

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Б 12

P1-89-424

Ц.Баатар\*, Ц.Батсайхан\*, И.А.Ивановская,  
Б.Хурэлбаатар\*, М.И.Соловьев, Р.Тогоо,  
Д.Тувдендорж\*

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ  
КУМУЛЯТИВНЫХ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
В  $\pi^-$ C-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/c  
КАК ФУНКЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ  
И ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

Баатар Ц. и др.

P1-89-424

Инклюзивные сечения рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с как функции кинетической и поперечной энергий

Исследуются инвариантные распределения по кинетической и поперечной  $/E_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$  / энергиям кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Наклоны экспериментальных спектров соответствуют температуре рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов  $T_0 \approx 300$  МэВ. Это значение выше теоретических оценок для критической температуры фазового перехода из адронной материи в кварк-глюонную плазму  $T_c \approx 200$  МэВ, что, возможно, является указанием на образование в локальной области рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов кварк-глюонной плазмы.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Baatar Ts. et al.

P1-89-424

Inclusive Cross Sections of Cumulative  $\pi^-$ -Meson Production in  $\pi^-C$  Interactions at 40 GeV/c as Functions of Kinetic and Transverse Energies

Invariant distributions of the kinetic and transverse

$/E_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$  / energies on cumulative  $\pi^-$ -mesons produced in  $\pi^-C$  interactions at 40 GeV/c are investigated. The experimental spectra slopes correspond to the temperature of cumulative  $\pi^-$ -meson production  $T_0 \approx 300$  MeV. This value is higher than the theoretical estimations for the critical temperature of a phase transition from the hadron matter to the quark-gluon plasma  $T_c \approx 200$  MeV. May be it indicates to the fact that the quark-gluon plasma is produced in the local region of cumulative  $\pi^-$ -meson production.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование процесса множественного рождения частиц в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях и больших передачах импульса имеет большое значение для объяснения механизма сильных взаимодействий и внутренней кварк-глюонной структуры атомных ядер.

Первые исследования рождения вторичных частиц в столкновениях релятивистских ядер<sup>/1-4/</sup> показали, что кварковые степени свободы начинают играть заметную роль при сравнительно небольших первичных энергиях  $/E_0 \approx 3,5 \text{ ГэВ}/$ .

В результате многолетнего экспериментального изучения энергетических спектров вторичных частиц, испускаемых в ядерных столкновениях при высоких энергиях<sup>/5-15/</sup>, было установлено, что зависимость инвариантного дифференциального сечения рождения вторичных частиц от их кинетической энергии  $T$  хорошо описывается экспоненциальной функцией

$$E \frac{d\sigma}{dp} = A \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right), \quad /1/$$

где  $T_0$  - параметр, который обычно называют "эффективной температурой" вторичных частиц.

В настоящее время в мировой литературе<sup>/16-21/</sup> широко обсуждается проблема температурного фазового перехода ядерной материи из адронной в кварк-глюонную фазу.

Одним из бурно развивающихся в последние годы направлений квантовой хромодинамики является ее решеточная версия. Решеточная формулировка квантовой хромодинамики, сохраняющая калибровочную инвариантность, была предложена Вильсоном<sup>/16/</sup> и Поляковым<sup>/17,18/</sup>. Показано, что при нулевой температуре имеет место удержание кварков /конфайнмент/, а при высоких температурах происходит их освобождение /деконфайнмент/. Иными словами, при высоких энергиях в калибровочных системах происходит температурный фазовый переход от фазы конфайнмента к фазе кварк-глюонной плазмы. Квантовая хромодинамика на решетке обладает важной особенностью, обусловившей ее успешное применение для описания физических явлений вне рамок теории возмуще-

ния. А именно, она допускает интерпретацию в терминах четырехмерного статистического ансамбля, который может быть исследован численными методами при любых значениях константы связи. Наиболее впечатляющие успехи КХД на решетке связаны с проведением численных расчетов на ЭВМ методом Монте-Карло. На этом пути в настоящее время достигнут значительный прогресс в изучении эффектов КХД при высоких температурах. Монте-карловские вычисления при конечной температуре позволили определить параметры фазовых переходов с освобождением кварков. Согласно различным теоретическим расчетам при некотором критическом значении температуры  $T_c$  происходит фазовый переход из адронной в кварк-глюонную материю. В  $SU(2)$ - и  $SU(3)$ -калибровочных теориях физическое значение параметра фазового перехода  $T_c$  близко к величине  $200 \text{ МэВ}$ <sup>/19-21/</sup>.

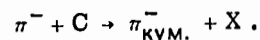
Ожидается, что состояние вещества с достаточно высокой температурой может быть реализовано при столкновениях релятивистских ядер с энергией, вполне достижимой на существующих ускорителях. Однако имеющиеся в настоящее время работы по исследованию спектров кинетических энергий вторичных частиц, образованных в ядерных взаимодействиях<sup>/5-15/</sup>, дают для параметра  $T_0$  значения  $60 \div 70 \text{ МэВ}$ .

Поскольку кумулятивные частицы образуются заведомо в многочастичных взаимодействиях, исследование их спектров полезно для поиска коллективных явлений, в частности фазовых переходов ядерного вещества. Именно с целью определения температуры, при которой образуются кумулятивные частицы, и выполнена данная работа.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

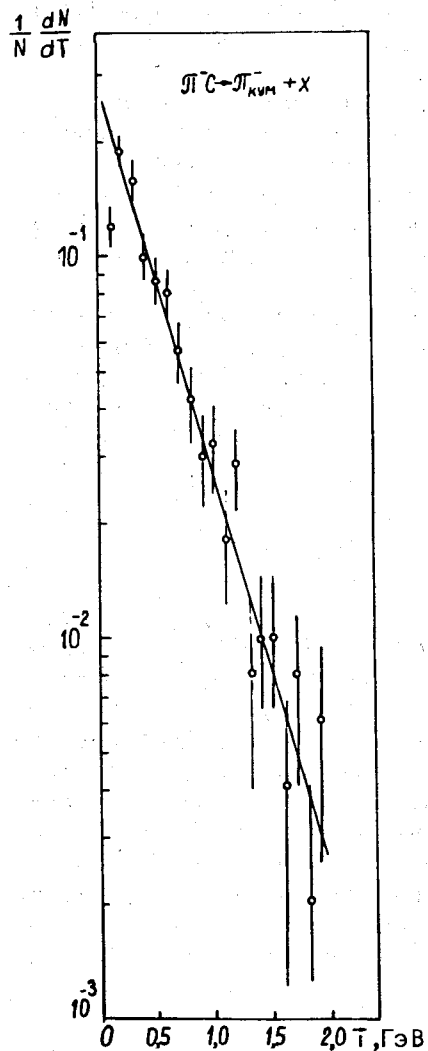
Экспериментальный материал получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Камера была помещена в магнитное поле напряженностью  $1,5 \text{ Тл}$  и облучалась  $\pi^-$ -мезонами с импульсом  $40 \text{ ГэВ/с}$  на серпуховском ускорителе. Средняя точность в определении импульсов вторичных частиц составляет  $\sim 12\%$ , а средняя ошибка в измерении углов вылета -  $0,6^\circ$ . Все вторичные отрицательные частицы считались  $\pi^-$ -мезонами. Средний граничный импульс, начиная с которого  $\pi^-$ -мезоны уверенно идентифицировались в пропановой камере, составляет  $70 \text{ МэВ/с}$ . Другие методические особенности эксперимента подробно описаны в работах<sup>/22-24/</sup>. Благодаря преимуществу камерной методики все распределения получены в условиях  $4\pi$ -геометрии.

Исследовались реакции следующего типа:



Согласно результатам исследований, описанным в работах /25,26/, в случае  $\pi^-C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с кумулятивными считались  $\pi^-$ -мезоны с кумулятивным числом  $n_k = \frac{E - p_{\parallel}}{m_p} > 0,5 / E$  и  $p_{\parallel}$  - энергия и продольный импульс вторичной частицы,  $m_p$  - масса протона/. Следует отметить, что при значении переменной  $n_k \approx 0,5$  происходит изменение характера зависимости средних импульсных и угловых характеристик  $\pi^-$ -мезонов от кумулятивного числа в рассматриваемых нами  $\pi^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с.

Из 8791  $\pi^-C$ -взаимодействия по критерию  $n_k > 0,5$  были выделены 468 событий с 536 кумулятивными  $\pi^-$ -мезонами.



### 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ ПО КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

На рис. 1 представлено распределение кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов из  $\pi^-C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с по их кинетической энергии  $T$ .

$$\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta T} = A \exp\left(-\frac{T}{T_{00}}\right). \quad /4/$$

Значения параметра  $T_{00}$  и  $\chi^2$  на одну степень свободы приводятся в табл. 1.

Рис. 1. Распределение кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов по их кинетической энергии.

Таблица 1

Тип взаимодействия	$T_{00}, \text{ГэВ}$	$\chi^2/\nu$	$T_0, \text{ГэВ}$	$\chi^2/\nu$	$T_{0t}, \text{ГэВ}$	$\chi^2/\nu$
X все события	$0,450 \pm 0,025$	0,6	$0,290 \pm 0,012$	1,39	$0,283 \pm 0,010$	1,66
$M_t^{ch} < 3$	-	-	$0,273 \pm 0,012$	1,28	-	-
$3 < M_t^{ch} < 8$	-	-	$0,316 \pm 0,024$	0,98	-	-

### 4. ИНВАРИАНТНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ КАК ФУНКЦИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Как известно, инвариантное дифференциальное сечение рождения вторичных частиц в зависимости от кинетической энергии и угла вылета  $\theta$  записывается в следующем виде

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \frac{1}{2\pi p} \frac{d\sigma}{dT \cos\theta}, \quad /5/$$

где  $p$  - импульс вторичной частицы. Если это выражение проинтегрировать по угловой переменной, получим формулу

$$f(T) = \int \frac{d}{d \cos\theta} \left( \frac{1}{2\pi p} \frac{d\sigma}{dT} \right) d \cos\theta = \frac{1}{4\pi p} \frac{d\sigma}{dT}. \quad /6/$$

На рис. 2 представлена проинтегрированная по угловой переменной зависимость инвариантного инклюзивного сечения рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов из  $\pi^-C$ -взаимодействий от кинетической энергии  $T$ . Видно, что эта зависимость имеет экспоненциальный характер и, следовательно, описывается формулой следующего вида

$$\frac{1}{4\pi p N} \frac{\Delta N}{\Delta T} = A \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right). \quad /7/$$

Значения параметра  $T_0$  и  $\chi^2$  на одну степень свободы приводятся в табл. 1. Следует отметить, что это значение  $T_0 = 0,290 \pm 0,012 / \text{ГэВ}$  существенно больше значений, полученных в рабо-

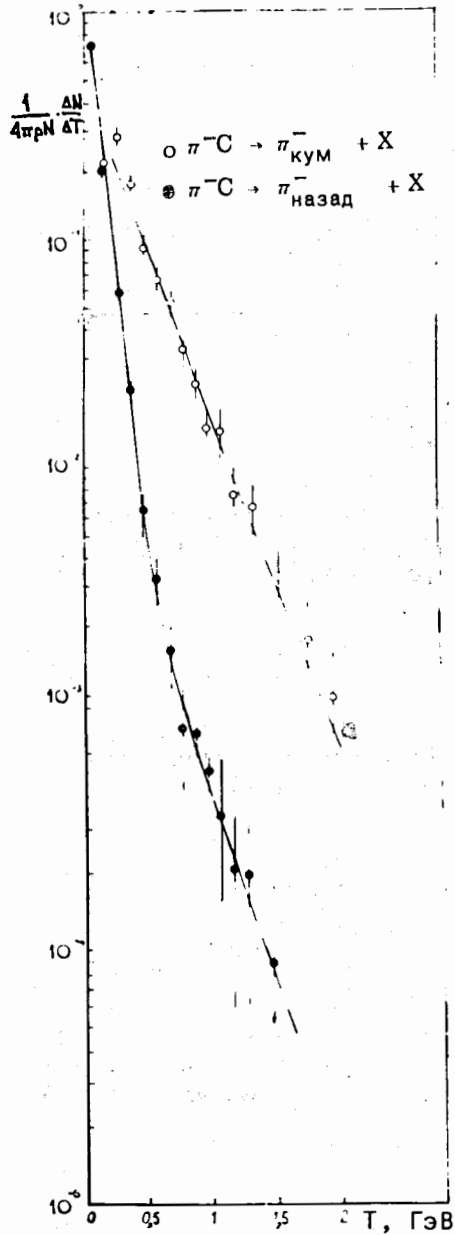


Рис. 2. Зависимость от кинетической энергии инвариантного сечения рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов /о/ и  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе координат /●/.

тах  $^{5-15}$  для всех вторичных  $\pi^-$ -мезонов, летящих в заднюю полусферу.

Как показано в работах  $^{25}$ ,  $\pi^-$ -мезоны из  $\pi^-$ -С-взаимодействий, удовлетворяющие критерию  $p_k > 0,5$ , образуются в области фрагментации ядра-мишени, так как для этих частиц среднее значение быстрое составляет  $-0,12 \pm 0,03$ . Кроме того, эти частицы имеют существенно больший средний поперечный импульс  $\langle p_t \rangle_{\text{кум}} = (0,800 \pm 0,040)$  ГэВ/с по сравнению со средним для всех частиц  $^{1}(\langle p_t \rangle = 0,354 \pm 0,001$  ГэВ/с)  $^{27}$  и среднее значение углов вылета для них равно  $(97,8 \pm 1,5)^\circ$ . Также отметим, что кумулятивные  $\pi^-$ -мезоны из  $\pi^-$ -С-взаимодействий имеют практически изотропное распределение по  $\text{Cos} \theta$  в области  $-1,0 < \text{Cos} \theta < 0,6$  /см. рис. 3/.

На рис. 4а,б представлены инвариантные энергетические спектры кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов при двух различных значениях

$$\text{массы мишени } M_t^{\text{ch}} = \sum_{i=1}^{n_{\text{ch}}} (E - p_{\perp i}) / m_p$$

Значения параметра наклона приведены в табл. 1. Видно, что с увеличением массы мишени  $T_0$  несколько возрастает.

Для сравнения на рис. 2 представлен также спектр кинетических энергий всех  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих в заднюю полусферу

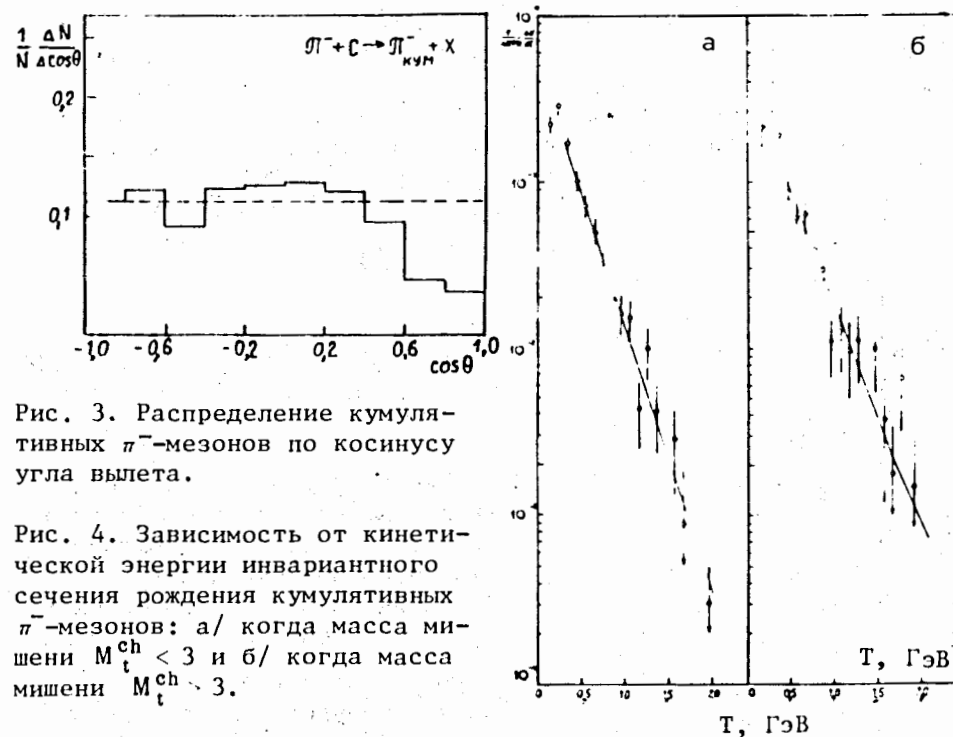


Рис. 3. Распределение кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов по косинусу угла вылета.

Рис. 4. Зависимость от кинетической энергии инвариантного сечения рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов: а/ когда масса мишени  $M_t^{\text{ch}} < 3$  и б/ когда масса мишени  $M_t^{\text{ch}} \sim 3$ .

в лабораторной системе координат. Данную зависимость можно аппроксимировать суммой двух экспонент, т.е.

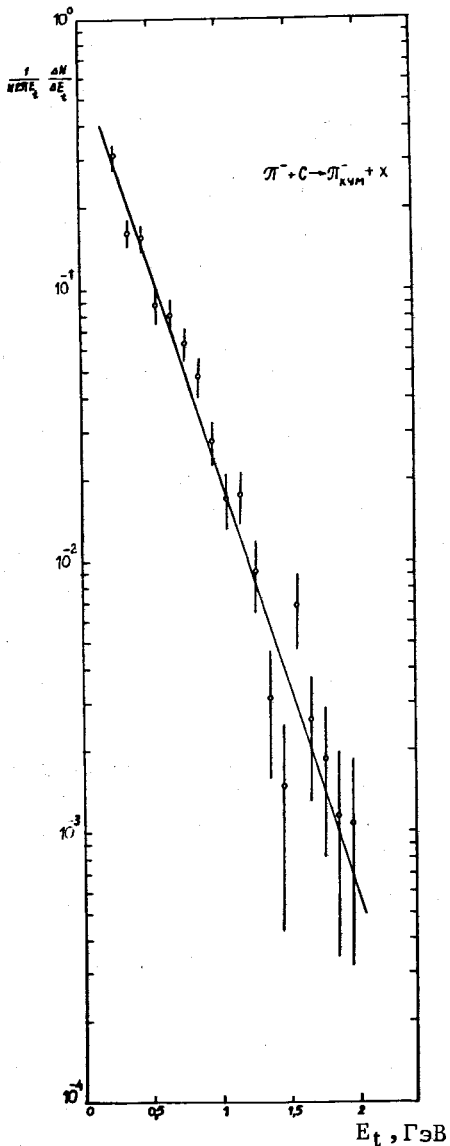
$$f(T) = A_1 \exp\left(-\frac{T}{T_{01}}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{T}{T_{02}}\right). \quad /8/$$

Значения параметров  $T_{01}$ ,  $T_{02}$  и  $\chi^2$  на одну степень свободы приводятся в табл. 2. Отметим, что величина  $T_{01} = 0,080 \pm 0,004$  ГэВ находится в согласии с соответствующими данными других экспери-

Таблица 2

Тип взаимодействия	$T_{01}$ , ГэВ	$T_{02}$ , ГэВ	$\chi^2/\nu$
$\pi^- + \text{C} \rightarrow \pi^-_{\text{назад}} + \text{X}$	$0,080 \pm 0,003$	$0,310 \pm 0,103$	0,3

ментов <sup>15-15/</sup>, однако параметр  $T_{02} = /0,310 \pm 0,103/$  ГэВ существенно отличается от  $T_{01}$ , и его численное значение получилось таким же, как и для кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов. Этот факт, по-видимому, указывает на то, что второй наклон, описываемый параметром  $T_{02}$ , обусловлен вкладом назад летящих кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов. Следует отметить также, что данные работ <sup>15-15/</sup> относятся к области спектра  $T < 1$  ГэВ, где вклад кумулятивных частиц мал.



### 5. ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ ПО ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

При исследовании процесса множественного рождения частиц удобно пользоваться релятивистски-инвариантными переменными. Одной из таких переменных является поперечная энергия  $E_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$ , где  $p_t$  и  $m$  - поперечный импульс и масса рассматриваемой частицы.

На рис. 5 приводится инвариантное инклюзивное распределение кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов из  $\pi^-C$ -взаимодействий по поперечной энергии  $E_t$ . Эту зависимость можно аппроксимировать экспоненциальной функцией

$$f(E_t) = \frac{1}{2\pi E_t N} \frac{\Delta N}{\Delta E_t} = A \exp\left(-\frac{E_t}{T_{0t}}\right). \quad /9/$$

Значение параметра  $T_{0t}$  приводится в табл. 1, из которой видно, что численно параметры  $T_0$  и  $T_{0t}$  в пределах ошибок совпадают.

Рис. 5. Зависимость от поперечной энергии инвариантного сечения рождения кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов.

### 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Если на основе теоретических расчетов по КХД на решетке считать, что фазовый переход между адронной и кварк-глюонной фазами ядерной материи происходит при критической температуре  $T_c \approx 0,200$  ГэВ, то значения эффективных температур  $T_0$  и  $T_{0t}$ , полученные при аппроксимации экспериментальных данных по кумулятивным  $\pi^-$ -мезонам из  $\pi^-C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с, находятся в области  $T > T_c$ .

Согласно закону Стефана - Больцмана для идеального газа плотность энергии кварк-глюонной плазмы определяется следующей формулой <sup>19/</sup>

$$\epsilon = \kappa T^4, \quad /10/$$

$$\kappa = \frac{\pi^2}{30} \left(16 + \frac{21}{2} N_f\right), \quad /11/$$

где  $\kappa$  - постоянная Стефана - Больцмана,  $T$  - температура,  $N_f$  - число кварковых ароматов. В случае  $SU(3)$ , цветовой группы с двумя легкими кварками  $u$  и  $d$ ,  $\kappa = 12,2$ . При температуре  $T_c = 200$  МэВ плотность энергии в фазе кварк-глюонной плазмы

составляет  $\epsilon_q = \frac{\pi^2}{30} /16 + 21/T^4 = 2,5$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. Если в качестве  $T$  подставить значение эффективной температуры, полученное для кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов ( $T_0 = 0,290$  ГэВ), то значение плотности энергии получается достаточно большим:  $\epsilon = 10,8$  ГэВ/фм<sup>3</sup>.

Таким образом, можно предположить, что численные значения параметров  $T_0$  и  $T_{0t}$ , полученные для кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов, указывают на возможное существование кварк-глюонной плазмы в локальной области образования кумулятивных частиц.

Авторы выражают благодарность всему коллективу сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ за предоставление экспериментального материала и полезные обсуждения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. - Краткие сообщения по физике, №1. М.: ФИАН, 1971, с.35.
2. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971.
3. Баюков Ю.Л. и др. - ЯФ, 1973, т.18, с.1246.
4. Ставинский В.С. и др. - ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.949.

5. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
6. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1975, т.21, с.1008.
7. Schreoder L.S. et al. - Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.1787.
8. Никифоров Н.А. и др. - ИТЭФ-37, Москва, 1980; Phys. Rev.C, 1980, v.22, p.700.
9. Баяков Ю.Д. и др. - ИТЭФ-85, Москва, 1982.
10. Баяков Ю.Д. и др. - ЯФ, 1982, т.35, с.960.
11. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, 1-82-8, Дубна, 1982.
12. Баатар Ц. и др. - ЯФ, 1982, т.36, с.431.
13. Baldin A.M. et al. - JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
14. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, P1-83-432, Дубна, 1983.
15. Агакишиев Г.Н. и др. - ОИЯИ, P1-85-944, Дубна, 1985; ЯФ, 1987, т.45, с.423.
16. Wilson K.G. - Phys. Rev. D., 1974, 10, p.2445.
17. Polyakov A.M. - Phys. Lett. B, 1975, 59, p.82.
18. Polykov A.M. - Phys. Lett. B, 1978, 72, p.477.
19. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. - Адронная материя в экстремальных условиях. Киев, 1986, с.5.
20. Могилевский О.А. - В сб.: VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1-86-668, т.1, Дубна, 1986, с.227.
21. Gavai R.V., Sats N. - Phys. Lett., 1984, v.145B, p.248.
22. Баатар Ц. и др. - Труды Института физики и техники АН МНР, №27, 1988, с.30.
23. Valea O. et al. - Phys. Lett., 1972, 39B, p.571.
24. Абдурахманов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6937, Дубна, 1973.
25. Баатар Ц. и др. - Известия АН МНР №4, 1988, с.25.
26. Аношин А.И. и др. - ОИЯИ, E1-82-352, Дубна, 1982; ЯФ, 1982, т.36, с.409.
27. Ангелов Н.С. и др. - ОИЯИ, P1-9792, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, т.25, с.1013.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июня 1989 года.