

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



H-191

12/12-
P2 - 9424

1250/2-76

Р.М.Назаргулов

ДВУХСТАДИЙНАЯ СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

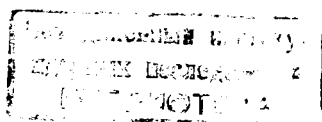
1975

P2 - 9424

Р.М.Назаргулов

**ДВУХСТАДИЙНАЯ СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Направлено в ЯФ



S u m m a r y

The analysis of hadron-nuclear interactions at high energies permits the anomalous states of secondary hadrons to be introduced when, just after the production, the distance between them is much longer than their size. The gas of such "bare" hadrons is close to an ideal gas. This provides the application of the Plank distribution to generated particles. Basing on this, a two-stage statistical model is proposed. In an early stage in the Fermi volume as ideal gas of secondary hadrons is produced. At this stage, when the system temperature is high ($T_{init} = 0.159E_{lab}^{1/4}$), there takes place the longitudinal rapidity distribution which has a Gaussian form. The system is adiabatically extended, and hadrons "dress themselves" versus their momentum. At a final stage, when the greater part of hadrons "has dressed", the system temperature falls up to m_{π} . At this stage the transverse motion is essential. Thus, introducing "bare" hadrons, one considers two different Fermi and Pomeranchuk models as two stages of one process. The behaviour of the mean transverse momentum of the hadron vs its rapidity can be used as a check of the model.

1. Для множественной генерации частиц при высоких энергиях характерно существование большого числа степеней свободы. Это дает возможность использовать для ее описания методы статистической физики. Подобный подход применяется в течение ряда лет, и в настоящее время существует много моделей статистического типа, хорошо описывающих некоторые современные экспериментальные данные^{/1/}. Например, в рамках модели Ферми предполагается установление термодинамического равновесия сразу после столкновения, когда температура системы высока^{/2/}. Использование распределения Планка дает согласие с экспериментальным спектром пионов, генерируемых с большими поперечными импульсами^{/3/}. В модели Померанчука рассматривается установление равновесия и распад в конечной стадии взаимодействия, когда система расширилась и охладилась до температуры около m_{π} ^{/4/}. При этом получается согласие с экспериментальным распределением пионов с поперечными импульсами меньше 1 ГэВ/с . В этой связи интересно обратить внимание на возможность объединения обеих моделей. В данной работе предлагается двухстадийная статистическая модель, позволяющая рассмотреть развитие системы из начальной стадии /стадия Ферми/ в конечную /стадия Померанчука/. Вначале анализируются экспериментальные данные адрон-ядерных взаимодействий, которые позволяют рассматривать аномальные состояния вторичных адронов сразу после их рождения. Далее формулируется модель и проводится сравнение с экспериментом.

2. Недавние экспериментальные результаты по адрон-ядерным взаимодействиям при высоких энергиях, полученные на ускорителях, подтвердили обнаруженную еще в космических лучах удивительную особенность /5/ : быстрые вторичные адроны, родившиеся в первом элементарном акте соударения, далее аномально слабо взаимодействуют с нуклонами ядра. Так, характеристики пионов, летящих вперед в системе центра масс, слабо зависят от атомного номера ядра мишени. Это проявляется в том, что для таких пионов отношение распределения по скорости в адрон-ядерном взаимодействии к распределению пионов в адрон-адронном взаимодействии при одинаковых энергиях налетающего адрона R_A около единицы. Кроме того, средняя множественность пионов, летящих вперед, $\langle n^F \rangle_{pA}$ не зависит от N_H числа протонов, характеризующих степень возбуждения ядер. С другой стороны, характеристики пионов, летящих назад в системе центра масс, определяются мишенью: $R \sim A$; $\langle n^B \rangle_{pA}$ прямо пропорционально N_H . Все это указывает на то, что ядро различным образом откликается на вторичные адроны: чем больше импульс адрона, тем прозрачнее для него ядро. Генерируемые частицы внутри ядра находятся в "аномальных" состояниях, когда они утрачивают способность взаимодействовать.

В связи с интерпретацией таких неожиданных свойств вновь образованных адронов напомним работу /6/, где установлено, что релятивистская частица сразу после рассеяния может находиться в таком состоянии, когда ее собственное поле отсутствует на периферии. Рассеянный на большой угол электрон сбрасывает свое электромагнитное поле, переходя в неравновесное состояние. Далее, в течение времени $t_{\text{собств}} \sim \lambda$ в собственной системе отсчета, когда частица "одевается", происходит переход в асимптотическое состояние, частица становится нормальным электроном. При этом в системе центра масс время релятивистски замедлено.

$$t_{\text{CM}} = t_{\text{собств}} \cdot \gamma, \quad \gamma = \frac{E_{\text{CM}}^*}{m}, \quad /1/$$

Таким образом, частица пройдет большой путь прежде, чем образуется ее нормальное поле. Из /1/ видно, что чем больше импульс частицы, тем дольше она находится в таком аномальном состоянии, когда менее вероятно ее взаимодействие с другими частицами. Если рассматривать вторичные адроны, генерируемые в элементарном акте, как находящиеся в таком состоянии сразу после рождения, то можно получить качественное согласие с экспериментальными данными для адрон-ядерных взаимодействий.

3. Рассмотрим взаимодействие двух адронов в системе центра масс. Основной шаг, который делается, - это предположение о том, что в адронных взаимодействиях при высоких энергиях вторичные частицы сразу после рождения находятся в состояниях, когда они слабо взаимодействуют между собой. В этом случае в начальной стадии столкновения расстояния между вторичными адронами будут много больше, чем размеры собственных полей частиц, т.е. по своим свойствам система таких адронов близка к идеальному газу. Поэтому делаем предположение о том, что распределение адронов по энергиям следует формуле Планка. При этом выбираем следующий механизм генерации: в начальный момент взаимодействия адроны возбуждаются, сбрасывают свои мезонные "шубы", отдавая часть своей энергии в систему вторичных частиц, объем которой берется в виде лоренц-сжатого вдоль оси столкновения-объема Ферми /2/:

$$V_{\text{нач}} = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{(m_\pi)^3} \frac{m_p}{E_{\text{CM}}} \quad /2/$$

В этом объеме за счет взаимодействия со сталкивающимися адронами, которые выполняют роль стенок, устанавливается, по предположению, термодинамическое равновесие системы вторичных частиц. Число заряженных адронов, генерируемых из объема /2/, вычисленное по формуле Планка, есть

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle \approx 2 \cdot E_{\text{лаб}}^{1/4} \quad /3/$$

Здесь $E_{\text{лаб}}$ - энергия налетающего адрона в лабораторной системе отсчета /в ГэВ/с/. Средняя температура системы в этот момент, вычисленная с учетом /2/ из формулы Планка, имеет следующий вид:

$$T_{\text{нач}} = 0,159 \cdot E_{\text{лаб}}^{1/4} \quad /4/$$

Подставляя эту температуру в формулу Планка, получим, что распределение пионов по продольной скорости приближенно гауссовское:

$$\frac{dn}{dy} \approx \frac{1}{L_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2L_y^2}\right), \quad /5/$$

с шириной, зависящей от энергии столкновения,

$$L_y \approx 0,675 \cdot E_{\text{лаб}}^{1/8} \quad /6/$$

При испускании частиц система адиабатически расширяется и остывает по закону /7/

$$\langle N \rangle \sim VT^3 \sim \text{Const} \quad /7/$$

На этой стадии частицы "одеваются" в зависимости от величины их импульса. Время "одевания" в собственной системе отсчета

$$t_{\text{собств}} = \frac{t_{\text{CM}}}{\gamma}, \quad \gamma = \frac{E_{\text{CM}}^*}{m_{\pi}} \quad /8/$$

Здесь t_{CM} - время, прошедшее в системе центра масс. По мере "одевания" частицы становятся обычными адронами, а система расширяется и возрастают расстояния между адронами. В конечной стадии объем системы выбираем в виде объема Померанчука /4/:

$$V_{\text{кон}} = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{(m_{\pi})^3} \langle N_{\text{tot}} \rangle \quad /9/$$

Температура системы на этой стадии, вычисленная с учетом /2/, /4/ и /9/, есть:

$$T_{\text{кон}} \approx m_{\pi} \quad /10/$$

Эта температура определяет распределение адронов по поперечному импульсу, впервые полученное в /8/:

$$\frac{dn}{dP_{\perp}^2} = \sqrt{P_{\perp}^2 + m_{\pi}^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} K_1\left(n \frac{\sqrt{P_{\perp}^2 + m_{\pi}^2}}{T_{\text{кон}}}\right) \quad /11/$$

4. Введя "аномальные" состояния адронов после их рождения, удастся разделить процесс множественной генерации на две стадии: начальную, когда температура системы высока, а вторичные частицы слабо взаимодействуют, и конечную, когда температура $\approx m_{\pi}$, а вторичные частицы "оделлись" и взаимодействуют, как обычные адроны. Этим, по-видимому, удастся связать модели Ферми и Померанчука. Для того, чтобы количественно показать, что такой путь может быть не столь далек от реальности, вычислим максимальный продольный импульс тех частиц, которые успели "одеться", в конечной стадии. Для всех частиц, имеющих продольный импульс меньше этого максимального в системе центра масс, распределение по поперечному импульсу одинаково, в частности, средний поперечный импульс - один и тот же. Время, прошедшее в собственной системе отсчета пиона, успевшего "одеться", выберем в виде

$$t_{\text{собств}} = \lambda_{\pi} = \frac{1}{m_{\pi}} \quad /12/$$

Тогда в системе центра масс

$$t_{\text{CM}} = t_{\text{собств}} \cdot \gamma, \quad \gamma = \frac{E_{\text{CM}}^*}{m_{\pi}} \quad /13/$$

Здесь E_{CM}^* - энергия частицы в системе центра масс. С другой стороны, частица проходит путь из начального объема /2/ в конечный /9/

$$\ell = \frac{1}{m_{\pi}} \left(\sqrt{\langle N_{\text{tot}} \rangle} - \frac{m_p}{E_{\text{CM}}} \right) \quad /14/$$

$\langle P_{\perp} \rangle$ $\pi^- p \rightarrow \pi^- X$ 16 GeV/c

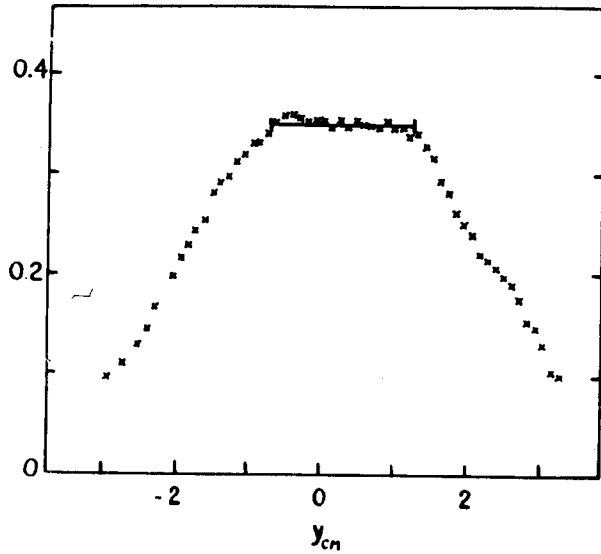


Рис. 1а

$\langle P_{\perp} \rangle$

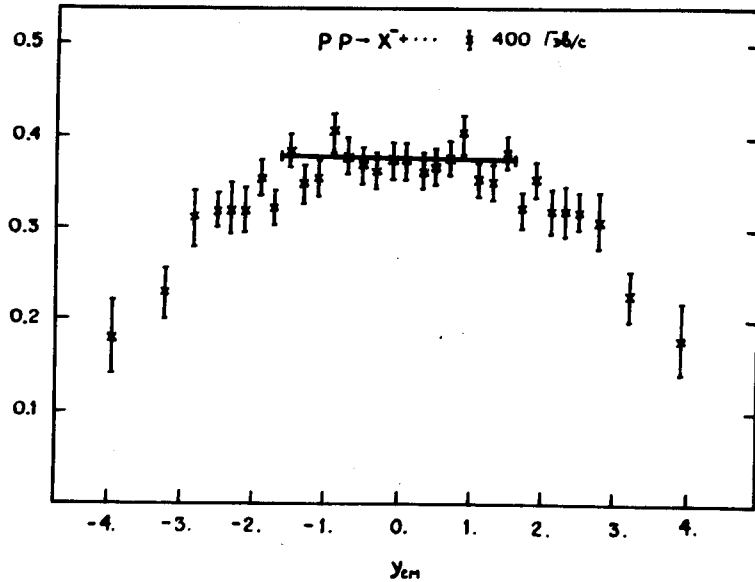


Рис. 1б

за время

$$t_{CM} = \frac{E_{CM}^*}{P_{CM}^*} \cdot \frac{1}{m_{\pi}} \left(\sqrt[3]{3E_{лаб}^{1/4}} - \frac{m_p}{2E_{CM}} \right). \quad /15/$$

Сравнивая /13/ и /15/, получаем следующее выражение для максимального импульса пионов, которые успели "одеться":

$$\langle P_{CM}^* \rangle = m_{\pi} \left(\sqrt[3]{3E_{лаб}^{1/4}} - \frac{m_p}{2E_{CM}} \right). \quad /16/$$

Это означает, что пионы, имеющие продольную быстроту, по величине не превосходящую

$$\langle y_{CM}^* \rangle = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{CM}^* + \langle P_{CM}^* \rangle}{E_{CM}^* - \langle P_{CM}^* \rangle}, \quad /17/$$

успели "одеться", т.е. их средний поперечный импульс находится в области "плато".

На рисунках изображены экспериментальные значения средних поперечных импульсов вторичных пионов в зависимости от их быстроты /9/. Видно, что беспараметрическая формула /16/ удовлетворительно согласуется с экспериментом. Другой проверкой рассматриваемой модели может служить экспериментальное изучение интерференции тождественных частиц, позволяющее оценить область испускания пионов /10/.

Автор глубоко признателен А.В.Ефремову за поддержку, советы и многочисленные полезные обсуждения, В.Г.Гришину, М.И.Подгорецкому, Е.Л.Фейнбергу, Н.А.Черникову за критические замечания и обсуждения, Т.Канареку, Н.Г.Фадееву и другим участникам сотрудничества за полезные обсуждения.

Литература

1. Е.Л.Фейнберг. УФН, 104, 539 /1971/.
2. E.Fermi. Progr. Theor. Phys., 5, 570 (1950).
3. Meng Ta-ching. Phys. Rev., D11, 36 (1975).
4. И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 78, 889 /1951/.
5. K.Zalewski. Proc. of the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.
6. Е.Л.Фейнберг. Проблемы теоретической физики /памяти И.Е.Тамма/, 248 Наука, М., 1972.
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, Наука, М., 1967.
8. Г.А.Милехин, И.Л.Розенталь. ЖЭТФ, 33, 197 /1957/.
9. T.Ferbel. UR-500 (1974).
10. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 14, 1084 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1975 года.