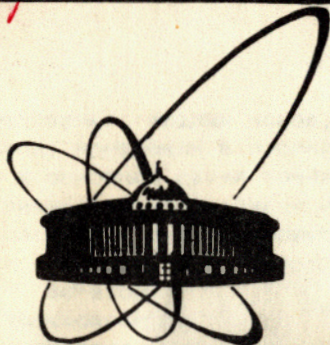


83-199

2883/83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-83-199

6/6-83

К.К.Гудима*, В.Д.Тонеев

ОБРАЗОВАНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
В СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
И ГИПОТЕЗА ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Направлено в журнал "Physics Letters B"

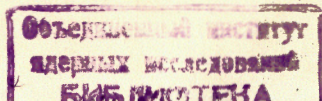
* Институт прикладной физики АН Молд.ССР,
Кишинев.

1983

Столкновения тяжелых ионов, сопровождающиеся рождением странных частиц, привлекли в последнее время большое внимание. Оно вызвано в основном двумя причинами. Во-первых, странные частицы рассматриваются как источник информации о динамике взаимодействия, в частности о ее наиболее ранней стадии, если энергия сталкивающихся ядер не сильно превышает порог рождения странных частиц^{/1/}. Во-вторых, существенное усиление выхода странных частиц в столкновении релятивистских ионов является, по-видимому, наиболее определенным из предсказываемых сигналов возможного фазового перехода адронного вещества в кварк-глюонную плазму^{/2/}.

Короткая история теоретических и экспериментальных исследований этой проблемы выглядит весьма поучительной. Сравнение первых предсказаний теории с предварительными результатами эксперимента^{/3/} показало, что для реакции $Ne + NaF$ при энергии 2,1 ГэВ/нуклон модель ядерного фейрбола^{/4/}, использующая гипотезу химического равновесия, в двадцать раз завышает абсолютный выход K^+ -мезонов, тогда как упрощенный вариант линейной каскадной модели^{/1/}, предполагающий образование каонов лишь в первом неупругом нуклон-нуклонном столкновении и пренебрегающий последующими перерассеяниями рожденных странных частиц, уже дает правильный порядок величины. Этот результат получил, казалось, бы, естественное объяснение^{/4/}: поскольку сечение взаимодействия каонов с нуклонами существенно меньше адрон-нуклонных сечений, то химическое равновесие для странных частиц не успевает установиться в ходе ядро-ядерного соударения. С другой стороны, форма инклюзивных спектров K^+ -мезонов лучше воспроизводится моделью ядерного фейрбола, что указывает на необходимость учета вторичных взаимодействий рожденных частиц. Оказалось, что в рассматриваемой реакции $Ne + NaF$ каоны в среднем испытывают около одного перерассеяния^{/5/}. Но еще более важен факт, что сравнимый выход каонов могут дать также вторичные пионы за счет последующих внутриядерных столкновений с образованием странных частиц^{/6,7/}. Таким образом, при столкновении тяжелых ионов высокой энергии пионы, нуклоны и странные частицы довольно активно вовлечены во взаимодействие, число возможных каналов реакции достаточно велико и можно надеяться на успех термодинамического подхода. В этой связи результаты первых расчетов по модели ядерного фейрбола^{/4/} кажутся сомнительными, а вывод о неприменимости гипотезы химического равновесия для странных частиц требует дополнительной проверки. В этой проверке и состоит цель данной работы.

Наши вычисления основаны на модели фейрстрика^{/8,9/}, которая хотя и не отличается принципиально от модели фейрбола, но более



корректно учитывает геометрию столкновения. Согласно /8,9/ спектр частиц сорта i , образующихся при столкновении двух ядер, может быть представлен в виде

$$\epsilon \frac{d\sigma}{d^3p} = \int d\eta \frac{d\sigma}{d\eta} f_i(\vec{p}, \eta) \quad /1/$$

где геометрический фактор

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \int 2\pi b db \int dx dy W(x, y, b) \delta(\eta - \eta_b(x, y))$$

однозначно определяется распределением ядерной плотности в снаряде ρ_P и мишени ρ_T при фиксированном значении параметра удара b :

$$\eta_b(x, y) = \frac{W_P(x, y, b)}{W_P(x, y, b) + W_T(x, y, b)}$$

$$W = W_T + W_P, \quad W_{P, T} = \int dz \rho_{P, T}(x, y, z, b)$$

Каждый "стрик" η с фиксированной долей нуклонов из ядра-снаряда распадается подобно ядерному фейрболу. Предполагая термодинамическое равновесие, для спектра частиц в собственной системе "стрика" будем иметь

$$f_i(\vec{p}, \eta) = \sqrt{p^2 + m_i^2} \frac{V g_i}{(2\pi)^3} \left[\exp\left(\frac{\sqrt{p^2 + m_i^2} - \mu_i}{T}\right) \pm 1 \right]^{-1}, \quad /2/$$

где g_i , $\mu_i \equiv \mu_i(\eta)$ и $T \equiv T(\eta)$ - спиновый фактор, химический потенциал и температура "стрика". Наряду с адронами, их резонансами и легчайшими ядрами, учтенными в /9/, мы включили в рассмотрение странные частицы со странностью $|s_i| = 1$ и 2 , а также все соответствующие типы античастиц. Предполагая установление химического равновесия между всеми типами частиц, можно выразить химический потенциал любой частицы лишь через три неизвестных величины: $\mu_i = \mu_i(\mu_p, \mu_n, \mu_{K^0})$. Химические потенциалы для протонов (μ_p), нейтронов (μ_n) и K^0 -мезонов (μ_{K^0}), а также неизвестная температура $T(\eta)$ находятся для каждого "стрика" из решения четырех уравнений, выражающих законы сохранения энергии E , электрического заряда Z , барионного числа B и странности S :

$$E/V = \sum_i \langle \epsilon_i \rangle; \quad Z/V = \sum_i z_i \nu_i;$$

$$B/V = \sum_i b_i \nu_i \quad \text{и} \quad S/V = 0 = \sum_i s_i \nu_i,$$

где малыми буквами обозначены плотности соответствующих сохра-

няющихся величин. Плотность числа частиц типа i ν_i и средняя энергия $\langle \epsilon_i \rangle$ определены обычным образом:

$$\nu_i = \frac{N_i}{V} = \frac{1}{V} \int f_i(\vec{p}, \eta) \frac{d^3p}{\epsilon} = \frac{g_i m_i^2}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\mp)^{n+1}}{n} e^{-\frac{n\mu_i}{T}} K_2\left(\frac{n m_i}{r}\right),$$

$$\langle \epsilon_i \rangle = \frac{1}{\nu_i V} \int \sqrt{p^2 + m_i^2} f_i(\vec{p}, \eta) \frac{d^3p}{\epsilon} =$$

$$= \frac{g_i m_i^3}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\mp)^{n+1}}{n} e^{-\frac{n\mu_i}{T}} \left[K_1\left(\frac{n m_i}{r}\right) + \frac{3r}{n m_i} K_2\left(\frac{n m_i}{r}\right) \right], \quad /3/$$

где $K_n(x)$ - функция Макдональда. Единственной неопределенной величиной остается объем взаимодействия V , приходящийся на один барион,

$$V = \frac{1}{\nu_B} = \frac{1}{\sum b_i \nu_i}, \quad /4/$$

который фиксируется плотностью, при которой происходит распад "стрика" /плотность "закалки"/ $\nu_c = \sum \nu_i$. При расчетах мы приняли $\nu_c = 0,12 \text{ фм}^{-3}$.

Таким образом, известны все величины, входящие в формулу для инклюзивного спектра частиц. Рассчитанные по формулам /1/, /2/ спектры нестранных адронов практически совпадают с результатами обычной модели фейрстрика /9/. Для странных частиц, античастиц или в других случаях, когда частицы рождаются ассоциативно, недостаточно ограничиться учетом их влияния на μ и T через законы сохранения, но и сама формула /2/ требует уточнения /10/. В частности, если каоны рождались бы только через канал $N+N \rightarrow N+K+\Lambda$, то вероятность определялась бы числом возможных $K-\Lambda$ пар:

$$\frac{1}{\epsilon_K} \tilde{f}_K(\vec{p}_K, \eta | \vec{p}_\Lambda, \eta) = \frac{1}{\epsilon_\Lambda} \tilde{f}_\Lambda(\vec{p}_\Lambda, \eta | \vec{p}_K, \eta) = \frac{1}{\epsilon_K} f_K(\vec{p}_K, \eta) \frac{1}{\epsilon_\Lambda} f_\Lambda(\vec{p}_\Lambda, \eta). \quad /5/$$

Если нас интересуют только каоны, то условную вероятность /5/ необходимо проинтегрировать по всем доступным импульсам Λ -частицы:

$$\tilde{f}_K(\vec{p}_K, \eta) = \int \tilde{f}_K(\vec{p}_K, \eta | \vec{p}_\Lambda, \eta) \frac{d^3p_\Lambda}{\epsilon_\Lambda} = f_K(\vec{p}_K, \eta) V \nu_\Lambda. \quad /6/$$

В появившемся дополнительно по сравнению с /2/ факторе $V \nu_\Lambda$ можно исключить объем, воспользовавшись соотношением /4/,

$$V_{\nu\Lambda} = \left(\frac{\nu_p}{\nu_B}\right) \frac{\nu\Lambda}{\nu_p}$$

где ν_p - плотность свободных /т.е. не связанных в ядерные фрагменты/ протонов.

Для обсуждаемой реакции $\text{Ne} + \text{NaF}$ при $T_0 = 2,1$ ГэВ/нуклон средняя температура $\tau \approx 100$ МэВ, т.е. $m_p \gg \tau$ и $m_\Lambda \gg \tau$, поэтому в сумме /3/ можно оставить лишь первый член и воспользоваться

разложением функции Макдональда $K_2(x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x}$. Тогда

$$V_{\nu\Lambda} = \left(\frac{\nu_p}{\nu_B}\right) \left(\frac{m_\Lambda}{m_p}\right)^{3/2} e^{(\mu_\Lambda - \mu_p)/\tau} e^{-(m_\Lambda - m_p)/\tau} \quad /7/$$

Поскольку $\mu_p - \mu_\Lambda = \mu_K \approx 100$ МэВ и $\nu_p/\nu_B \approx 1/4$, то $V_{\nu\Lambda} \approx 0,021$, т.е. данный канал будет подавлен примерно в 50 раз по сравнению с предсказаниями работы /4/.

Аналогично для канала $\pi + N \rightarrow N + K + \bar{K}$ фактор подавления равен

$$V_{\nu\bar{K}} = \left(\frac{\nu_p}{\nu_B}\right) \left(\frac{m_K}{m_p}\right)^{3/2} e^{(\mu_K - \mu_p)/\tau} e^{-(m_K - m_p)/\tau}$$

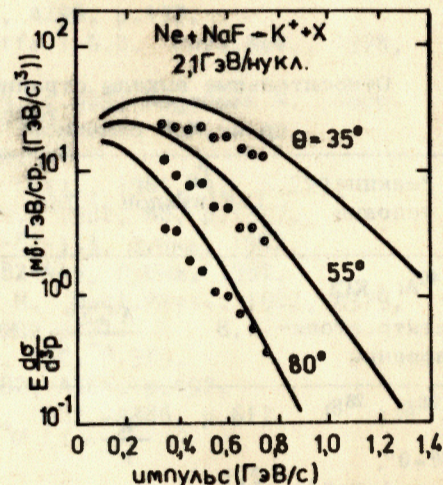
что дает примерно 1/25 для рассматриваемой реакции. В общем случае необходимо просуммировать /6/ по всем каналам, в которых возможно ассоциативное рождение данной частицы,

$$\vec{f}_K(\vec{p}, \eta) = f_K(\vec{p}, \eta) \sum_i V_{\nu_i} \delta(v_K + v_i)$$

На рис.1 рассчитанные инклюзивные спектры K^+ -мезонов сравниваются с экспериментальными. Модель неплохо передает форму распределения, абсолютные теоретические значения превышают экспериментальные примерно в полтора-два раза, но не в двадцать раз, как в работе /4/. Оставшееся расхождение с опытом вполне понятно: термодинамические модели файрстрика и файрбола пренебрегают прозрачностью сталкивающихся ядер, предполагая, что вся энергия относительного движения переходит в тепловую энергию. Это приводит к завышению числа как рождаемых пионов, что уже отмечалось ранее /9/, так и странных частиц. Поэтому можно ожидать, что термодинамические модели более надежные предсказания дают для отношения выхода странных частиц к пионам.

Сравнение рассчитанных относительных странных частиц со всеми имеющимися на сегодняшний день экспериментальными данными приведено в таблице. Следует заметить, что наблюдаемые на опыте Λ^0 -гипероны могут быть образованы непосредственно или в результате распада Σ^0 , поэтому экспериментальные значения необходимо

Спектры K^+ -мезонов, образованных в столкновении $\text{Ne} + \text{NaF}$ при энергии 2,1 ГэВ/нуклон. Точки - эксперимент /3/, кривые - результаты расчета по модели файрстрика с учетом ассоциативности рождения.



сопоставлять с рассчитанной суммой выходов Λ^0 -и Σ^0 -гиперонов. Для реакции $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ /2,1 ГэВ/нуклон/ измерения проводились лишь под углом $\theta=0^\circ$ при импульсе 1 ГэВ/с /12/, тогда как теоретические значения относятся к полному выходу частиц. С учетом этих замечаний следует признать, что достигнутое согласие с опытом вполне удовлетворительное.

Таким образом, расчеты в рамках термодинамических моделей, учитывающих ассоциативность рождения странных частиц, предсказывают правильные относительные выходы частиц. Это указывает на то, что гипотеза химического равновесия не противоречит эксперименту и высоковозбужденная ядерная система, образованная при соударении тяжелых ионов, по-видимому, находится достаточно близко к состоянию химического равновесия. По крайней мере странные частицы в этом отношении не являются выделенными по сравнению с нестранными адронами*.

Очевидно, что учет свойства ассоциативности важен также при рассмотрении процессов рождения античастиц, гиперфрагментов и мультигиперфрагментов. Мы обсудим эти результаты в отдельной статье. В этой связи работы /16,17/, где это свойство не было учтено, должны быть пересмотрены. Сделанное выше замечание, в принципе, относится и к неравновесному подходу, развиваемому в работах /17,18/, в котором не используется гипотеза химического равновесия, но пренебрегается ассоциативностью рождения частиц.

*Эффекты ядерной среды, приводящие к нарушению химического равновесия, особенно важны для образования сложных частиц /15/.

Таблица

Относительные выходы странных частиц из столкновений тяжелых ионов

Реакция, условия	T_0 ГэВ/нуклон	Теория	Эксперимент	Ссылка
$^{40}\text{Ar} + \text{KCl}$ центр. столкновения	1,8	$\frac{\Lambda^{\circ} + \Sigma^{\circ}}{\pi^{-}} = 9 \cdot 10^{-3}$	$\frac{\Lambda^{\circ}}{\pi^{-}} = \frac{0,04 \pm 0,01}{5,8} = 7 \cdot 10^{-3}$	[11]
$^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ $\theta = 0^{\circ}$, $p = 1$ ГэВ/с	2,1	$\frac{\text{K}^{-}}{\pi^{-}} = 1,1 \cdot 10^{-3}$	$\frac{\text{K}^{-}}{\pi^{-}} = (3,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$	[12]
$\alpha + ^6\text{Li}$ все события	3,66	$\frac{\Lambda^{\circ} + \Sigma^{\circ}}{\pi^{-}} = 1,5 \cdot 10^{-2}$ $\frac{\text{K}^{\circ}}{\pi^{-}} = 1,6 \cdot 10^{-2}$	$\frac{\Lambda^{\circ}}{\pi^{-}} = (2,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$ $\frac{\text{K}^{\circ}}{\pi^{-}} = (1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$	[13]
$^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ все события	3,34	$\frac{\Lambda^{\circ} + \Sigma^{\circ}}{\pi^{-}} = 1,28 \cdot 10^{-2}$ $\frac{\text{K}^{\circ}}{\pi^{-}} = \frac{\text{K}^{\circ}}{2\pi^{-}} = 7,2 \cdot 10^{-3}$	$\frac{\Lambda^{\circ}}{\pi^{-}} = \frac{0,046 \pm 0,010}{3,4} = 1,35 \cdot 10^{-2}$ $\frac{\text{K}^{\circ}}{\pi^{-}} = \frac{0,023 \pm 0,003}{3,4} = 6,7 \cdot 10^{-3}$	[14]

ЛИТЕРАТУРА

1. Randrup J., Ko C.M. Nucl.Phys., 1980, A343, p.519.
2. Rafelski J., Hagedorn R. In: Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons. (Ed. by H.Satz). North-Holland Comp., Amsterdam, 1981, p.253; Shuryak E.V. Phys.Lett., 1979, 81B, p.65; Phys.Rep., 1980, 61, p.71.
3. Schnetzer S. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.989.
4. Asai F., Sato H., Sano M. Phys.Lett., 1981, 98B, p.19.
5. Randrup J. Phys.Lett., 1981, 99B, p.9.
6. Haleman T.R., Mekjian A.Z. Phys.Rev., 1982, C25, p.2398.
7. Ko C.M. Phys.Rev., 1981, C23, p.2760.

8. Myers W.D. Nucl.Phys., 1978, A296, p.177.
9. Gosset J., Kapusta J.I., Westfall G.D. Phys.Rev., 1978, C18, p.844.
10. Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, 104, с.539; Hagedorn R. Supp. Nuovo Cim., 1968, 6, p.311; Максименко В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, с.340.
11. Harris J.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.229.
12. Shör A. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.1597.
13. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-82-333, Дубна, 1982.
14. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, Д1-82-445, Дубна, 1982.
15. Rörke G., Münchow L., Schulz H. Nucl.Phys., 1982, A379, p.536; Phys.Lett., 1982, C110, p.21.
16. Olive K.A. Phys.Lett., 1980, 95C, p.355.
17. Mekjian A.Z. Nucl.Phys., 1982, A384, p.492.
18. Biró T.S. et al. Nucl.Phys., 1982, A386, p.617.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, ИРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Гудима К.К., Тонеев В.Д. P2-83-199
Образование странных частиц в столкновении тяжелых ионов и гипотеза химического равновесия

В рамках модели файрстрика с использованием гипотезы химического равновесия показано, что учет ассоциативности рождения странных частиц в высокоэнергетическом столкновении тяжелых ионов существенно улучшает описание относительных выходов частиц. Отмечается разумное согласие предсказаний модели с последними экспериментальными результатами по рождению странных частиц, полученными в Беркли и Дубне.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Gudima K.K., Toneev V.D. P2-83-199
Strange Particle Production in the Heavy-Ion Collision and the Chemical Equilibrium

Relative particle yield in the high-energy heavy-ion collisions is described in the framework of the firestreak model by assuming chemical equilibrium. The agreement between theory and experiment is essentially improved allowing for the associated production of strange particles. The model predictions for the strange particle production are in a reasonable agreement with the recent experimental results from Dubna and Berkeley.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.