

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 343с2 + С 343а

Г-935

3877/2-77

26/IX-77

P2 - 10769

К.К.Гудима, Х.Иве, В.Д.Тонеев

СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР
ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ:
ЭВОЛЮЦИЯ ЗОНЫ СЖАТИЯ

1977

P2 - 10769

К.К.Гудима, Х.Иве, В.Д.Тонеев

СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР
ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ:
ЭВОЛЮЦИЯ ЗОНЫ СЖАТИЯ

Направлено в "Zeitschrift für Physik A"

Столкновения ядер при релятивистских энергиях: эволюция
зоны сжатия

На основе реалистической модели внутриядерного каскада, описывающей большую совокупность экспериментальных данных, исследуется пространственно-временная эволюция зоны сжатия, формирующейся при центральном соударении двух ядер. Полученные величины максимально достижимого сжатия оказываются существенно ниже значений, следующих из экстремальных гидродинамических оценок. Пространственное распределение зоны сжатия не имеет формы классического конуса Маха. Наряду с зоной сжатия отмечается существование зоны разрежения, приводящей к эффекту типа "мертвой воды". Обсуждаются характеристики пионной компоненты, образованной в ядерных столкновениях при релятивистских энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Evolution of the Compressed Zones in
Collisions of Nuclei at Relativistic
Energies

On the basis of a relativistic intranuclear-cascade model reproducing a great amount of experimental data, the space-and-time evolution of the compressed zone formed in head-on collisions of two nuclei is investigated. The maximum compression achieved turns out to be essentially lower than those following from extreme hydrodynamic estimations. The spatial distribution of the compressed zone has not the shape of the classical Mach cone. The existence of a rarefied zone resulting in the effect of the "dead water" type is found. Characteristics of pions from collisions of nuclei at relativistic energies are discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. Открывшиеся в Дубне и Беркли уникальные возможности ускорения тяжелых ионов вплоть до релятивистских энергий усилили интерес к исследованию ядерной материи в необычных условиях. Активно обсуждаются возможности получения ядер в аномальных состояниях^{/1-3/} обнаружения ядерного π -конденсата^{/4-6/}, поиска коллективных возбуждений типа ударной волны, формируемой в результате неупругого столкновения двух ядер^{/7/}. Во всех этих явлениях одним из важнейших параметров является величина достигаемого сжатия. Значительный интерес представляет также форма зоны уплотнения и характер ее эволюции. Простые гидродинамические оценки, выполненные в связи с проблемой ударных волн^{/8-11/}, не внушают особого доверия: условия применимости гидродинамического рассмотрения к ядро-ядро столкновениям в обсуждаемой области энергий сомнительны, не известно уравнение состояния сильно сжатого "горячего" ядерного вещества^{/12/}. Из-за сложности рассматриваемой задачи взаимодействия двух ядер применимость гидродинамического или любого другого подхода не может быть строго и полностью обоснована a priori. Решающее слово здесь остается за экспериментом. Фактически, до последнего времени не было проведено прямого сопоставления результатов гидродинамических расчетов с опытом, позволяющего судить о справедливости этого подхода к описанию столкновений между ядрами*.

*Первым шагом в этом направлении можно считать недавнюю работу^{/13/}, где обсуждаются инклюзивные спектры протонов из реакции $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$, но при "умеренной" энергии $T_0 = 250 \text{ МэВ/нукл}$. Мы благодарны Дж. Р. Никсу за предоставление нам этой статьи.

В данной статье обсуждаются сжатие ядерного вещества и пространственно-временная эволюция зоны сжатия при центральных соударениях на основе развитой ранее каскадной модели /14,15/. Независимые попытки оценить степень сжатия ядер в рамках классических моделей негидродинамической природы были предприняты также в работах /16,17/. Хотя эти модели тоже исходят из микроскопического /кинетического/ рассмотрения ядерной реакции, но они реализуют упрощенную схему взаимодействия без учета ряда важных эффектов /в частности, принципа Паули, процессов мезообразования/. Кроме того, в работах /16,17/ полностью отсутствует сравнение результатов расчета с измеренными на опыте характеристиками ядерной реакции, что оставляет открытым вопрос о степени соответствия полученных /модельных/ оценок сжатия реальным значениям.

2. В модели внутриядерного каскада взаимодействие двух ядер при высоких энергиях выглядит как процесс соударения двух облаков газа. При этом учтены диффузность плотности ядра и ядерного потенциала, эффект лоренцевского сжатия, принцип Паули, процессы рождения π -мезонов, а также уменьшение числа нуклонов снаряда и мишени по мере развития внутриядерного каскада. Для сечений взаимодействия и характеристик столкновения адронов использованы аппроксимации имеющихся экспериментальных данных /18/. Каскад последовательно прослеживался во времени с помощью метода Монте-Карло. Детальное описание модели приведено в работе /15/.

Следует подчеркнуть, что предложенный вариант модели хорошо воспроизводит разнообразные характеристики ядерных реакций /см. /15,19/ /. Пример согласия с экспериментом для реакции $^{16}\text{O} + \text{AgBr}$ при энергии первичного пучка ионов кислорода 2 ГэВ/нукл. приведен на рис. 1. Расчет выполнен с точным соблюдением условий эксперимента /20/. Каскадная модель передает как форму, так и абсолютную величину обсуждаемой характеристики. Наблюдаемое на рис. 1 отклонение от "гладкой" кривой вблизи угла $\theta \approx 50^\circ$ интерпретировалось в рабо-

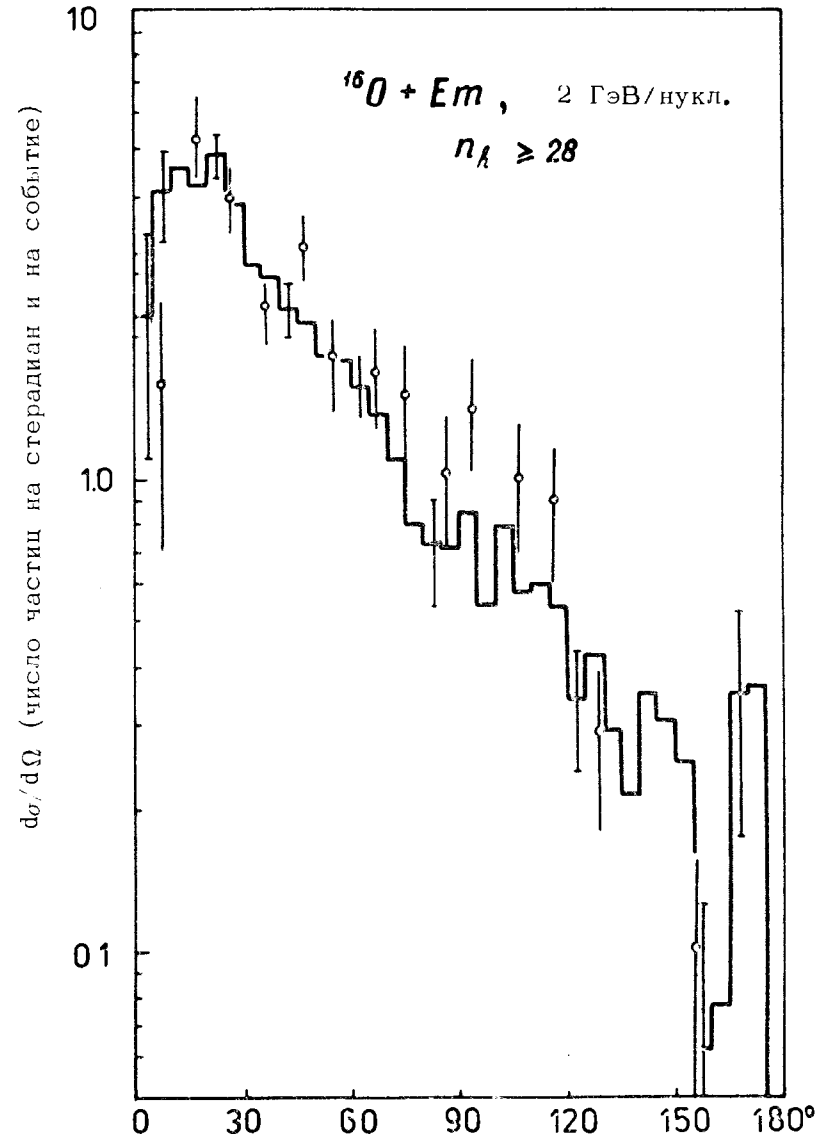


Рис. 1. Угловое распределение протонов с энергией меньше 450 МэВ в звездах ядерной фотозумульсии с $n_A \geq 28$, облученной ионами ^{16}O с энергией 2 ГэВ/нукл. Гистограмма - предсказания каскадной модели, точки - эксперимент /20/.

те^{/20/} как возможное проявление эффекта ударной волны. Полный анализ имеющихся экспериментальных данных по неупругим столкновениям двух ядер, включая попытки обнаружения ядерных ударных волн, выполнен на основе нашей модели в работе ^{/15/}.

Неплохое количественное согласие с опытом, которое обеспечивает каскадная модель для различных характеристик, включая /см. рис. 1/ события, отвечающие "центральному" соударению ядер, дает основание использовать эту модель и для расчета плотности частиц, реализующейся в таких столкновениях. При этом исследуются в основном те же реакции, которые обсуждались нами в ^{/15/} в связи с анализом экспериментов по поиску ударных волн. В данной работе мы ограничимся рассмотрением лишь центральных столкновений.

3. Математической основой каскадных моделей являются уравнения больцмановского типа для одночастичной функции распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$, нормированной так, что

$$\rho(\vec{r}, t) = \int d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t), \quad /1/$$

где $\rho(\vec{r}, t)$ - интересующая нас локальная плотность частиц. Найденные по N_0 независимым испытаниям функция

$$\text{распределения } f(\vec{r}, \vec{p}, t) \approx \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} f_i(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad \text{и, соответст-}$$

венно, плотность числа частиц $\rho(\vec{r}, t)$ сильно флюктуируют. Поэтому необходимо усреднить их по малому объему вблизи точки \vec{r} в каждый выбранный момент времени t .

Используя цилиндрическую симметрию задачи, удобно разбить весь объем взаимодействующих ядер на ячейки с шагом Δz по оси столкновения z и толщиной цилиндрического кольца Δr . Разбиение выполнено в лабораторной системе координат с выбором $\Delta z = 0,3-0,5$ /Фм

и $\Delta r = 0,5$ Фм, обусловленным необходимостью иметь представительную выборку в каждой ячейке *.

На рис. 2-5 показаны "моментальные фотографии" величины относительной плотности числа частиц $\rho(r, z, t) / \rho_0$ для различных ядерных комбинаций при двух значениях энергии бомбардирующих ионов T_0 . Время дано в единицах 10^{-23} с, $\rho_0 = 0,18$ нукл. · Фм⁻³ - плотность нуклонов в центре ядра-мишени до столкновения. На рисунках указано также относительное положение сталкивающихся ядер в каждый рассматриваемый момент времени t .

Следует подчеркнуть, что "истинные" значения термодинамических характеристик, в том числе и плотности частиц, должны определяться в собственной системе координат. Другими словами, для каждого выделенного элемента объема необходимо перейти в систему, где суммарный импульс частиц равен нулю. Плотность числа частиц в этой системе n известным образом связана с плотностью в лабораторной системе

$$\rho = \gamma n, \quad /2/$$

где $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$, v - скорость /в единицах скорости света/ выделенного элемента объема относительно лабораторной системы координат. Таким образом, γ -фактор оказывается различным для каждой ячейки. В этой связи следует отметить, что выбор системы центра масс вместо лабораторной, как, например, в работах ^{/16,17/}, не обладает каким-либо преимуществом, поскольку в обоих случаях мы будем иметь дело с "кажущимся", а не "истинным" сжатием.

4. Из рассмотрения "моментальных фотографий" видно, что в ходе эволюции зоны сжатия существует момент t_c и пространственная точка \vec{r}_c , где сжатие достигает

* Число историй N_0 , прослеженных для каждой комбинации сталкивающихся ядер, составляло в наших расчетах 100-300 и определялось главным образом разумным вычислительным временем. При этом в каждой ячейке находилось в среднем ~100 частиц.

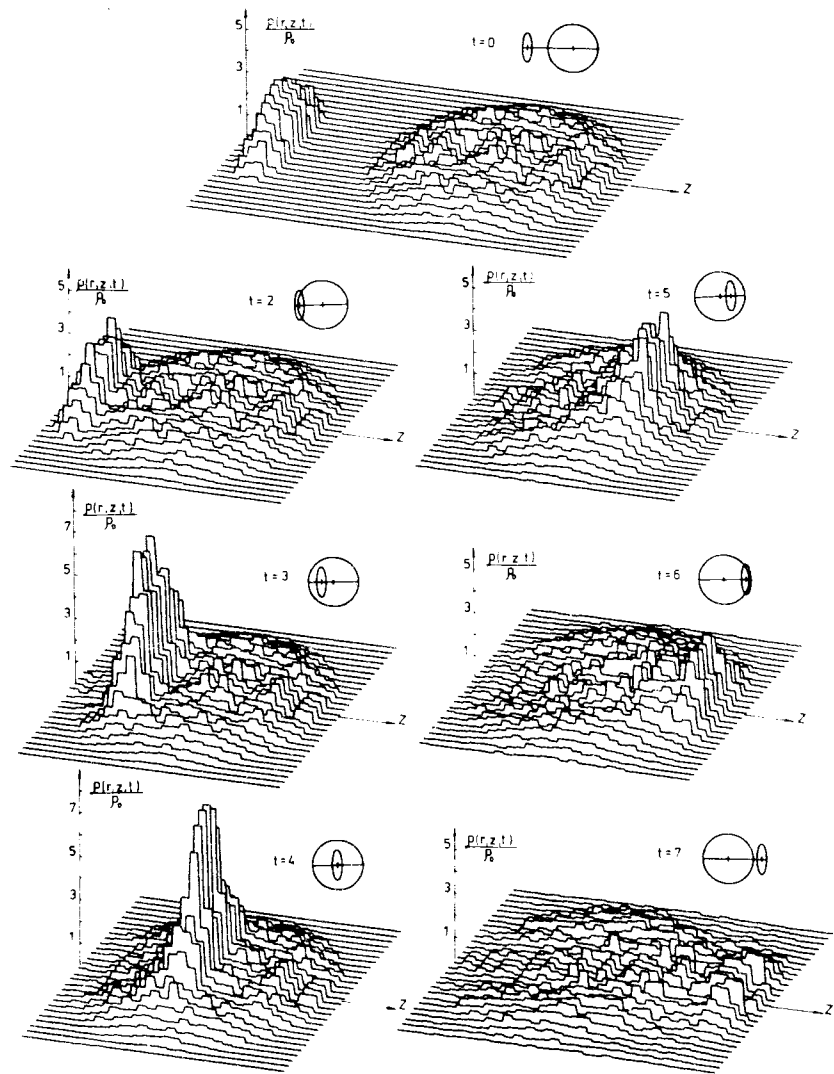


Рис. 2. Пространственно-временное развитие зоны сжатия при центральном соударении ядер $^{16}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$. Энергия бомбардирующего ядра $\gamma_0 = 2,1$ ГэВ/нукл. /см. текст/.

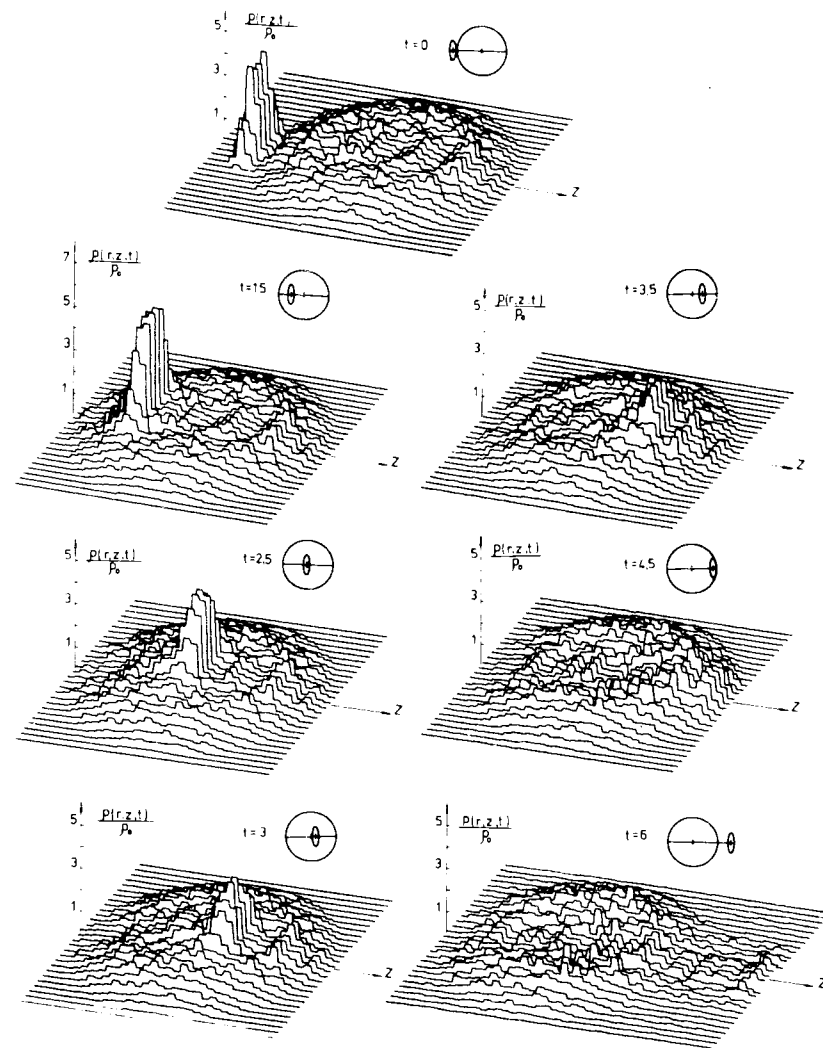


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для реакции $^4\text{He} + ^{107}\text{Ag}$ /2,1 ГэВ/нукл./.

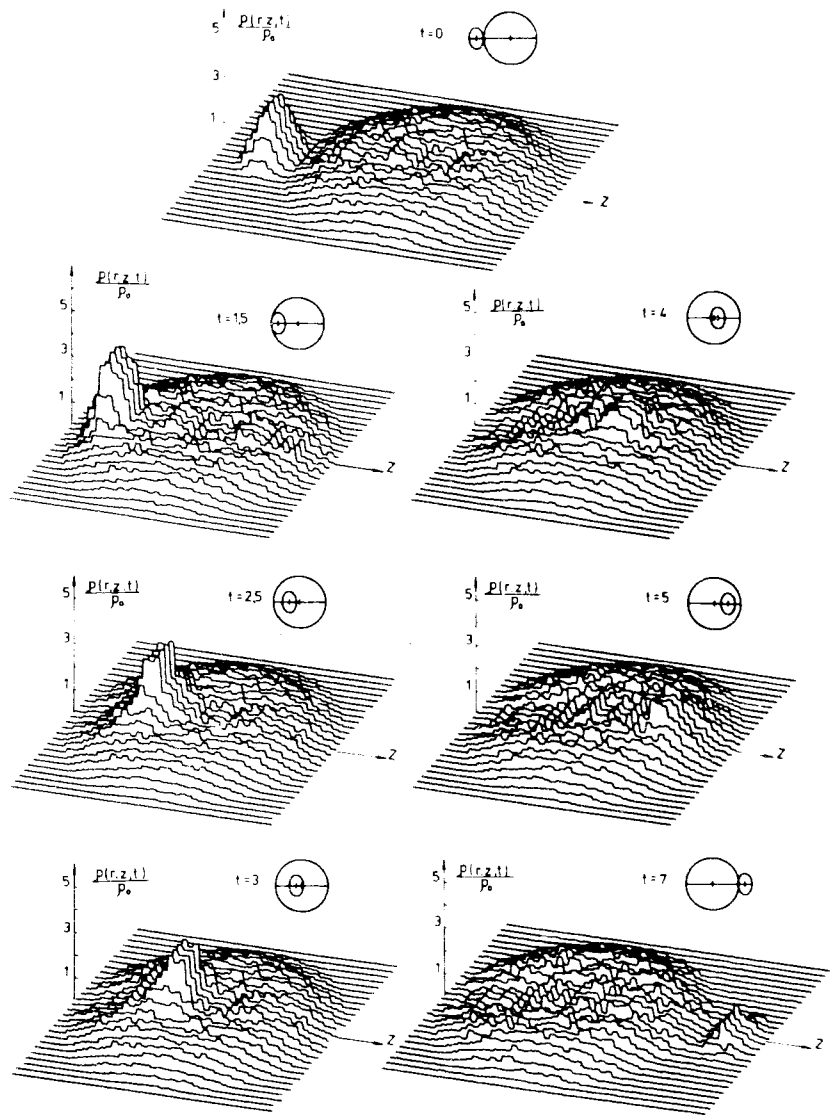


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для реакции ${}^4\text{He} + {}^{107}\text{Ag}$ /0,5 ГэВ/нукл./.

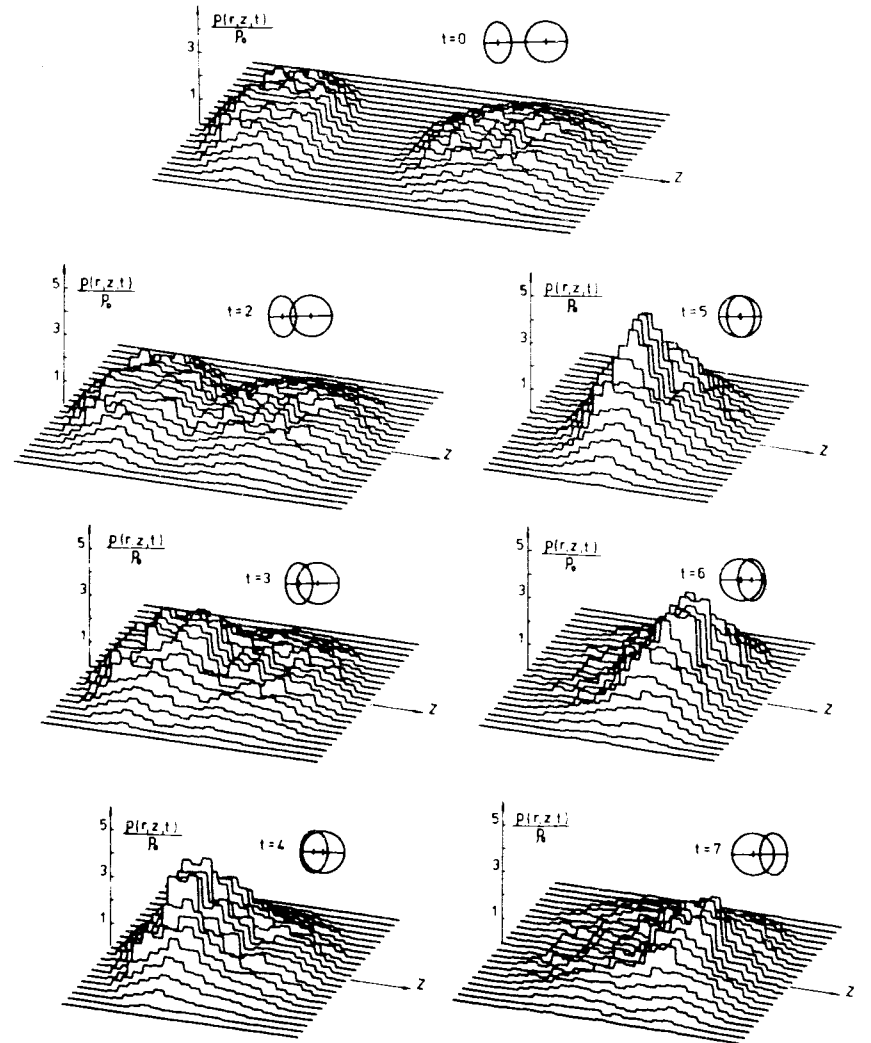


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, но для реакции ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$ /0,5 ГэВ/нукл./.

максимальной величины, $\rho_{\max}/\rho_0 \approx \rho(\vec{r}_c, t_c)/\rho_0$ (времена $t > t_c$ отвечают стадии разлета). Так, в реакции $^{16}\text{O} + \text{Ag}$ при $T_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нукл.}$ (рис. 2) $\rho_{\max}/\rho_0 \approx 8$ при $t_c = 4$. Следует подчеркнуть, что на рисунках приведена плотность всех частиц; при $T_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нукл.}$ происходит интенсивное мезообразование, вклад π -мезонов в величину ρ_{\max}/ρ_0 составляет 2,0 и 0,5 в реакциях с ионами ^{16}O и ^4He , соответственно.

Для того чтобы понять, насколько велики /или малы/ значения ρ_{\max}/ρ_0 , сопоставим их с величинами, которые получаются в гидродинамическом подходе. Ответ будет зависеть от выбранного уравнения состояния. Допуская, что энергия, приходящаяся на один нуклон ядра /в собственной системе координат этого ядра/, может быть представлена как

$$\epsilon/n = \epsilon_1(\nu) + I/n, \quad /3/$$

где первый член в правой части характеризует сжатие ядра, а второй - возбуждение, уравнение состояния, выражающее связь давления \mathcal{P} с температурой и плотностью частиц, принимает вид

$$\mathcal{P} = n^2 \frac{\partial(\epsilon/n)}{\partial n} \Big|_{s=\text{const}} = \left[\nu^2 \frac{\partial \epsilon_1(\nu)}{\partial \nu} - \frac{2}{3} \nu \epsilon_1(\nu) \right] n_0 + \frac{2}{3} \epsilon_1(\nu) n_0 + \frac{2}{3} \epsilon_1(\nu) n_0, \quad /4/$$

$$\equiv F(\nu) n_0 + \frac{2}{3} \epsilon_1(\nu) n_0.$$

Здесь $\nu = n/n_0$, n_0 - плотность числа частиц невозмущенной ядерной материи /для ядра-мишени в лабораторной системе $n_0 \approx \rho_0$ /.

При получении /4/ мы предположили, что тепловая часть энергии I имеет такую же зависимость от температуры и плотности, как и в случае нерелятивистского ферми-газа, т.е. $\mathcal{P} = \frac{2}{3} I$. Если интересоваться лишь оценкой максимального сжатия, то можно не решать гидродинамические уравнения, а воспользоваться законами сохранения, записанными "на скачке" плотности, пре-

небрегая возможными эффектами частичной "прозрачности" ядер, ослабления сталкивающихся потоков и т.п. Используя релятивистскую формулировку законов сохранения числа частиц, их энергии и импульса, а также уравнение состояния /4/, для величины максимального сжатия ν_m нетрудно получить уравнение /13,21/

$$\nu_m (3 - 5\gamma_0^2 + 2\gamma_0 \nu_m) \epsilon_0 + 3(\nu_m - \gamma_0) \cdot F(\nu_m) = 0, \quad /5/$$

где $\epsilon_0 = \epsilon_1(\nu)|_{\nu=1} = m_0 + B_0$ - энергия, приходящаяся на один нуклон в основном состоянии ядра, которая с точностью до энергии связи B_0 совпадает с массой свободного нуклона m_0 . В приближении, близком по физике к каскадной модели, когда ϵ_1 не зависит от плотности n /т.е. для случая ферми-газа/, уравнение /5/ разрешается явно

$$\nu_m = \frac{5}{2} \gamma_0 + \frac{3}{2}. \quad /6/$$

Таким образом, в нерелятивистском пределе ($\gamma_0 \rightarrow 1$), как и следовало ожидать для простого монокатомного газа, $\nu_m = 4$. При релятивистских энергиях, когда $\gamma_0 \rightarrow \infty$, не существует предельной величины сжатия: ν_m стремится к бесконечности как $\frac{5}{2} \gamma_0$. Напомним, что $n = \nu n_0$ есть плотность числа частиц в собственной системе и, следовательно, плотность частиц в лабораторной системе ρ при $\gamma_0 \rightarrow \infty$ будет стремиться к бесконечности как $\sim \gamma_0^2$.

Приближение ферми-газа отвечает предельно мягкому уравнению состояния и дает наибольшие значения ν_m . Среди других уравнений состояния, используемых при рассмотрении процесса столкновения двух ядер, можно отметить следующие три формы, "полученные" из:

(i) бракнеровской теории ядерной материи /9/

$$\epsilon_1(\nu) = a_0 + a_1 \nu + a_2 \nu^{3/2} + a_3 \nu^{4/3} + a_4 \nu^{5/3}; \quad /7a/$$

(ii) рафинированной модели жидкой капли /13,22/

$$\epsilon_1(\nu) = b_0 + b_1 \nu^{2/3} + b_2 \nu + b_3 \nu^{5/3}; \quad /7b/$$

(iii) феноменологического учета ядерной сжимаемости /11/

$$\epsilon_1(\nu) = c_0 + c_1 \frac{(\nu-1)^2}{\nu} \quad /7в/$$

Константы этих уравнений подобраны так, чтобы соотношения /7/ давали правильные значения энергии связи нуклона $B_0 = -16$ МэВ и коэффициента сжимаемости

“холодной” ядерной материи $K = 9\nu^2 \frac{\partial^2 \epsilon_1}{\partial \nu^2} \approx 300$ МэВ.

Сравнение максимальных сжатий, оцененных согласно /5/ с использованием различных уравнений состояния, дано на рис. 6. Чтобы сопоставить с этими значениями результаты каскадных расчетов, необходимо последние поделить на γ -фактор. Как видно из рис. 2-5, на стадии сжатия отставание зоны максимального сжатия от бомбардирующего ядра невелико и можно приближенно положить $\gamma \approx \gamma_0 = 1 + T_0/m_0$. Полученные таким образом оценки для всех рассмотренных реакций сведены в таблице. Следует заметить, что эта оценка несколько занижена, поскольку $\gamma \leq \gamma_0$.

Таблица

Максимальная величина локального сжатия, предсказываемая каскадной моделью. Приведены значения для нуклонной компоненты. Указанные в скобках величины относятся ко всем частицам, включая π -мезоны.

Реакция	T_0 ГэВ/ нукл.	ρ_{\max} / ρ_0	$\nu_m = n/n_0$
$^{16}_6\text{O} + ^{107}_{47}\text{Ag}$	2,1	6,0/8,0/	1,9/2,5/
$^4_2\text{He} + ^{107}_{47}\text{Ag}$	2,1	5,0/5,4/	1,6/1,7/
$^4_2\text{He} + ^{107}_{47}\text{Ag}$	0,5	3,6/3,6/	2,4/2,4/
$^{40}_{20}\text{Ca} + ^{40}_{20}\text{Ca}$	0,5	4,1/4,6/	2,7/3,0/

Видно, что переход от энергии $T_0 = 0,5$ к $2,1$ ГэВ/нукл. не приводит к увеличению ν_m , а значения, которые дают каскадные расчеты, существенно ниже экстремальных

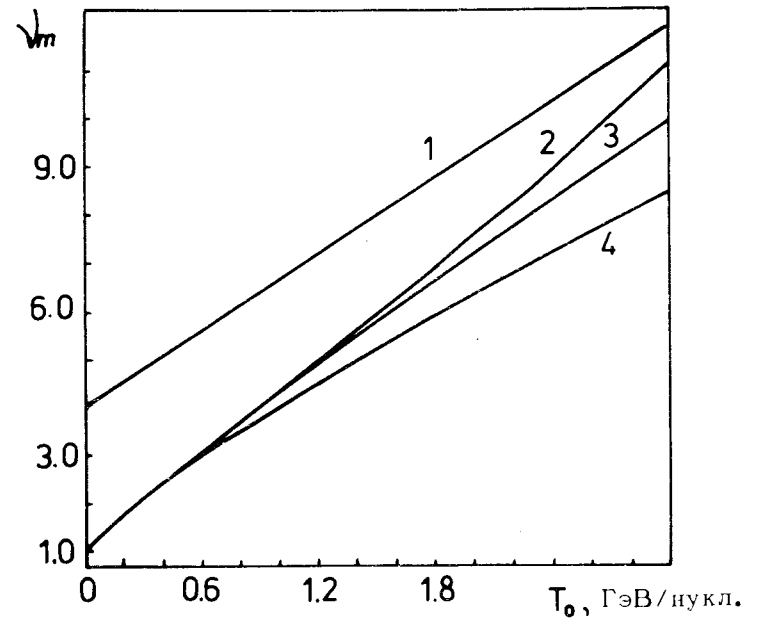


Рис. 6. Энергетическая зависимость экстремальных значений сжатия, достигаемых при столкновении двух ядер. Кривые 2,3,4 получены с использованием уравнений состояния /7а/, /7б/ и /7в/ соответственно. Кривая 1 отвечает приближению ферми-газа /уравнение /6//.

гидродинамических оценок*. Причина этого заключается в довольно высокой и возрастающей с увеличением T_0 прозрачностью ядер, а также с влиянием процесса рожде-

* Интересно отметить, что кинетические расчеты даже в упрощенной форме дают значения уплотнений существенно ниже максимально достижимых. Например, модель, рассматривающая неупругое взаимодействие двух ядер как столкновение двух ветхих “мешков”, наполненных классическими жесткими шариками, предсказывает максимальное сжатие $\nu_m \approx 3/16$. Экстремальная величина может быть оценена из рассмотрения наиболее плотной /“кристаллической”/ упаковки таких шаров, что дает $n/n_0 = \sqrt{2}/s^3$, где s - расстояние минимального сближения между шарами, равное их диаметру. Для значений $s = 1,0 \pm 0,8$ Фм получаем экстремальные оценки ν_m в интервале /8÷16/.

ния π -мезонов. Кроме того, из-за конечности рассматриваемых систем сталкивающиеся потоки частиц заметно обедняются. Малое число нуклонов в бомбардирующей α -частице не может вызвать столь же развитую лавину внутриядерных нуклонов в мишени, какую вызывает ядро ^{16}O /ср. рис. 2 и 3/. С другой стороны, бомбардирующий ион ^{16}O до момента t_c вовлекает во взаимодействие практически все нуклоны, находящиеся в "трубке" с радиусом, равным радиусу ядра-снаряда, и длиной от точки входа в ядро-мишень до r_c . Поэтому при дальнейшем повышении энергии рост ρ_{\max}/ρ_0 будет происходить лишь за счет π -мезонной компоненты. Доля нуклонов из "трубки", вовлеченная во взаимодействия на момент t_c , для реакций, инициированных α -частицей, составляет 25 и 50% при энергиях 0,5 и 2,1 ГэВ/нукл. Соответствующая величина для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ равна 30%. Таким образом, для поиска коллективных эффектов типа ударной волны, по-видимому, более подходящей является область умеренных энергий $T_0 < 1$ ГэВ/нукл.

5. Что касается характеристик пространственного распределения $\rho(r, z, t)/\rho_0$, то, как видно из рис. 2-5, область сжатия сильно локализована и имеет размеры порядка среднего свободного пробега нуклона в невозмущенной ядерной материи $\lambda = 1/\sigma\rho_0$. Значение ρ_{\max}/ρ_0 достигается на расстоянии $\sim (2 \div 3)\lambda$ от точки входа ядра-снаряда в мишень. Интересно отметить, что влияние принципа Паули на оценку λ оказывается важным даже при энергии $T_0 = 2,1$ ГэВ/нукл. Действительно, при этой энергии упругое рассеяние нуклонов имеет дифракционный характер и сильно коллимировано вперед. Однако малые передачи энергии при рассеянии нуклонов запрещены принципом Паули. Таким образом, оказывается, что средний свободный пробег нуклонов эффективно определяется не сечением полного взаимодействия, а лишь неупругим сечением. В результате при обоих значениях энергии T_0 эффективные пробеги оказываются близкими и равны $\lambda \approx 2$ Фм, несмотря на заметную разницу в полных сечениях взаимодействия свободных нуклонов.

Указанный масштаб неоднородностей λ пространственного распределения зоны сжатия $\nabla\rho(r, t)$ вполне срав-

ним с размерами ядерной системы, что не позволяет вводить гидродинамическое рассмотрение процесса столкновения двух ядер на уровне нуклонных составляющих*.

Форма области сжатия и ее временное развитие весьма отличаются от классического конуса Маха. Следует подчеркнуть, что в силу быстрого затухания амплитуды сжатия на стадии разлета переход к более тяжелым мишеням существенно не изменит ситуацию и не обесценит условий "спрямления" образующих конуса для приближения его формы к маховской.

Прохождение ядра-снаряда через мишень сопровождается образованием не только зон сжатия ядерного вещества, но и зон разрежения. Последние хорошо прослеживаются при существенном различии размеров сталкивающихся ядер для времен $t > t_c$. Ядро-снаряд как бы оставляет в ядерной мишени след в виде области пониженной плотности /эффект "мертвой воды"/. Как видно из рис. 2-5, этот эффект может проявиться при измерении характеристик каскадных частиц для углов вылета $\theta > \pi/2$.

6. Взаимодействие ядер при релятивистских энергиях характеризуется интенсивным мезообразованием. Как уже отмечалось, вклад пионной компоненты в ρ_{\max}/ρ_0 для реакции $^{16}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$ / $T_0 = 2,1$ ГэВ/нукл./ составляет $\rho_{\pi}(r_c^+, t_c)/\rho_0 \approx 2$. Среднее число π -мезонов на акт центрального соударения в момент разделения ядер ($t=7$) достигает 20, из них 75% образуется уже к моменту $t=t_c$. При этом, как видно из рис. 7, π -мезоны сильно сгруппированы и демонстрируют некую "коллективность" поведения. В случае столкновения двух ядер ^{40}Ca при $T_0 = 0,5$ ГэВ/нукл. плотность π -мезонов мала, но их полное /среднее/ число в момент разлета также весьма внушительно - 4.

* Обычный способ преодоления этой трудности - введение некоторых фиктивных /"лагранжевых"/ частиц. Но при этом необходимо дополнительно предположить существование термодинамического равновесия между лагранжевыми и ядерными частицами или постулировать механизм обмена энергией между ними.

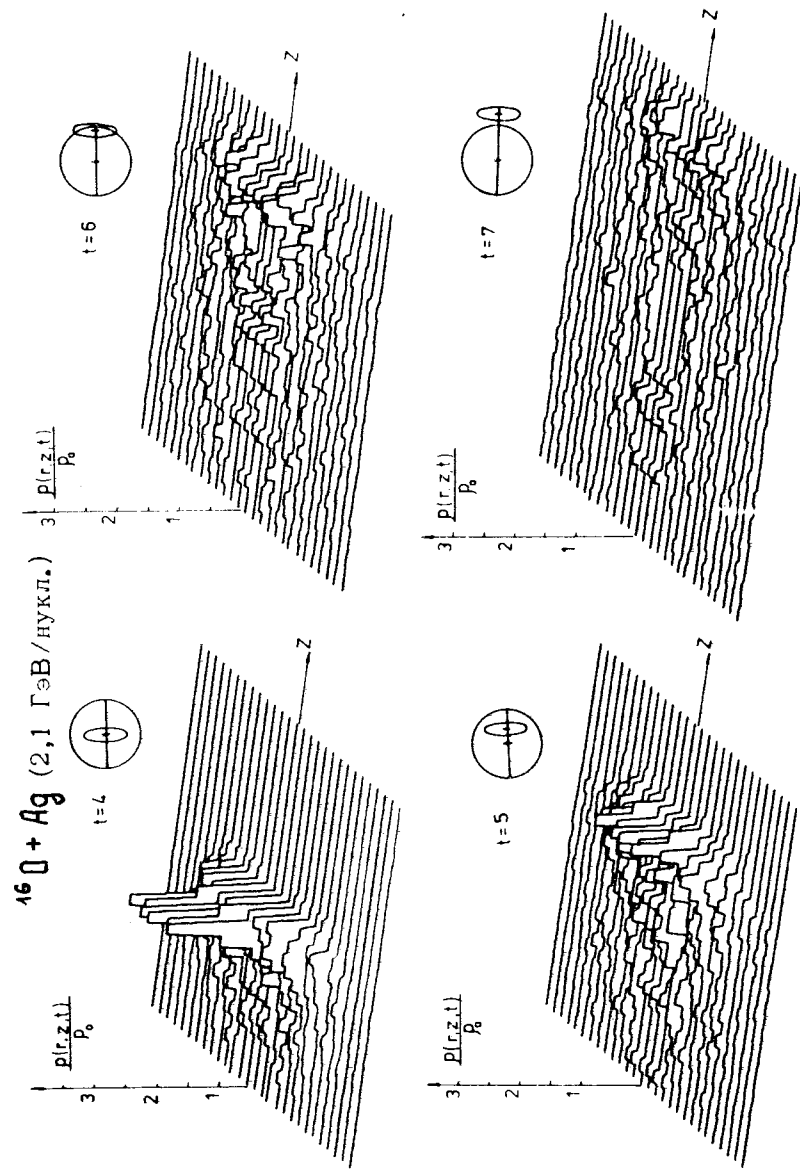


Рис. 7. Эволюция плотности числа пионов для реакции $^{16}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$ / $v_0 = 2,1$ ГэВ/нукл./'. Ср. с рис. 2.

В этой связи необходимо отметить, что сильная локализация π -мезонов и проявление ими "коллективных свойств" могут существенно повлиять на условия фазового перехода ядра в состояние π -конденсата. С другой стороны, представляет интерес экспериментальное изучение характеристик пионной компоненты вторичных частиц, генерируемых в высокоэнергетических ядро-ядро столкновениях, где можно ожидать ярких отклонений от предсказаний каскадной модели, что, в свою очередь, позволило бы вести целенаправленный поиск явлений π -конденсации или аномальных ядерных состояний.

Авторы благодарны Д.И.Блохинцеву за внимание к данной работе.

Литература

1. Migdal A.B. *Phys.Lett.*, 1974, 52B, 172.
2. Lee T.D., Wick G.C. *Phys.Rev.*, 1974, D9, 2291.
3. Irvine J.M. *Rep.Prog.Phys.*, 1975, 38, 1385.
4. Мигдал А.Б. *ЖЭТФ*, 1971, 61, 2209; Мигдал А.Б., Маркин О.А., Мишутин И.Н. *ЖЭТФ*, 1974, 66, 443.
5. Sawyer R.F. *Phys.Rev.Lett.*, 1972, 29, 382; Scalpino D.J. *Phys.Rev.Lett.*, 1972, 29, 386.
6. Brown G.E., Weise W. *Phys.Reports*, 1976, 27C, 1.
7. Baumgardt H.G. e.a. *Z.Phys.*, 1975, A273, 359.
8. Scheid W., Müller H., Greiner W. *Phys.Rev.Lett.*, 1974, 32, 741.
9. Wong C.Y., Welton T.A. *Phys.Lett.*, 1974, 49B, 243.
10. Kitazoe Y., Sano M. *Nuovo Cimento Lett.*, 1975, 14, 400; Kitazoe Y., Matsuoka K., Sano M. *Progr.Theor.Phys.*, 1976, 56, 860.
11. Hofmann J., Scheid W., Greiner W. *Nuovo Cim.*, 1976, A33, 343.
12. Bertsch G.F. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 34, 697.
13. Amsden A.A., Harlow F.H., Nix J.R. *Preprint LA-UR-77-31*, Los Alamos, 1977.
14. Gudima K.K., Toneev V.D. *JINR, E4-9765, Dubna*, 1976.
15. Гудима К.К., Тонеев В.Д. *ОИЯИ, P2-10431, Дубна*, 1977.
16. Bondorf J.P. e.a. *Phys.Lett.*, 1976, 65B, 217; Bondorf J.P. e.a. *Z.Phys.*, 1976, A279, 385.

17. Базь А.И. и др. Препринт ИАЭ-2660, Москва, 1976.
18. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с атомными ядрами. Атомиздат, М., 1972.
19. Гудима К.К. и др. ОИЯИ, Р2-10220, Дубна, 1976.
20. Jakobsson B., Kullberg R. *Cosmic Ray Physics Report LUIC-CR-75-14, Lund, 1975.*
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Механика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1954.*
22. Amsden A.A. *e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, 905.*

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июня 1977 года.