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P1 - 10591

А.И.Голохвастов

ВОЗМОЖНОЕ ОБОБЩЕНИЕ ПОНЯТИЯ ПОДОБИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ДЛЯ НЕАСИМПТОТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ

1977

P1 - 10591

А.И.Голохвастов

ВОЗМОЖНОЕ ОБОБЩЕНИЕ ПОНЯТИЯ ПОДОБИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ДЛЯ НЕАСИМПТОТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в ЯФ
и на Международную конференцию
по физике элементарных частиц. /Будапешт, 1977/

Голохвастов А.И. P1 - 10591

Возможное обобщение понятия подобия распределений по множественности для неасимптотических энергий

Показано, что применение скейлинговой формулы Кобы и др.[1]:

$$P_n = \frac{1}{\langle n\rangle}\Psi\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right)$$

к распределениям по множественности с $\langle n\rangle \sim 1$ математически неэквивалентно применению ее к распределениям с $\langle n\rangle \gg 1$.

Математическим обобщением этой формулы для $\langle n\rangle \sim 1$ является формула

$$P_n = \int_{nZ_0}^{(n+1)Z_0} \Psi(Z)dZ,$$

которая при $\langle n\rangle \gg 1$ возвращается к обычному виду.

Показано, что в этом случае функция $\Psi(Z)$ остается универсальной во всем экспериментально исследованном интервале энергий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Golokhvastov A.I. P1 - 10591

A Possible Generalization of the Concept of Similarity of Multiplicity Distributions for Nonasymptotic Energies

It is shown that the application of the scaling formula of Z.Koba et al.[1]

$$P_n = \frac{1}{\langle n\rangle}\Psi\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right),$$

to the multiplicity distributions with $\langle n\rangle \sim 1$ is mathematically unequivalent to its application to the distributions with $\langle n\rangle \gg 1$.

It is shown that the formula

$$P_n = \int_{nZ_0}^{(n+1)Z_0} \Psi(Z)dZ,$$

that returns to its normal form at $\langle n\rangle \gg 1$, is a mathematical generalization of the above equation for $\langle n\rangle \sim 1$.

In this case the function $\Psi(Z)$ remains universal over the whole experimentally investigated energy range.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. НЕОБХОДИМОСТЬ ОБОБЩЕНИЯ

Основной результат работы [1] о подобии распределений по множественности сформулирован в виде:

$$P_n(S) = \frac{1}{\langle n\rangle}\Psi\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right), \qquad /1/$$

где $P_n(S)$ - вероятность образования n вторичных частиц определенного сорта при энергии первичной частицы S; $\Psi(Z)$ - универсальная функция, нормированная уравнениями:

$$\int_0^\infty \Psi(Z)dZ = \int_0^\infty Z\Psi(Z)dZ = 1 . \qquad /2/$$

Результат получен для асимптотических энергий, когда число вторичных частиц велико и функцию P_n можно считать непрерывной. Тогда условие нормировки для P_n получается из формулы /1/:

$$\sum_0^\infty P_n \approx \int_0^\infty P_n dn = \int_0^\infty \frac{1}{\langle n\rangle}\Psi\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right)dn = \int_0^\infty \Psi(Z)dZ = 1 . \qquad /3/$$

Формула /1/ не накладывает никаких ограничений на вид функции распределения $\Psi(Z)$.

Попытки применить формулу /1/ к существующим в настоящее время экспериментальным данным, безотносительно к физическому обоснованию, математически неэквивалентны применению ее к распределениям с $\langle n\rangle \gg 1$.

Для распределений с $\langle n\rangle \sim 1$ условие нормировки для P_n уже не получается из формулы /1/ и его необходимо добавить к /1/ в качестве второго уравнения.

Таким образом, в случае $\langle n\rangle \sim 1$ приходится пользоваться уже системой уравнений:

$$P_n = \frac{1}{\langle n\rangle}\Psi\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right) \qquad /4/$$

$$\sum_0^\infty P_n = 1 \qquad , \qquad /5/$$

откуда получается:

$$\sum_0^\infty \frac{1}{\langle n\rangle}\Psi\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right) = \int_0^\infty \frac{1}{\langle n\rangle}\Psi\left(\frac{n}{\langle n\rangle}\right)dn. \qquad /6/$$

При $\langle n\rangle \gg 1$ это равенство выполняется всегда. При $\langle n\rangle \sim 1$ оно предъявляет серьезные /и не известно, выполнимые ли?/ требования к виду функции распределения $\Psi(Z)$.

2. ОБОБЩЕНИЕ

Для того чтобы проверить универсальность функции $\Psi(Z)$ при малых энергиях, необходимо обобщить формулу /1/ таким образом, чтобы при $\langle n\rangle \sim 1$ из нее следовало условие нормировки /5/, а при $\langle n\rangle \gg 1$ она возвращалась к виду /1/.

Таким обобщением может быть:

$$P_n = \int_{nZ_0}^{(n+1)Z_0} \Psi(Z)dZ\ , \qquad /7/$$

или то же самое в интегральном виде:

$$\sum_{n'=n}^\infty P_{n'} = \int_{nZ_0}^\infty \Psi(Z)\,dZ \qquad /8/$$

В этих формулах $Z_0(S)$ масштабный параметр, зависящий от энергии /в формуле /1/, таким параметром был $\frac{1}{\langle n\rangle(S)}$ /.

Видно, что теперь при любых $\langle n\rangle$:

$$\sum_0^\infty P_n = \int_0^\infty \Psi(Z)dZ = 1\ , \qquad /9/$$

а при $\langle n\rangle \gg 1$:

$$P_n = Z_0\Psi(nZ_0)\ , \qquad /10/$$

$$\langle n\rangle = \sum_0^\infty nP_n = \int_0^\infty nZ_0\Psi(nZ_0)dn = \frac{1}{Z_0}\ . \qquad /11/$$

Формула /7/ означает, что, разбивая универсальную функцию $\Psi(Z)$ на одинаковые интервалы произвольной величины, можно получить различные распределения по множественности и построить зависимости P_n и от других параметров распределений, например, от $\langle n\rangle$.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Если вид функции $\Psi(Z)$ неизвестен, но известны P_n , соответствующие какому-то интервалу разбиения $\Psi(Z)$, то можно узнать вероятности P_n^m, соответствующие в m раз большему интервалу разбиения. Из /7/:

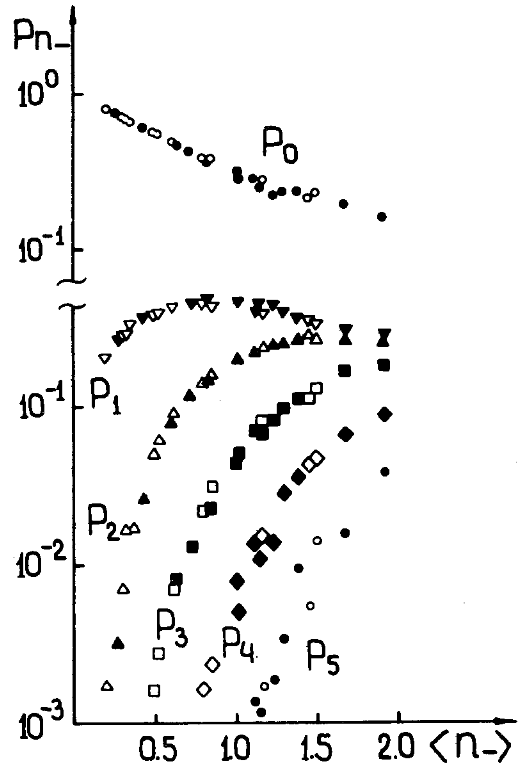
$$P_n^m = \sum_{mn}^{m(n+1)-1} P_n\ . \qquad /12/$$

Это можно проверить на существующих экспериментальных данных.

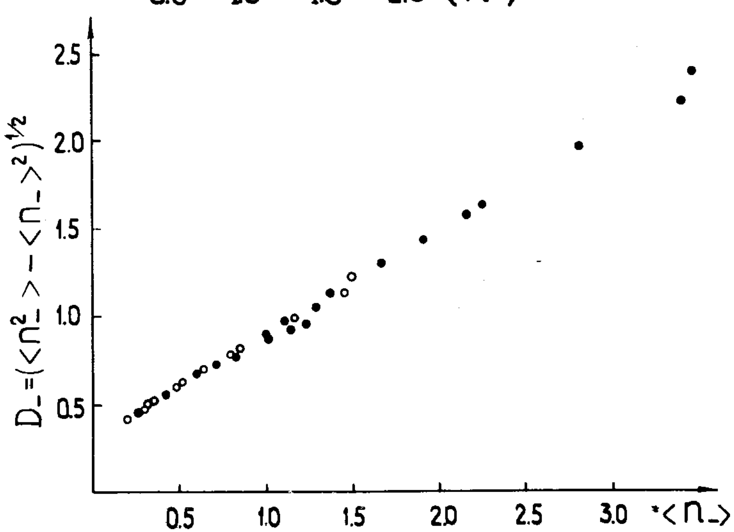
На *рисунке* показаны зависимости от $\langle n_-\rangle$ различных параметров распределений по множественности отрицательных частиц в pp-взаимодействиях 4÷400 *ГэВ/с* [2]. Видно, что экспериментальные данные и точки, вычисленные по формуле /12/, при подстановке в нее P_n из экспериментов 200, 300, 400 *ГэВ/с* [3-5], совпадают.

Распределения по множественности отрицательных частиц были использованы потому, что в них отсутствуют первичные частицы /протоны/.

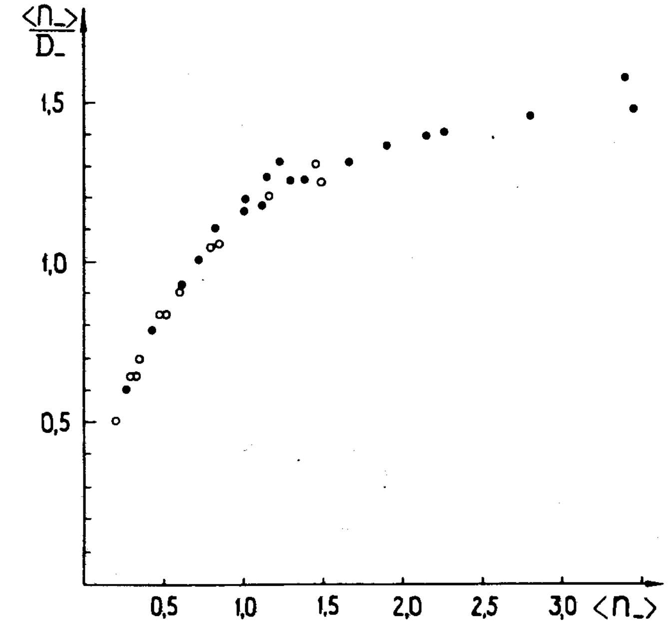
Формулы перехода от множественности заряженных частиц (n) к множественности отрицательных частиц (n_-) следуют из сохранения заряда:



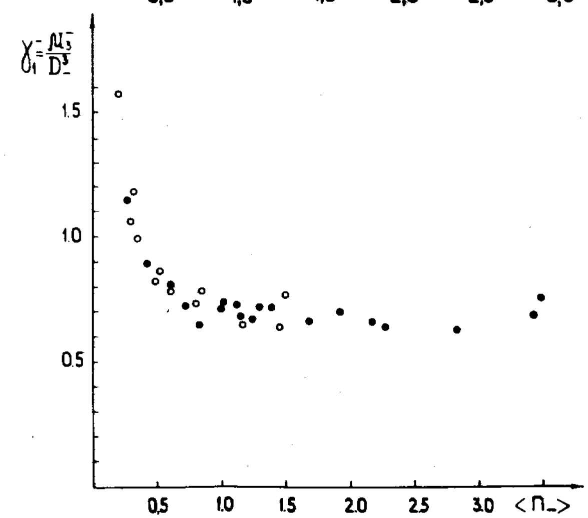
а)



б)



в)



г)

Зависимость от средней множественности различных параметров распределений отрицательных частиц в pp - взаимодействиях. Сплошные точки - экспериментальные. Контурные - получены по формуле /12/ при подстановке в нее данных из экспериментов 200, 300, 400 ГэВ/с.

$$n_- = \frac{n-2}{2};\ P_{n_-} = P_{\frac{n-2}{2}};\ \langle n_-\rangle = \sum^{\infty} n_- P_{n_-} = \frac{\langle n\rangle - 2}{2};$$

$$D_- = [\sum_0^{\infty} (n_- - \langle n_-\rangle)^2 P_{n_-}]^{1/2} = \frac{D}{2};$$

$$\gamma_1^- = \frac{\sum_0^{\infty} (n_- - \langle n_-\rangle)^3 P_{n_-}}{D_-^3} = \gamma_1 .$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результат работы можно сформулировать следующим образом.

Дискретное распределение по множественности $P_n(S)$ является гистограммой с шагом, равным 1 от непрерывного распределения $P(n,S)$, обладающего масштабно-инвариантными свойствами:

$$P_n(S) = \int_n^{n+1} P(n,S)dn, \quad P(n,S) \doteq Z_0 \Psi(n \cdot Z_0),$$

где $\Psi(Z)$ - универсальная для всех энергий функция; Z_0 - масштабный параметр, обратно пропорциональный среднему значению n для непрерывной функции $P(n,S)$:

$$\int_0^{\infty} nP(n,S)dn = \frac{1}{Z_0} \int_0^{\infty} nZ_0 \Psi(nZ_0) d(nZ_0) \doteq \frac{1}{Z_0}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Koba Z. e.a. Nucl.Phys., 1972, B40, p.317.*
2. *De Wolf E. e.a. Nucl.Phys., 1975, B87, p.325.*
3. *Charlton G. e.a. Phys. Rev.Lett., 1972, 29, p.515.*
4. *Dao F.T. e.a. Phys. Rev.Lett., 1972, 29, p.1627.*
5. *Bromberg C. e.a. Phys. Rev.Lett., 1973, 31, p.1563.*

Рукопись поступила в издательский отдел 15 апреля 1977 года.