

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



10431

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P2 - 10431

К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

НАБЛЮДАЛИСЬ ЛИ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ  
В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ?

**1977**

P2 - 10431

К.К.Гудима,<sup>\*</sup> В.Д.Тонеев,

НАБЛЮДАЛИСЬ ЛИ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ  
В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ?

*Направлено в ЯФ*



---

\* Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

Гудима К.К., Тонеев В.Д.

P2 - 10431

Наблюдались ли ударные волны в ядерных столкновениях?

Развита каскадно-испарительная модель неупругого взаимодействия двух ядер при высоких энергиях и продемонстрирована степень согласия с опытом предсказаний модели для общих характеристик реакции. На основе предложенной модели проанализированы эксперименты, указывающие на возможное формирование ударной волны в ядерных столкновениях. Обсуждаются вопросы достоверности информации, извлеченной из этих экспериментов, возможная конкуренция других процессов не гидродинамической природы и связанная с этим постановка новых экспериментов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Gudima K.K., Toneev V.D.

P2 - 10431

Shock Waves Have Been Observed in Nuclear Collisions, Haven't They?

The cascade-evaporation model is extended to the inelastic interaction of two nuclei at high energies. A good agreement of the model predictions with the experiment is demonstrated for general characteristics of the reaction. In the framework of this model there were analysed the experiments aimed at search for the signs of the possible formation of the nuclear shock waves. Reliability of information, extracted from these experiments, competition of other processes of non-hydrodynamical nature, and new relevant experiments are discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## ВВЕДЕНИЕ

Идея о возможности образования в ядрах коллективных возбуждений типа ударной волны впервые была высказана почти двадцать лет назад<sup>/1/</sup>. Тогда же было отмечено, что прохождение ударной волной границы ядра должно приводить к характерной угловой направленности выбиваемых частиц. Эти представления были развиты применительно к высокоэнергетическим /порядка сотен МэВ/ адрон-ядерным столкновениям. Однако в последующие годы статья<sup>/1/</sup> оказалась почти забытой, тем более что в рассматриваемой области энергий для указанной реакции не было обнаружено ожидаемых особенностей, а угловые распределения и энергетические спектры испущенных частиц успешно объяснялись в рамках моделей внутриядерного каскада<sup>/2/</sup>. Несколько в стороне стоит работа<sup>/3/</sup>, где сделана попытка применить ядерную гидродинамику к объяснению явления фрагментации ядер под действием быстрых частиц.

Получение сравнительно недавно пучков высокоэнергетических ионов на ускорителях Дубны и Беркли вновь сделало актуальной проблему поиска ядерных ударных волн, породив поток теоретических и экспериментальных работ. Действительно, соударения двух ядер при высоких энергиях позволяют исследовать ядерную материю в уникальных условиях сильных сжатий и больших температур. Особый оттенок придают этой проблеме возможности обнаружения  $\pi$ -мезонного конденсата<sup>/4-6/</sup> и существования аномальных состояний ядра<sup>/7-9/</sup>.

Интерес к генерации ударных волн заметно усилился в последние годы, что в значительной степени было инициировано опытами группы Шоппера /ФРГ/ и той интерпретацией, которую они получили в работах Грайнера и сотр. /10-12/. По мнению авторов /10-12/, их результаты свидетельствовали о проявлении признаков ударной волны, формируемой при столкновении ядер, причем общее поведение измеренных характеристик удивительно хорошо следовало предсказаниям классической гидродинамики. Однако в измерениях Посканзера и сотр. /13/, выполненных для тех же реакций, но в несколько других экспериментальных условиях, не было обнаружено таких эффектов. Поиск эффектов ударной волны был предпринят и в ряде других работ /14-16/.

В настоящей статье эти экспериментальные данные анализируются в рамках не гидродинамического, а кинетического подхода. Мы начнем с изложения модели, которая является обобщением каскадно-испарительной модели на случай взаимодействия двух ядер. Далее убедимся, в какой степени справедлив развитый подход, а затем на основе нашей модели рассмотрим результаты экспериментов по поиску эффектов ударной волны. Результаты этого анализа и связанная с ними постановка новых экспериментов обсуждаются в заключительной части статьи\*.

### ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ЕЕ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ

Предлагаемая модель является развитием модели внутриядерных каскадов адрон-ядерных взаимодействий /2,19/ на случай высокоэнергетического столкновения двух ядер. Попытки сведения взаимодействия ядер к последовательным соударениям их составляющих предпринимались ранее в рамках упрощенного подхода и лишь для легчайших бомбардирующих ядер - дейтронов /20,21/ и  $\alpha$ -частиц /19,22-25/. В отличие от них наша модель

\*Первые результаты данной работы были доложены нами на Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра /17/ и на Европейской конференции по ядерной физике с тяжелыми ионами /18/.

предназначена для описания динамики взаимодействия произвольных ядер. Общая физическая картина напоминает столкновение двух облаков газа или пыли.

Каждое из сталкивающихся ядер в собственной системе координат рассматривается как ферми-газ нуклонов, заключенный в потенциальную яму  $V(r) = B + p_F^2/2m$ , где  $m$  - масса свободного нуклона,  $B$  - усредненная энергия связи нуклона в ядре, принятая равной  $7 \text{ МэВ}$ . Ядерные нуклоны обладают распределением по импульсам  $W(p) dp \sim p^2 dp$ ,  $0 \leq p \leq p_F = p_F(r)$ , изотропным в пространстве импульсов. Максимальное значение локального фермиевского импульса  $p_F(r)$  выражается через ядерную плотность  $\rho(r)$ ,  $p_F(r) = \hbar [3\pi^2 \rho(r)]^{1/3}$ , которая аппроксимируется двухпараметрическим фермиевским распределением с параметрами, извлекаемыми из опытов по упругому рассеянию электронов. Практически это распределение обрезается на расстоянии  $R$ , где  $\rho(R)/\rho(0) = 0,01$ . На расстоянии  $A$  точечных нуклонов в ядре накладывается также условие, чтобы расстояние между ними не было меньше  $2r_c$ , где  $r_c = 0,4 \text{ Фм}$  - радиус керна нуклона.

Предполагается, что нуклоны налетающего ядра в лабораторной системе координат могут быть описаны как независимые частицы, характеризующиеся 4-вектором пространства-времени  $\{\vec{r}, t\}$  и 4-вектором импульса-энергии  $\{\vec{p}, E\}$  с эффективной массой  $m_{\text{эфф}} = \sqrt{E^2 - p^2} = m - V(r)$ .

То же самое считается справедливым и для ядра-мишени, но в системе координат, связанной с бомбардирующим ядром. Влияние ядерного потенциала на частицу, вошедшую в ядро, учитывается в приближении внезапного возмущения путем увеличения ее кинетической энергии на величину  $V(r)$ .

Введение приближения независимых частиц с эффективными массами позволяет последовательно использовать релятивистскую кинематику, приняв во внимание, в частности, эффект релятивистского сжатия ядер, и симметризовать задачу по отношению к сталкивающимся ядрам. Фактически это есть одно из основных предположений модели, которое сводит взаимодействие сложных систем к взаимодействию между их составляющими.

Поскольку ядра движутся с релятивистскими скоростями, сделанное предположение не является очевидным и может быть оправдано лишь *a posteriori*.

Динамика взаимодействия прослеживается во времени с помощью метода Монте-Карло. Модель учитывает взаимодействия нуклонов двух ядер, а также взаимодействия каскадных частиц, - т.е. адронов, образованных в предыдущих внутриядерных соударениях, - с нуклонами как ядра-мишени, так и ядра-снаряда. Столкновения каскадных частиц между собой не рассматриваются. Как принято в модели внутриядерных каскадов, данная быстрая частица может провзаимодействовать с любым нуклоном ядра-мишени\*, который она "видит" на пути своего движения в цилиндре радиуса  $(r_{вз} + \lambda)$ , где  $\lambda$  - де-бройлевская длина волны,  $r_{вз}$  - величина порядка удвоенного радиуса сильного взаимодействия, обычно принимаемая в каскадных расчетах равной  $1,3 \Phi_m^{1/19}$ . При этом вероятность рассеяться точно на  $k$ -ом нуклоне, пройдя без взаимодействия  $(k-1)$  нуклон, определяется биномиальным распределением

$$\omega_k = \prod_{i=1}^{k-1} (1 - q_i) q_k,$$

где парциальные вероятности  $q_i$  ( $i=1,2,\dots$ ) выражаются через сечения взаимодействия на  $i$ -ом нуклоне,  $\sigma_i$ :

$$q_i = \sigma_i / \pi (r_{вз} + \lambda)^2.$$

При прослеживании временной эволюции взаимодействующей системы в фиксированный момент времени  $t$  разыгрываются все возможные соударения, среди них выбирается то, которое реализуется раньше всего, т.е.  $\Delta t = \min\{t_i\}$ , и система сдвигается к новому моменту  $t \rightarrow t + \Delta t$ . Для выбранного таким образом двухчастичного столкновения разыгрываются характеристики реакции

\* Аналогично рассматриваются соударения с составляющими ядра-снаряда или взаимодействие двух нуклонов из разных ядер.

и для нуклонов проверяется выполнение принципа Паули\*.

При расчете характеристик адрон-нуклонных столкновений учтены процессы мезообразования, при этом использованы точно те же аппроксимации, что и в обычных каскадных расчетах<sup>1/2/</sup>.

Существенной деталью модели является то, что нуклон ядра, с которым произошло взаимодействие, в дальнейшем уже рассматривается как каскадная частица, а не составляющая ядерной системы; это вызывает локальные изменения ядерной плотности при соударении двух ядер /"эффект траления"<sup>1/29,26/</sup>.

Вычисление каскадной стадии заканчивается, когда ядра разошлись на такое расстояние, что больше не перекрываются своими потенциальными ямами, а все каскадные частицы вышли из ядер или поглотились ими\*\*. Подсчет оставшихся в потенциальной яме нуклонов и их изотопического состава дает массовое и зарядовое число остаточного возбужденного ядра, энергия возбуждения которого определяется энергией поглощенных частиц и "дырок", образованных в результате внутриядерных столкновений. Импульс остаточного ядра находится из закона сохранения импульса, последовательно применяемого в ходе расчета внутриядерного каскада при каждом акте соударения частиц. Дальнейшее поведение возбужденных остаточных ядер описывается в рамках равновесной статистической теории. Расчет этой "испарительной" стадии выполнен также с помощью метода Монте-Карло, при этом для параметра плотности возбужденных состояний всегда использовалось значение  $a = A/10 \text{ МэВ}^{-1/2/}$ .

\* В случае столкновения нуклонов из двух ядер принцип Паули проверяется в системе покоя как ядра-мишени, так и ядра-снаряда.

\*\* Как и в обычной каскадной модели<sup>1/2,19/</sup>, частицы внутри ядра прослеживаются вплоть до некоторой минимальной кинетической энергии  $V(r) + T_{обр}$ . Считается, что частицы с меньшей энергией поглощаются ядром. В соответствии с<sup>1/2/</sup> мы приняли  $T_{обр} = V_{кул}(R)$  для  $\pi$ -мезонов и  $T_{обр} = V_{кул}(R) + V$  для нуклонов, где  $V_{кул}(R)$  - кулоновская энергия на внешней границе ядра.

В модели приближенно учтен эффект кулоновских сил, действующих между ядром-снарядом и ядром-мишенью. Действительно, в присутствии кулоновского поля сталкивающиеся ядра движутся не по прямой линии, а по кулоновским траекториям. Эффективно это соответствует увеличению параметра удара и повороту всей системы на некоторый угол. Обе величины легко находятся из рассмотрения классического движения в поле кулоновских сил.

Следует подчеркнуть, что обобщение каскадно-испарительной модели на взаимодействие сложных ядер не требует введения никаких дополнительных параметров. В предельном случае, когда бомбардирующее ядро заменяется одним нуклоном, наша модель автоматически воспроизводит выполненные ранее каскадные расчеты, которые хорошо согласуются с экспериментом в области энергии  $T_0 \leq 20 \text{ ГэВ}$  /<sup>19,26</sup>/.

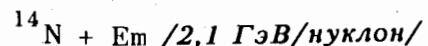
### ПРОВЕРКА КАСКАДНОГО МЕХАНИЗМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ ЯДЕР

Для установления места каскадного механизма взаимодействия необходимо сравнить с опытом предсказания нашей модели для таких глобальных характеристик как множественности вторичных частиц, их угловые и энергетические распределения. Измерения, выполненные в космических лучах, имеют низкую статистику и широкий интервал усреднения как по первичной энергии, так и по составу бомбардирующих ядер. По этим причинам проведенное нами ранее сравнение с космическими данными не является критичным, хотя и демонстрирует согласие теории с экспериментом /<sup>27</sup>/.

В случае легчайших ядер-снарядов / $\alpha$ -частицы, дейтроны/ имеющиеся разрозненные данные неплохо описываются даже в рамках упрощенных моделей /<sup>20-25</sup>/.

Лишь в самое последнее время выполнены два эксперимента с фотоэмульсией, облученной в пучках более тяжелых ионов  $^{14}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$  на Бева-

троне в Беркли при энергии  $T_0 \approx 2 \text{ ГэВ/нуклон}$ . Эти данные мы и рассмотрим подробнее.



Эксперимент выполнен ташкентской группой с использованием стопки ядерных эмульсий Ilford G-5/<sup>28</sup>/.

Путем двойного /быстрого и медленного/ просмотра по следу было найдено 1813 неупругих событий, из которых было обработано 504 события, отобранных без какой-либо дискриминации. В соответствии с обычной фотоэмульсионной терминологией все треки разделены по степени производимой ими ионизации на "черные" / $b$ -частицы/, "серые" / $g$ -частицы/ и "релятивистские" / $s$ -частицы/; для каждого типа треков измерены распределения по множественности, угловые распределения, а также корреляции множественности частиц различного типа.

Теоретические результаты получены путем расчета для трех ядер-мишеней -  $^{94}\text{Nb}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^1\text{H}$ , и в последующем суммировались с весами 0,563 : 0,327 : 0,110 в соответствии с вычисленными сечениями неупругого взаимодействия ядер и составом эмульсии. При этом  $b$ -,  $g$ - и  $s$ -частицы определялись в полном согласии с экспериментальными условиями их идентификации.

Полное сравнение с предсказаниями каскадно-испарительной модели выполнено в работе /<sup>28</sup>/.

Здесь мы ограничимся результатами, представленными в табл. 1 и на рис. 1. Как следует из приведенных данных, модель хорошо воспроизводит средние множественности и форму угловых распределений для  $g$ - и  $b$ -частиц. Ниже мы увидим, что поиск эффекта формирования ударной волны в ядерных столкновениях обычно связывается с анализом именно этих характеристик, но для специфического отбора событий.

В работе /<sup>28</sup>/ демонстрируется хорошее согласие с опытом и для таких "тонких" характеристик, как корреляции множественности частиц различного сорта.



Таблица 1

Средние множественности вторичных частиц, испущенных при неупругом взаимодействии ионов азота с ядрами эмульсии. Кинетическая энергия бомбардирующих ионов  $T_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нуклон}$ .

Средние множественности	Эксперимент /28/	Наш расчет
$\langle n_s \rangle$	$7,70 \pm 0,29$	7,78
$\langle n_g \rangle$	$5,29 \pm 0,31$	5,17
$\langle n_b \rangle$	$4,57 \pm 0,21$	4,66

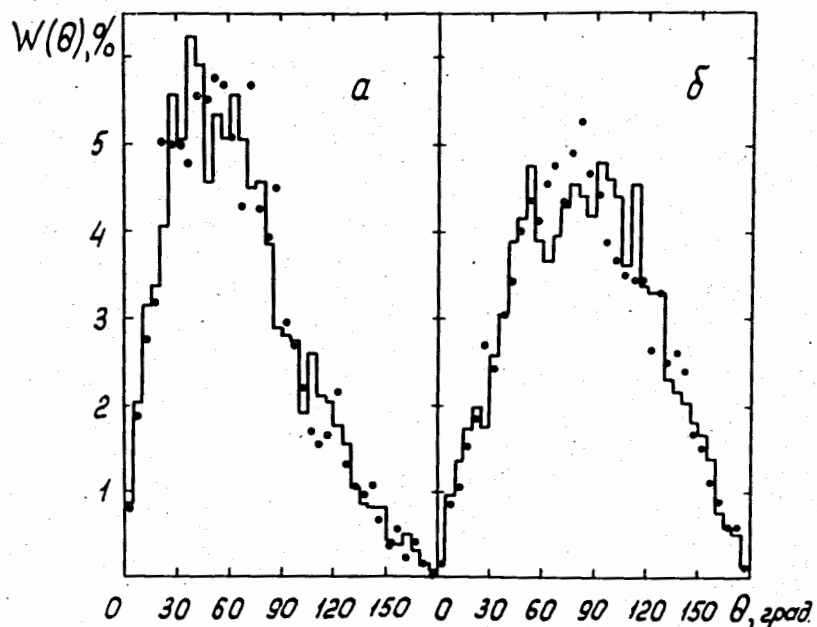


Рис. 1. Угловые распределения "серых" /а/ и "черных" /б/ треков, образованных при облучении ядерной эмульсии ионами  $^{14}\text{N}$  с энергией  $2,1 \text{ ГэВ/нуклон}$ . Гистограмма - расчет, точки - эксперимент /28/.

$$^{16}\text{O} + E_m / 2 \text{ ГэВ/нуклон/}$$

Существенным достижением этой работы, выполненной шведской группой /15/, является разделение взаимодействий с легкой и тяжелой компонентами ядерной эмульсии, идентификация протонов и представление экспериментальных данных в абсолютной шкале, что делает сравнение с ними особенно значимым.

Полное число найденных в опыте звезд составило 269, из которых примерно 51% были отнесены к взаимодействию на ядрах Ag, Br и 38% - к взаимодействиям на группе C, N, O.

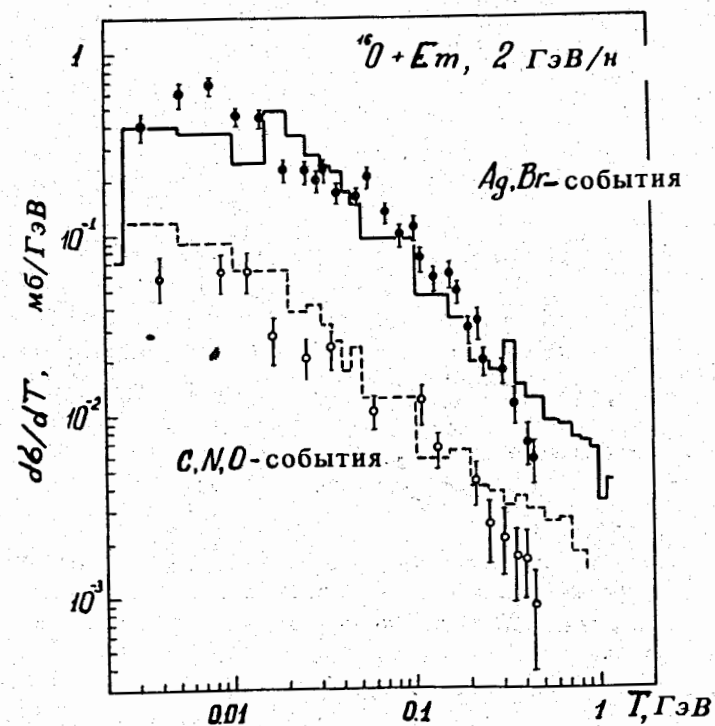


Рис. 2. Энергетические спектры протонов, испущенных ядрами тяжелой и легкой компоненты эмульсии под действием ядер кислорода с энергией  $2 \text{ ГэВ/нуклон}$ . Гистограмма - предсказание каскадной модели, точки - эксперимент /15/.

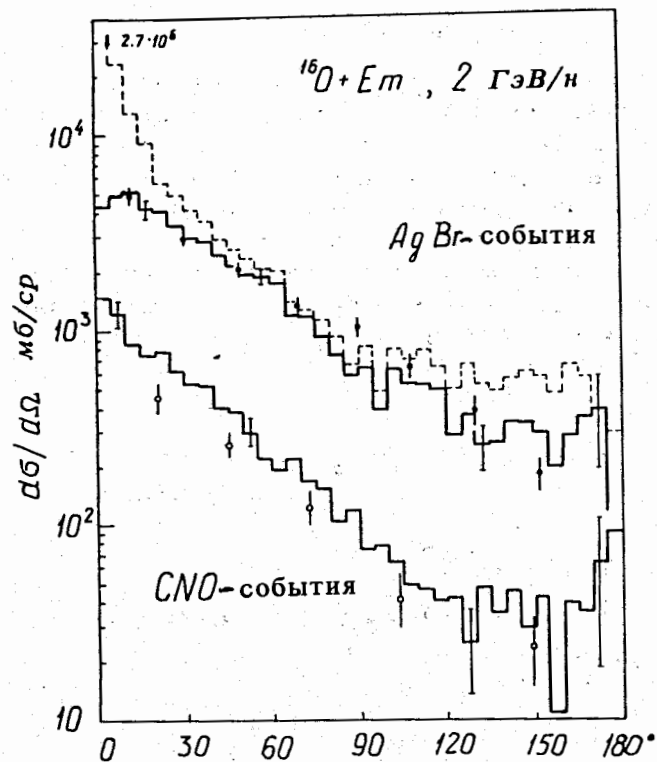


Рис. 3. Угловые распределения протонов с энергией  $T < 400$  МэВ в реакции  $^{16}\text{O} + E_m$  при  $T_0 = 2$  ГэВ/нуклон. Отдельно указаны результаты для тяжелой и легкой компоненты фотоэмульсии. Пунктирная гистограмма относится ко всем протонам, испущенным группой ядер Ag, Br. Точки - эксперимент /15/.

Энергетические спектры протонов и их угловые распределения представлены на рис. 2 и 3, соответственно. Видно хорошее согласие с экспериментом в абсолютном выходе частиц как из легких (C, N, O), так и тяжелых (Ag, Br) мишеней. Несколько более быстрый спад измеренных энергетических спектров по сравнению с теоретическими гистограммами отражает, по-видимому, потерю части протонов вблизи порога их идентификации. Пунктирная кривая на рис. 3 показывает чувствительность формы углового распределения протонов к энергетическому "окну", выбираемому для этих частиц.

В целом из приведенного сравнения можно сделать вывод о том, что каскадный механизм взаимодействия является доминирующим в рассмотренной области энергии сталкивающихся ядер, а развитая модель вполне реалистична и воспроизводит общие характеристики неупругих ядерных столкновений. Это дает основание рассматривать каскадно-испарительную модель в качестве основы для анализа более деликатной проблемы - образования ударных волн.

### КРИТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ "SHOCKING" - ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В последнее время поставлен ряд экспериментов по поиску эффектов ударной волны при соударении двух ядер. Несмотря на то, что характерным признаком ударной волны всегда считалось наличие максимума в угловом распределении вторичных частиц при углах, близких к значению угла Маха, в зависимости от экспериментальных условий регистрировались разные типы частиц в различных интервалах энергии; отличались и условия отбора интересующих нас событий. Все это затрудняет возможность прямого сопоставления с теоретическими оценками и вынуждает анализировать каждую работу отдельно, конкретно учитывая условия постановки опыта.

#### Эксперимент группы Шоппера /берклиевская серия/

Первые результаты, полученные этой группой на ускорителе в Беркли, привлекли большое внимание /10/. Эксперимент выполнен с детектором  $\text{AgCl}$ , который одновременно служил и мишенью. Исследуя угловое распределение треков, соответствующих изотомам водорода с кинетической энергией  $T < 28$  МэВ/нуклон и изотомам гелия с  $T \leq 200$  МэВ/нуклон, был наблюден четкий максимум, положение которого и зависимость от ско-



рости бомбардирующего иона  $v_0$  удивительно хорошо коррелировали с углом Маха

$$\cos \theta_M = v_s / v_0, \quad /1/$$

где  $v_s$  - скорость ударной волны, рассчитанная в простейшем гидродинамическом подходе. Кроме того, наблюдался еще второй максимум под углом  $\theta_M + \pi/2$ , который интерпретировался как проявление волны разрежения <sup>/10/</sup>.

Однако исправление имевшей место методической ошибки заметно изменило результаты первых измерений: хотя первый максимум и остался, он не столь ярко выделялся на общем фоне углового распределения, а его зависимость от  $v_0$  не следовала простому соотношению /1/; вопрос о существовании второго максимума в последующих работах группы Шоппера не обсуждался <sup>/11/</sup>. Следует заметить, что в первой работе <sup>/10/</sup> отобраны звезды с числом треков  $n > 7$ , тогда как позже авторы приводят результаты лишь для  $n \geq 13$  и  $n > 15$  <sup>/11-12/</sup>. Ниже мы будем обсуждать эти исправленные данные. Сравнение их с нашим расчетом представлено на рис. 4. Поскольку отобраны лишь очень большие звезды, взаимодействия на ядре Si не дают вклада в рассматриваемые угловые распределения.

Статистические неопределенности расчета, указанные на рис. 4, по крайней мере в 1,5-2 раза меньше экспериментальных, точное значение которых не приводится <sup>/11,12/</sup>. Если, следуя рассуждениям Грайнера и сотр. <sup>/10,12/</sup>, связать образование ударной волны с выбиванием быстрых  $\alpha$ -частиц, коллимированных вблизи угла Маха  $\theta_M$ , то вклад таких частиц может быть оценен как разность между экспериментальными точками и расчетными гистограммами. Действительно, в рамках развитой каскадно-испарительной модели нет механизма, приводящего к образованию  $\alpha$ -частиц с  $T \geq 10$  МэВ/нуклон, и, следовательно, теоретические распределения могут рассматриваться просто как "фон" для обсуждаемого признака ударной волны.

Как видно из рис. 4, результат такого вычитания везде меньше трех стандартных отклонений, хотя имеется

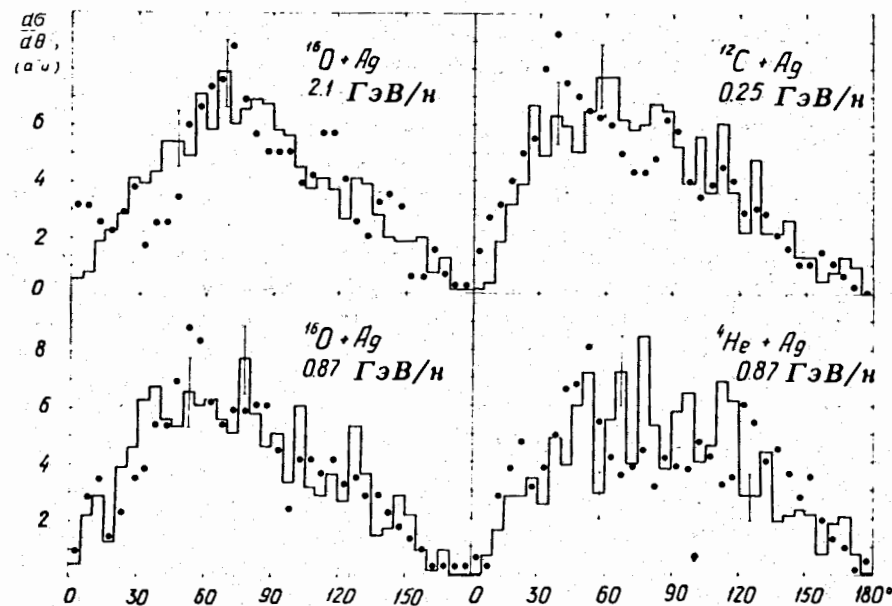


Рис. 4. Угловое распределение треков в звездах с числом лучей  $n > 15$ . Бомбардирующее ядро и его энергия указаны на рисунке, мишень - ядро Ag. Гистограммы - расчет по каскадно-испарительной модели, точки - эксперимент <sup>/11,12/</sup>.

некоторое превышение экспериментальных точек в ожидаемой области углов  $\theta - \theta_M$ , и эта разница становится более заметной с уменьшением кинетической энергии  $T_0$  бомбардирующего ядра. Качественно последний результат согласуется с выводом работы <sup>/29/</sup> о том, что область энергий  $T_0 \leq 1$  ГэВ/нуклон, по-видимому, наиболее благоприятна для формирования ударной волны при соударении двух ядер. Однако ясно, что для более определенных выводов статистика измерений совершенно недостаточна.

#### Эксперимент группы Шоппера /дубненская серия/

С помощью той же методики эксперименты были повторены на пучке  $\alpha$ -частиц дубненского синхрофазотрона в интервале энергий  $T_0 = 1 \div 4$  ГэВ/нуклон <sup>/11,12/</sup>.

Сравнение с предсказаниями каскадной модели представлено на рис. 5. Видно, что в случае бомбардировки релятивистскими  $\alpha$ -частицами максимум в угловом распределении треков выделяется над "фоном" весьма четко. Однако необходимо заметить, что статистика в опыте очень низка: в пике распределения находится примерно полтора десятка треков. Обращает на себя внимание существенное расхождение в форме измеренного углового распределения при замене бомбардирующей  $\alpha$ -частицы ядром  $^{16}\text{O}$  с одинаковой энергией на нуклон, а также

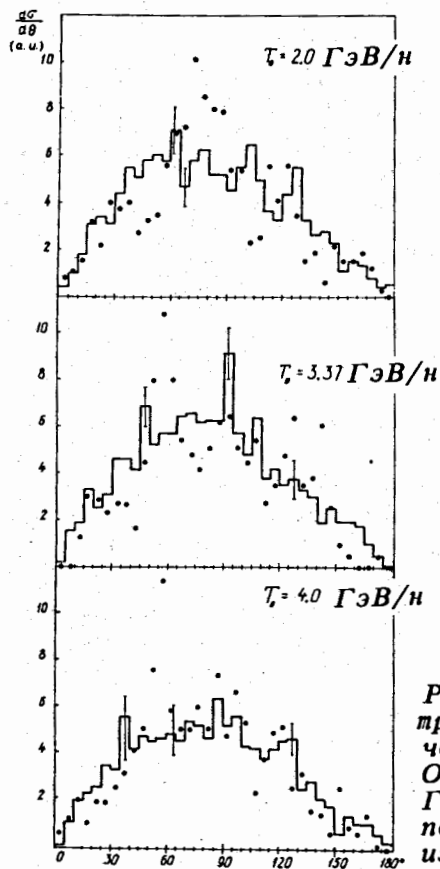


Рис. 5. Угловые распределения треков в фотоэмульсии, облученной  $\alpha$ -частицами энергии  $T_0$ . Отобраны звезды с  $n > 15$ . Гистограмма - расчет, экспериментальные точки взяты из работ [11, 12].

заметьные отличия результатов даже для реакций с  $\alpha$ -частицами в дубненской и берклиевской сериях измерений /ср. рис. 4 и 5/.

Важно подчеркнуть, что по условиям опыта детектируемые группой Шоппера частицы принадлежат, в основном, к "испарительной" компоненте. Для класса звезд с  $n > 15$  выбитые, или каскадные частицы составляют лишь около 10-15% от полного числа частиц, причем угловое распределение даже для этой каскадной компоненты оказывается очень широким /см. рис. 6/. Наблюдаемые на рис. 4 и 5 пики в теоретических распределениях обусловлены главным образом переносной скоростью возбужденного ядра-мишени, образовавшегося после прохождения через него лавины каскадных частиц, инициированной ядром-снарядом. Подтверждением сказанному служит наличие сильной корреляции переносной скорости ядра-остатка с числом треков в звезде. Результаты, представленные на рис. 7, показывают, что переход к событиям с большим числом  $n$  фактически означает выборку распадающихся ядер с большей величиной переносной скорости.

В работе [12] отмечается, что в опытах с  $\alpha$ -частицами в интервале энергии  $T_0 \approx [1,3-1,7]$  ГэВ/нуклон не наблюдалось заметного пика в угловом распределении, т.е.  $d\sigma/d\cos\theta \approx \text{const}$ . Из-за низкой статистической обеспеченности этих измерений в приведенных авторами экспериментальных распределениях значения по оси ординат не указываются вовсе, что не позволяет сравнить их с расчетом. Форма теоретических распределений для интересующего нас интервала  $T_0$  показана на рис. 6. Как видно, распределение  $d\sigma/d\theta$  довольно гладкое и, будучи переведенным в  $d\sigma/d\cos\theta$ , неплохо аппроксимируется константой.

Следует особо подчеркнуть, что исчезновение максимума в распределении  $d\sigma/d\theta$  для интервала энергий  $T_0 \approx [1,3-1,7]$  ГэВ/нуклон, приводящее, в отличие от соотношения [1], к резко нерегулярному поведению  $\cos\theta_M$  от  $v_0$ , связывается с возможностью детектировать образование сверхплотных состояний ядра, с проявлением эффектов  $\pi$ -мезонного конденсата [30, 31].

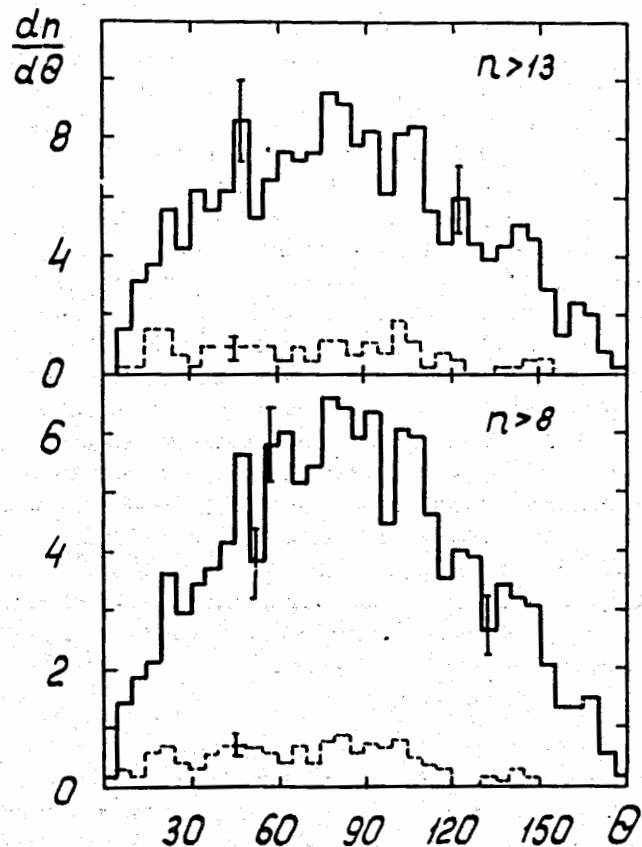


Рис. 6. Рассчитанное угловое распределение треков [в единицах: /число треков · радиан<sup>-1</sup> · /первичная α-частица/]<sup>-1</sup>] для фотозмульсии, облученной α-частицами с энергией 1,4 ГэВ/нуклон. Класс отобранных звезд указан на рисунке. Пунктиром нанесен вклад каскадных протонов.

В этом плане более детальное исследование указанной энергетической области представляет несомненный интерес.

#### Эксперимент шведской группы

Это тот же самый эксперимент  $^{16}\text{O} + \text{Em}$  /  $T_0 = 2 \text{ ГэВ/нуклон}$  /, общие характеристики которого обсуж-

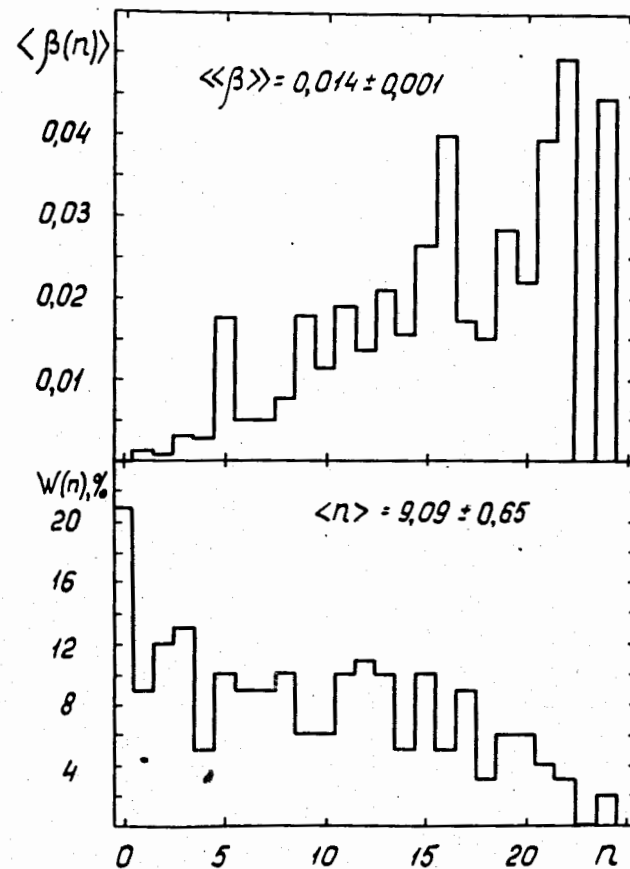


Рис. 7. Теоретическая зависимость средней скорости /в единицах скорости света/ остаточного ядра от числа треков в звезде /вверху/ и относительная частота этих звезд для реакции  $^{16}\text{O} + \text{Ag}$  /  $T_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нуклон}$  /. Средние значения для приведенных распределений указаны на рисунке. Треки определены в соответствии с идентификацией частиц в работах /10-12/.

дались в предыдущем параграфе, но для поиска эффектов ударной волны отбирались "центральные" соударения ядер, определяемые условием, что число "тяжелых" треков  $n_h \geq 28$  ( $n_h = n_g + n_b$ ) /15/. Угловые распределения протонов с энергией  $T < 400 \text{ МэВ}$  для таких событий приведены на рис. 8. Как видно, каскадная модель описывает

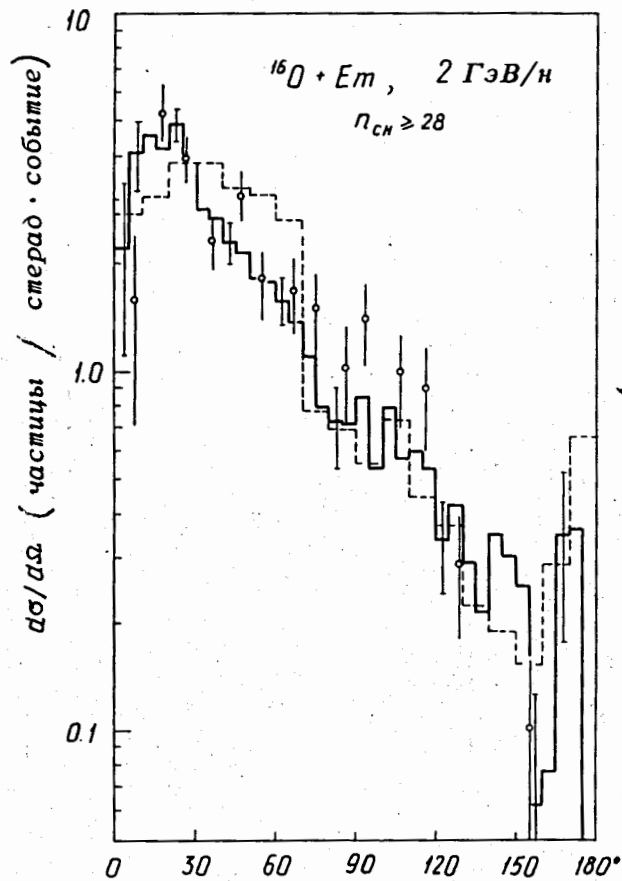


Рис. 8. Угловое распределение протонов с энергией  $T < 400$  МэВ, испущенных ядрами эмульсии при бомбардировке их ионами  $^{16}\text{O}$  с энергией 2 ГэВ/нуклон. Отобраны звезды с числом "тяжелых" треков  $n_h \geq 28$ . Сплошная гистограмма - наш расчет, пунктирная - расчет по гидродинамической модели<sup>/32/</sup>, точки - эксперимент<sup>/15/</sup>.

$d\sigma/d\Omega$  по форме и по абсолютной величине, но выброс точки вблизи  $\theta \sim 50^\circ$ , который можно было бы заподозрить как признак формирования ударной волны, не передается расчетом. Нанесенные на том же рисунке результаты последовательных гидродинамических вычислений<sup>/32/</sup>

также не предсказывают столь узкого максимума. Следует заметить, что каскадный /т.е. кинетический/ и гидродинамический подходы приводят к довольно близким по форме угловым распределениям для компоненты выбивания, но гидродинамические модели не позволяют оценить абсолютной величины эффекта в отобранном специфическом классе звезд.

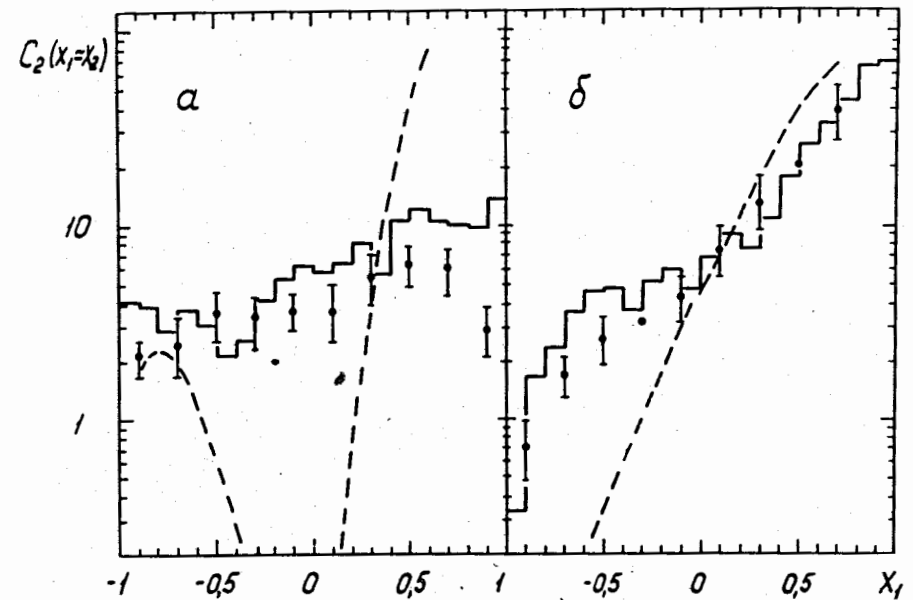


Рис. 9. Двухчастичная функция угловых корреляций  $/x_i = \cos \theta_i /$  для "черных" /а/ и "серых" /б/ треков, образованных при неупругих соударениях ионов  $^{14}\text{N}$  с ядрами эмульсии при энергии  $T_0 = 2,1$  ГэВ/нуклон. Гистограммы - результаты, полученные в рамках каскадно-испарительной модели, точки - эксперимент<sup>/16/</sup>. Пунктиром нанесены кривые, рассчитанные в предположении, что б-частицы имеют угловое распределение как в работе Шоппера<sup>/10/</sup>, а г-частицы независимы<sup>/согласно /16//</sup>.

Попытка обнаружения ударных волн базируется на том же экспериментальном материале, который уже рассматривался выше для реакции  $^{14}\text{N} + \text{Em} / T_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нуклон} /$ . Авторы работы /16/ исходили из того, что преимущественное испускание частиц в направлении угла Маха  $\theta_M$  с необходимостью должно приводить к появлению "коротких" /по угловым переменным/ корреляций между ними. Поэтому вместо  $d\sigma/d\theta$  была рассмотрена корреляционная функция

$$C_2(x_1, x_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \frac{d\sigma}{dx_1} \frac{d\sigma}{dx_2}, \quad /2/$$

где  $x_i = \cos \theta_i$ ,  $\sigma_{in}$  - сечение неупругого взаимодействия  $^{14}\text{N} + \text{Em}$ . Поскольку  $C_2(x_1, x_2)$  пропорционально числу пар частиц, то в эту характеристику большие звезды будут автоматически давать большой вклад, и нет необходимости в дополнительном отборе событий, скажем, по величине  $n_h$ .

Диагональ корреляционной матрицы  $C_2(x_1 \approx x_2)$  отдельно для "черных" и "серых" треков показана на рис. 9. Теоретические гистограммы вполне удовлетворительно согласуются с измеренными значениями  $C_2(x_1, x_2)$  для обоих типов частиц. Если при подсчете  $C_2$  согласно /2/ использовать  $d\sigma/dx$  в той форме, как это следует из опытов Шоппера, то корреляционные функции для  $b$ -частиц обнаруживают качественно иное поведение. Это, с одной стороны, свидетельствует о высокой чувствительности данного метода, а с другой - в соответствии с выводами авторов статьи /16/, дает отрицательный ответ на вопрос, вынесенный в название нашей статьи. Как видно из того же рис. 9, основная часть быстрых протонов /т.е.  $g$ -частицы/ выбивается из ядра "независимым" образом, что может служить еще одним подтверждением каскадного механизма взаимодействия двух ядер.

Ситуация с экспериментальным поиском эффектов ударной волны в неупругих столкновениях ядер представляется непростой.

Результаты, полученные группой Шоппера, - вопреки утверждениям, содержащимся в работах /10, 12/, - не доказывают, что наблюдаемые аномалии связаны с формированием в ядерных соударениях коллективной формы движения материи, ассоциируемой с ударной волной типа той, с которой имеют дело в классической газодинамике. По нашему мнению, имеется некоторое расхождение между результатами берклиевской и дубненской серий опытов группы Шоппера. Безусловно, необходимо существенно повысить точность измерений, идентифицировать тип детектируемых частиц, знать их кинетическую энергию. Однако и отмеченные выше превышения экспериментальных точек над "фоном" еще невозможно однозначно отождествить с эффектом ударной волны. В эти отклонения могут дать вклад и другие явления, в частности, процесс предравновесной эмиссии частиц.

В настоящее время предравновесный подход широко используется в применении к нуклон-ядерным реакциям промежуточных энергий /33, 34/. Именно этим процессом объясняются высокэнергетические "хвосты" в спектрах вторичных нуклонов и  $\alpha$ -частиц. Интересно отметить, что энергетические спектры ядер  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ , измеренные Посканзером и др. /13/ в реакциях, инициированных релятивистскими  $\alpha$ -частицами и ионами кислорода, имеют типично предравновесную форму. Но наиболее важно то, что "предравновесная гипотеза" может быть проверена экспериментально. Наиболее простой способ - это повторение измерений методикой Шоппера, но на пучках быстрых адронов. Маловероятно, чтобы, например, протон или  $\pi$ -мезон с энергией  $T_0 = 1-2 \text{ ГэВ}$  мог породить ударную волну, но процесс предравновесной эмиссии должен иметь место. Поэтому наблюдение в адрон-ядерных реакциях при таких энергиях максимума в угловом распределении свидетельствовало бы в пользу предравновесной гипотезы. Кроме того, предравновесная эмиссия частиц имеет место и в случае сравнительно

легких ядер ( $A=40$ ), где условия для формирования гидродинамического режима заведомо не реализуются.

Что касается экспериментов, регистрирующих компоненту выбивания /опыты шведской и ташкентской групп/, то предложенная каскадная модель описывает их по абсолютной величине, включая тонкие корреляционные характеристики.

Совокупность всех данных свидетельствует о том, что в рассмотренной области энергий при взаимодействии двух ядер - даже в случае отбора "центральных" столкновений - реализуется кинетический, а не гидродинамический режим. Очевидно, что и в кинетическом режиме происходят заметные уплотнения ядерной материи, однако они, по-видимому, не имеют формы классического конуса Маха с резко выделенной границей и, следовательно, не приводят к ожидаемому преимущественному испусканию частиц вблизи угла Маха.

Весьма актуален вопрос о величине сжатия, достигаемого при ядерных столкновениях, поскольку от его выяснения существенно зависит задача поиска аномальных состояний ядра <sup>7-9/</sup>. К сожалению, по результатам выполненных до настоящего времени экспериментов не удалось получить представления о возможной степени сжатия и о тех ядерных температурах, которые при этом реализуются. Результаты проведенного анализа дают основание считать, что такие параметры ядерной материи в первом приближении могут быть оценены в рамках каскадной модели. Детальному обсуждению этого вопроса будет посвящена отдельная статья. С другой стороны, глобальные распределения вторичных частиц оказались не очень чувствительны к проявлению обсуждаемых коллективных эффектов, и сейчас неизвестно, какие характеристики ядерной реакции могут дать прямую информацию о величине сжатия. В этой связи представляет интерес использование развитой модели для поиска аномалий, нерегулярностей в поведении различных характеристик неупругих ядро-ядро взаимодействий. Это несколько напоминает положение в физике элементарных частиц, когда адронные резонансы искались по существенному отклонению экспериментальных точек от кривых, рассчитанных согласно доступному фазовому объему.

В случае ядерных столкновений роль таких фазовых кривых могут играть результаты вычисления по каскадно-испарительной модели.

Среди "подозрительных точек" в первую очередь заслуживает тщательной проверки энергетическая область  $T_0 \approx /1,3-1,7/$  ГэВ/нуклон, где отмечалась существенная нерегулярность в поведении величины  $v_s$ , оцененной из соотношения  $/1//^{12,31/}$ . Кроме того, из имеющихся экспериментальных данных сейчас неясно, зависит ли положение максимума в угловом распределении от класса отобранных звезд, насколько точным является утверждение о независимости этих пиков от типа бомбардирующего ядра, для какого сорта частиц и в каком энергетическом "окне" появляются такие пики, что будет с этими характеристиками при меньших энергиях  $T_0 < 1$  ГэВ/нуклон... Таким образом, выполненные работы лишь возбудили интерес к проблемам ударных волн, высоких сжатий ядерной материи, сверхплотных состояний ядра. Сегодня эти проблемы вызывают вопросов значительно больше, чем можно дать на них ответов - ситуация, типичная для развивающейся области исследования.

Считаем приятным долгом выразить свою благодарность Д.И. Блохинцеву за внимание к работе, В.К. Лукьянову - за полезные замечания; дискуссии с Е. Шоппером, К.Г. Гулямовым, Н.П. Кочеровым, З.И. Соловьевой во многом способствовали правильному пониманию экспериментальной ситуации в рассматриваемой области. Мы признательны всем участникам семинаров "Изучение структуры ядер в реакциях при высоких энергиях" /Ленинград, июнь 1976/ и "Ядра с необычными свойствами и проблема сжатия ядерного вещества" /Звенигород, октябрь 1976/, принявшим участие в обсуждении данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Glasgold A.E., Heckrotte W., Watson K.M. Ann. Phys., 1959, 6, 1.*
2. *Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.*



3. Рапопорт Л.П., Крыповецкий А.Г., Изв. АН СССР, сер. физ., 1964, 28, 388.
4. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, 2209; Мигдал А.Б., Маркин О.А., Мишустин И.Н. ЖЭТФ, 1974, 66, 443.
5. Sawger R.F. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, 382; Scalpi-no D.J. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, 386.
6. Brown G.E., Weise W. Phys.Reports, 1976, 27C, 1.
7. Migdal A.B. Phys.Lett., 1974, 52B, 172.
8. Lee T.D., Wick G.C. Phys.Rev., 1974, D9, 2291.
9. Irvine J.M. Rep.Progr. in Physics, 1975, 38, 1385.
10. Baumgardt H.G., Schott J.U., Sakamoto Y., Schöp-fer E., Stöcker H., Hofmann J., Scheid W., Grei-ner W. Z.Physik, 1975, A273, 359.
11. Baumgardt H.G., Schöpfer E., Schott J.U., Koche-rov N.P., Voronov A.V., Issinsky I.D., Makarov L.G. Preliminary report, Inst. für Kernphysik der J.W.Goe-the Universität, Frankfurt/Main, 1976.
12. Hofmann J., Stöcker H., Guylassy M., Scheid W., Greiner W., Baumgardt H.G., Schott J.U., Schöpfer E. Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра /Дубна, 1976/, ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, том II, стр. 370.
13. Poskanser A.M., Sextro R.G., Zelman A.M., Gut-brod H.H., Sandoval A., Stock R. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, 1701.
14. Crawford H.J. Price P.B., Stevenson J., Wilson L.W. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, 329.
15. Jakobsson B., Kullberg R. Cosmic Ray Physics Report LUIC-CR-75-14, Lund, 1975.
16. Басова Е.С., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г., Гу-лямов У.Г., Насыров Ш.З., Свечникова Л.Н., Чер-нов Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 257.
17. Гудима К.К., Тонеев В.Д. Труды Международной кон-ференции по избранным вопросам структуры ядра /Дубна, 1976/, ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, том I, стр. 168.
18. Gudima K.K., Toneev V.D. Proc. V European Confe-rence on Nuclear Physics with Heavy Ions (Caen, 1976). Communications. p. 194, Caen, France, 1976.
19. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Соболевский И.М., Тонеев В.Д. УФН, 1973, 109, 91.
20. Барашенков В.С., Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1969, 9, 528; 10, 760.
21. Гудима К.К., Кириллов А.Д., Тонеев В.Д., Яков-лев Ю.П. ОИЯИ, P2-5261, Дубна, 1970.
22. Барашенков В.С., Гудима К.К., Ильинов А.С., Жереги Ф.Г., Тонеев В.Д. ОИЯИ, P2-6195, Дубна, 1971.

23. Barashenkov V.S., Gudima K.K., Gereghi F.G., Ilji-nov A.S., Toneev V.D. Proc. V-th Summer School on Nuclear Physics (Rudziska, Poland, 1972; v. 3, p. 1, 1973).
24. Вухров А.И., Дудкин В.Е., Пьянов И.И., Сысоева О.В. ЯФ, 1970, 11, 36.
25. Gabriel T.A., Santoro R.T., Alsmiller R.G., Jr., Preprint ORNL-TM-3153, Oak Ridge, 1970.
26. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1971, 13, 743.
27. Гудима К.К., Тонеев В.Д. В кн.: Образование и распад возбужденных ядер. Изд. "Штиинца", Кишинев, 1976, стр. 52.
28. Гудима К.К., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Насы-ров Ш.З., Свечников Л.Н., Тонеев В.Д., Чернов Г.Н. ОИЯИ, P2-10220, Дубна, 1976.
29. Sobel M.I., Siemens P.J., Bondorf J.P., Bethe H.A. Nucl.Phys., 1975, A251, 502.
30. Hofmann J., Stöcker H., Heinz U., Scheid W., Greiner W. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, 88.
31. Ruck V., Guylassy M., Greiner W. Z.Physik, 1976, A277, 391.
32. Amsden A.A., Bertsch G.F., Harlow F.H., Nix J.R. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, 905.
33. Blann M., Ann.Rev.Nucl.Sci., 1975, 25, 123.
34. Зайдель К., Зелигер Д., Райф Р., Тонеев В.Д. ЭЧАЯ, 1976, 7, 409.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 февраля 1977 года.