

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Н-191

10/12-76

P2 - 9510

1719/2-76

Р.М.Назаргулов

О ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ

С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

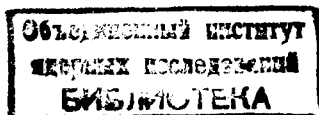
1976

P2 - 9510

Р.М.Назаргулов

О ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Направлено в ЯФ



S u m m a r y

Within the framework of the two-stage statistical model it is assumed that just after the production hadrons are in the anomalous states when the distance between them is much larger than their size. Such states are characterized by the following: with increasing the hadron momentum, the probability of its interaction with others decreases. So the transverse momentum distribution is determined by the temperature T_{ass} at which the hadron has been produced. In the model, the system of secondary hadrons is adiabatically extended from the initial stage with $T_{init} = 0.159 E_{lab}^{1/4}$ and the Fermi volume to the final stage with $T_{fin} \approx m_\pi$ and the Pomeranchuk volume. Using the Plank distribution for $T_{fin} \leq T_{ass} \leq T_{init}$, we obtain that the transverse momentum distribution is Gaussian in the terms of the transverse rapidity. For the mean multiplicity of charged particles associated with the generation of the hadron with large transverse momentum to the opposite side, we obtain the following dependence:

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle_{ass}}{\langle n_{ch} \rangle_{inel}} = \frac{T_{ass}}{T_{fin}} .$$

1. В последнее время возрастает интерес к адронным процессам, в которых генерируются адроны с большими поперечными импульсами $P_\perp > 1 \text{ ГэВ/с}$ ^{/1/}. Теоретическая интерпретация таких взаимодействий основывается на двух альтернативных моделях: партонной и термодинамической^{/2/}.

В существующих вариантах термодинамических моделей рассматривается испускание адронов с поверхности системы. Это не может объяснить экспериментальные распределения адронов, ассоциированных с адронами с $P_\perp > 1 \text{ ГэВ/с}$.

В данной заметке рассматриваются процессы с испусканием адронов с большими поперечными импульсами на основе двухстадийной статистической модели^{/3/}.

2. Основное предположение модели состоит в том, что вторичные адроны сразу после рождения находятся в аномальных состояниях, когда вероятность их взаимодействий мала. Возможность существования таких состояний была высказана в работе^{/4/}. Из этого предположения следует, что с увеличением поперечного импульса адрона вероятность его взаимодействия с другими адронами уменьшается, и поэтому распределение частиц по импульсам определяется той температурой T_{ass} , при которой адрон родился. Это позволяет рассматривать генерацию адронов с большими поперечными импульсами не только с поверхности, но и из центра системы вторичных частиц. При этом объясняется и общая закономерность, присущая таким процессам: сечение рождения адронов с $P_\perp > 1 \text{ ГэВ/с}$ больше, чем это ожидается из экстраполяции из области малых импульсов. В начальной стадии двухстадийного

процесса в объеме Ферми рождается система "голых" вторичных частиц, удовлетворяющих распределению Планка с температурой $T_{нач.} = 0,159 E_{лаб.}^{1/4} / E_{лаб.}$ - энергия налетающего адрона в лаб. системе отсчета /в ГэВ/. Далее система адиабатически расширяется $VT^3 = Const / V$ - объем системы/. На этой промежуточной стадии в случае рождения адрона с большим поперечным импульсом, он испускается без взаимодействия с другими за счет своего большого лоренц-фактора, и распределение по P_{\perp} определяется формулой Планка с температурой $T_{асс.}$. В конечной стадии, когда вторичные адроны "оделись", температура системы $T_{кон.} \approx m_{\pi}$. Таким образом, для $T_{асс.}$ имеем спектр значений

$$T_{кон.} \leq T_{асс.} \leq T_{нач.} \quad /1/$$

Используя формулу Планка, получим, что в центральной области распределение пионов с большими поперечными импульсами есть гауссовское по поперечной быстрой

$$y_{\perp} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{\perp}}{E - P_{\perp}}$$

$$\frac{dn}{dy_{\perp}} = \frac{1}{L_{\perp} \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y_{\perp}^2}{2L_{\perp}^2}\right) \quad /2/$$

Здесь L_{\perp} - ширина гауссовского распределения. На рис. 1 изображены экспериментальное распределение по P_{\perp} /5/ и кривая по формуле /2/.

3. Для средней множественности заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle_{асс.}$, генерируемых в сторону, противоположную направлению вылета π^0 -мезонов с большим поперечным импульсом в реакции $PP \rightarrow \pi^0 + \dots$, в рассматриваемой модели получаем следующую простую зависимость:

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle_{асс.}}{\langle n_{ch} \rangle_{inel}} = \frac{T_{асс.}}{T_{кон.}} \quad /3/$$

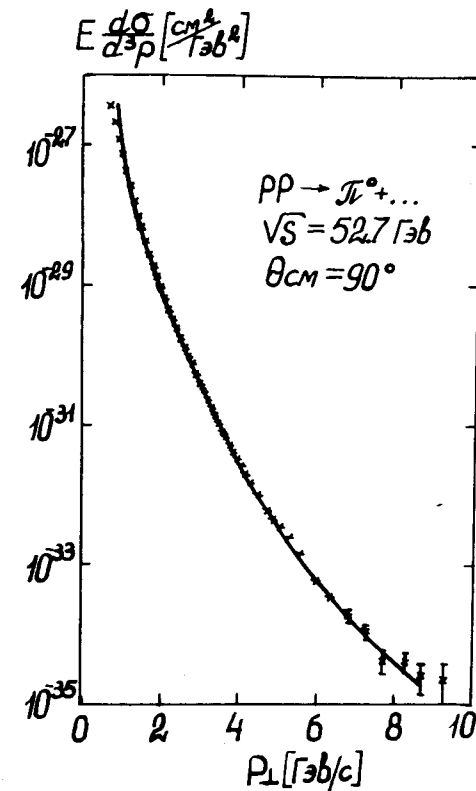


Рис. 1

Здесь $\langle n_{ch} \rangle_{inel}$ - средняя множественность заряженных частиц во всех неупругих событиях. Значения $T_{асс.}$ для каждого P_{\perp} π^0 -мезона определяются касательными к кривой распределения π^0 по P_{\perp} /рис. 1/. На рис. 2 изображены экспериментальные отношения $\frac{\langle n_{ch} \rangle_{асс.}}{\langle n_{ch} \rangle_{inel}}$ /6/ и кривая

по формуле /3/. Видно, что беспараметрическая формула хорошо описывает эксперимент.

Приношу глубокую благодарность за поддержку, советы и многочисленные полезные обсуждения А.В.Ефремову и Е.Н.Кладницкой за критические замечания.

$$\frac{\langle N_{ch} \rangle_{ass}}{\langle N_{ch} \rangle_{inel}}$$

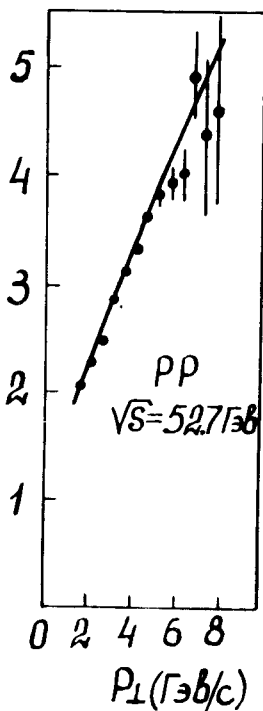


Рис. 2

Литература

1. P. Darriulat. Review Talk at the Intern. Conf. on High Energy Physics, Palermo (1975).
2. S.D. Ellis. Review Talk at the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, London (1974).
3. Р. М. Назаргулов. ОИЯИ, P2-9424, Дубна, 1975.
4. Е. Л. Фейнберг. Проблемы теоретической физики /памяти И. Е. Тамма/, 248 /1972/.
5. M. Jacob. Hadron Physics at ISR, CERN 74-15 (1974).
6. F.W. Busser et al., Phys. Lett., 51B, 306 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 января 1976 года.