

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-397

P1-96-397

ЯДЕРНАЯ МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИЯ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ЛЕГКИХ ИОНОВ

Проект ФАЗА-2

1996

Ядерная мультифрагментация под действием  
релятивистских легких ионов.

Проект ФАЗА-2

В работе представлен проект развития  $4\pi$ -многодетекторной установки ФАЗА-2, предназначенной для исследования процесса распада сильновозбужденных ядер, образующихся в соударениях легких релятивистских ионов ( $p$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ) с тяжелой мишенью (Au). Дается обзор новых данных, полученных на действующей установке ФАЗА. Обсуждается дополнительное развитие функциональных возможностей методики, позволяющих: анализировать полученные величины в зависимости от параметра удара; исследовать корреляционную функцию на малых углах; измерять ядерную температуру ядра-остатка.

Для этого в действующую систему будут введены: детектор множественности легких заряженных частиц, телескопный модуль из 32  $\Delta E \times E$ -телескопов-спектрометров, прецизионный телескоп-спектрометр.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Karnaikhov V. A. et al.

P1-96-397

Multifragmentation of Nuclei Induced by Relativistic Light Ions.  
FAZA-2 Proects

In this work the project of the further development of  $4\pi$ -multidetector device FAZA-2 is represented. The device is designed for the research of the highly excited nuclei decay that appears in the interactions of the light relativistic ions ( $p$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ) with a heavy target (Au). Here is the review of new data obtained with the working FAZA device. Additional development of the functional possibilities is discussed, the ones that allow: to analyze the acquainted quantities in dependence of the impact parameter; to research the correlation function within the small angle; to measure the nuclear temperature of the nuclei-spectator.

For these purposes in the working device the following parts will be embedded: light charged particles multiplicity detector, telescope module consisted from 32  $\Delta E \times E$ -telescope-spectrometer, precision telescope-spectrometer.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems,

## Введение

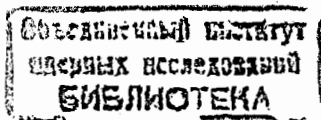
Целью проекта является исследование механизма ядерной мультифрагментации в ядро-ядерных соударениях при промежуточных и высоких энергиях. Это новый тип распада, при котором наблюдается множественная эмиссия фрагментов с массами тяжелее, чем у  $\alpha$ -частиц и легче осколков деления<sup>[1]</sup>. Мультифрагментация, являясь основным каналом распада высоковозбужденных ядер, происходит после быстрого расширения ядер при плотности, существенно меньшей, чем нормальная. Подробное исследование этого механизма девозбуждения даст качественно новую информацию о свойствах ядерного вещества при низкой плотности. Существуют теоретические предположения к тому, что мультифрагментация связана с фазовым переходом "жидкость-газ" в ядерной материи.

Представляемый проект является продолжением проекта ФАЗА, начавшегося в 1991 году созданием  $4\pi$ -многодетекторной установки ФАЗА<sup>[2]</sup>. В настоящий момент в эксплуатации в мире находится около дюжины  $4\pi$ -установок, на которых экспериментальное исследование мультифрагментации проводится с использованием тяжело-ионных пучков. В этом проекте мы используем легкие бомбардирующие ядра от протонов до углерода при релятивистских энергиях для наблюдения мультифрагментации спектров ядер тяжелых мишеней. Наш выбор имеет два основных преимущества:

1. Все фрагменты возникают при распаде возбужденного спектатора мишени, образующегося на первой стадии реакции в результате внутриядерного каскада. Т.е. источник один, в отличие от случая использования пучков очень тяжелых ионов, когда источником фрагментов может быть как мишень, так и бомбардирующая частица.
2. Динамические эффекты, связанные со сжатием ядерного вещества и угловым моментом системы, несущественны в отличие от реакции с тяжелыми ионами. Т.е. в нашем случае процесс может быть описан в терминах термодинамики. "Тепловая" мультифрагментация не искажена динамическими эффектами. Наши исследования дают дополнительную информацию к экспериментам с тяжелыми ионами, и сравнение с ними позволит отделять влияние сжатия и вращения ядра на процесс мультифрагментации.

Модернизация установки ФАЗА, проведение экспериментов на пучках нуклотрона Лаборатории высоких энергий и обработка данных будет проводиться в сотрудничестве со следующими институтами:

1. Российский научный центр "Курчатовский институт" (Москва).
2. Институт ядерной физики Технического университета (Дармштадт, Германия).
3. Институт ядерной физики (Краков, Польша).
4. Институт ядерных исследований (Москва).
5. Университет Айовы (штат Айова, США).



## Основные результаты проекта ФАЗА, физическое обоснование его развития

Пучки релятивистских ядер позволяют исследовать отклик ядерной системы на сильное изменение температуры и плотности, т.е. изучать уравнение состояния ядерной материи. Наиболее интересный аспект этой задачи связан с попытками обнаружить сигналы фазовых переходов. В настоящий момент существуют теоретические разработки различных вариантов фазовых переходов, которые могут реализоваться в ядерном веществе. Наш интерес сосредоточен на исследовании свойств сильновозбужденных ( $E^* \geq 500$  МэВ) тяжелых ядер при плотностях, меньших нормальной, и температурах  $T \leq T_1$ , где  $T_1$  --- критическая температура для фазового перехода жидкость-газ в ядерном веществе. Отмечается аналогия между ядерной материей и газом Ван-дер-Ваальса, поскольку притяжение между нуклонами сменяется отталкиванием на малых расстояниях. Уравнение состояния ядерного вещества оказывается весьма похожим на таковое для газа Ван-дер-Ваальса, и, соответственно, в фазовой диаграмме имеются области жидкой, газовой фазы и область неустойчивости, где присутствует смесь фаз. На рис.1 эта область выделена двойной штриховкой.

Следует ожидать, что разогретое ядерное вещество, образующееся в результате ядро-ядерного взаимодействия (спектор мишени), попадает в область спиноподобной неустойчивости на стадии расширения и разваливается с эмиссией большого количества нуклонов и нескольких фрагментов (мультифрагментация). Таким образом, исследование образования фрагментов промежуточной массы (IMF,  $3 \leq Z \leq 20$ ) в ядро-ядерных соударениях в широком диапазоне энергий является средством изучения уравнения состояния ядерного вещества при  $T < 15 \div 20$  МэВ и плотности ниже нормальной.

Установка ФАЗА, используемая в настоящее время на пучке синхрофазотрона ОИЯИ, состоит из детектора множественности фрагментов (ДМФ) и пяти телескопов-триггеров. ДМФ включает 64 сцинтилляционных счетчика с пленочными CsI(Tl) (средняя толщина 22 мг/см<sup>2</sup>). Телескопы включают два ДЕ-детектора (пропорциональный счетчик и ионизационную камеру с сеткой Фриша) и полупроводниковый спектрометр:  $\Delta E_1, x\Delta E, xE$ . Телескопы измеряют зарядовые и энергетические спектры фрагментов. ДМФ позволяет определять распределение фрагментов по множественности и пространственную картину событий. Полный телесный угол системы составляет 90% от 4 $\pi$ .

За время проведения экспериментов на установке ФАЗА накоплены новые данные по ядерной мультифрагментации, которые кратко сводятся к следующему:

1. Показано, что легкие релятивистские ядра являются не менее эффективным средством для изучения ядерной мультифрагментации, чем тяжелые ионы. На рис.2 приведены средние множественности IMF, полученные для мишени из <sup>197</sup>Au на пучках протонов, ядер гелия и тяжелых ионов<sup>[3]</sup>. Они близки, что указывает на независимость этой величины от динамики реакции. По-видимому, она определя-

ется фазовым объемом конечного состояния. На рисунке приведены расчеты средней множественности фрагментов для соударений p+Au и He+Au в двух комбинированных моделях. В первой из них быструю стадию взаимодействия описывает модель внутри-ядерного каскада (ВК), а распад возбужденного ядерного остатка (спектора мишени) --- статистическая модель мультифрагментации (СММ). Согласно с экспериментом здесь неудовлетворительное: при энергиях пучка  $>5$  ГэВ каскадная модель завышает энергию возбуждения спектора мишени, что приводит к завышению  $\langle M_{IMF} \rangle$ . Во второй комбинированной модели быстрая стадия взаимодействия описывается в модифицированном глауберовском приближении (МГ). Для расчета распада возбужденного остаточного ядра снова используется СММ. В МГ имеется один свободный параметр, описывающий энергию возбуждения остатка. Это и определяет хорошее согласие расчетов по МГ+СММ с экспериментальными данными по множественности в реакциях p+Au и <sup>4</sup>He+Au. Модифицированное глауберовское распределение дает более адекватное распределение остаточных ядер по массе и энергии возбуждения. В этом нас убеждают и результаты измерения кинетических энергий фрагментов.

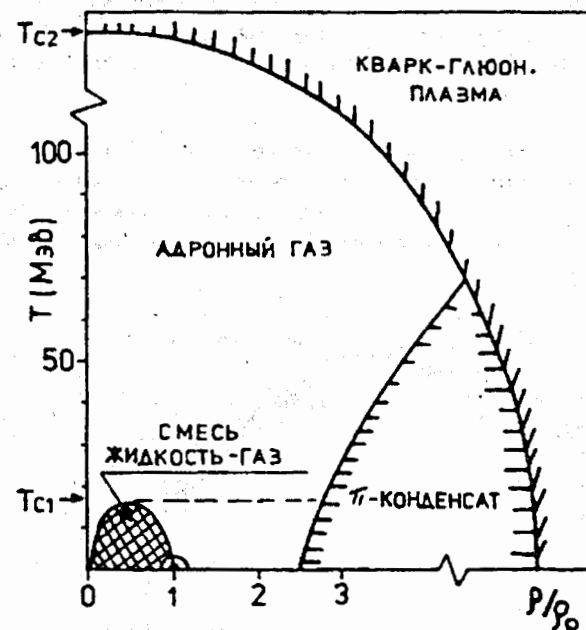


Рис.1 Фазовая диаграмма ядерного вещества.  $T_1 = 15 \div 20$  МэВ,  $T_2 \geq 100$  МэВ, критические температуры для фазовых переходов "жидкость-газ" и в кварк-глюонную плазму.

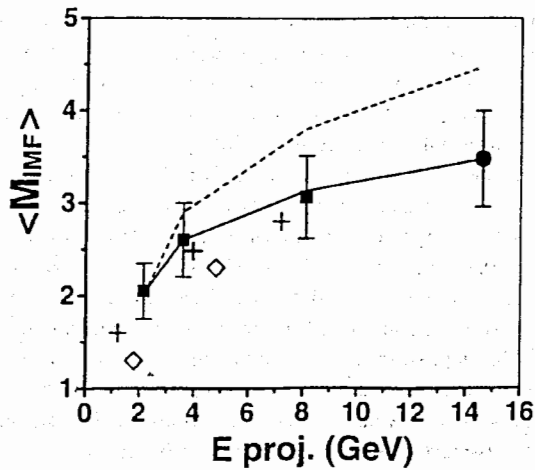


Рис.2. Средние множественности IMF (на одно событие фрагментации) в функции энергии пучка. Черные квадраты и кружок --- наши данные для p+Au и  ${}^4He+Au$  соударений; кресты - для фрагментации Au, вызванной  ${}^{40}Ar$ ,  ${}^{36}Ar$ ,  ${}^{12}C$ , ромбы - для  ${}^3He+Au$  (литература). Пунктир --- расчет по BK+CMM, сплошная линия - расчет по MG+CMM (для пучков p и  ${}^4He$ ).

2. На рис.3 приведен спектр углерода из соударений p(8,1 ГэВ)+Au<sup>[3]</sup>. Кривая рассчитана по MG+CMM. Статистическая модель предполагает, что развал системы происходит после расширения ядра за счет теплового давления, но скоростью расширения  $v_{exp}$  модель пренебрегает. Т.о. сравнение измеренных спектров с расчетными позволяет оценить ее величину:  $v_{exp} < 0,03$  с.

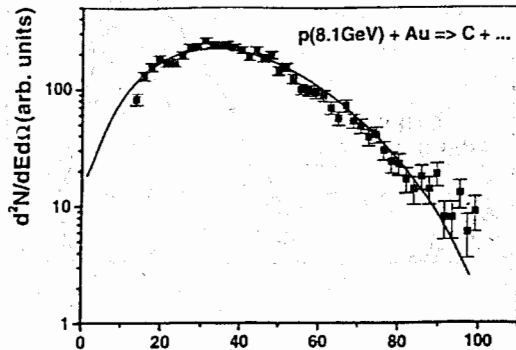


Рис.3 Энергетический спектр углерода из соударений p+Au. Линия - расчет с использованием модифицированного глауберовского приближения и статистической модели мультифрагментации.

На рис.4 представлены средние энергии IMF в сравнении с модельными расчетами для p+Au при энергиях 2,16 ГэВ и 8,1 ГэВ<sup>[4]</sup>. Видно, что MG+CMM лучше описывает экспериментальные данные до  $Z=9$ . Для больших  $Z$  расчетные энергии выше экспериментальных. Мы полагаем, что это наблюдение указывает на неудачу модельного допущения, что все фрагменты имеют одинаковые вероятности образоваться в любом доступном месте системы в момент распада. По-видимому, более тяжелые фрагменты с большей вероятностью образуются ближе к центру ядра-остатка и поэтому имеют меньшую энергию по сравнению с расчетом. Это наблюдение дает дополнительное подтверждение механизму объемной эмиссии фрагментов. Основное доказательство этого механизма дается нашими измерениями временной шкалы процесса (см. ниже).

3. Экспериментально показано, что развал возбужденного спектратора действительно происходит из состояния с пониженной плотностью<sup>[5]</sup>. Было измерено распределение относительных скоростей совпадающих фрагментов, разлетающихся в противоположных направлениях (рис. 5), для соударений  ${}^4He(14,6 \text{ ГэВ})+Au$ . Ясно, что, чем больше размер системы, тем слабее ускоряющее кулоновское поле, тем меньше скорость фрагментов и наоборот. Анализ экспериментальных значений средних относительных скоростей показал, что эмиссия фрагментов происходит после значительного расширения ядра (за счет теплового давления), средняя плотность которого  $\rho(b)$  в момент развала составляет  $\rho(b)=(1/3+1/6)\rho(0)$ .

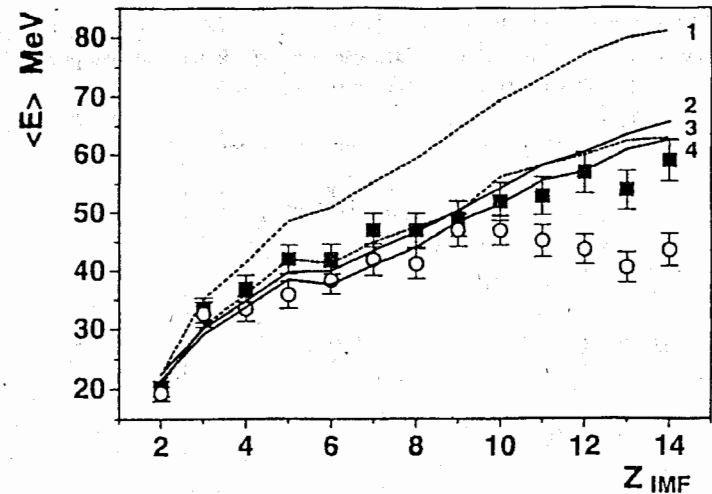


Рис.4 Средняя энергия фрагментов в реакции p+Au 2,16 ГэВ (квадратные точки, пунктирные линии) и 8,1 ГэВ(круглые точки, сплошные линии). Линии соответствуют теоретическим расчетам: BK+CMM (1,2) и MG+CMM (3,4).

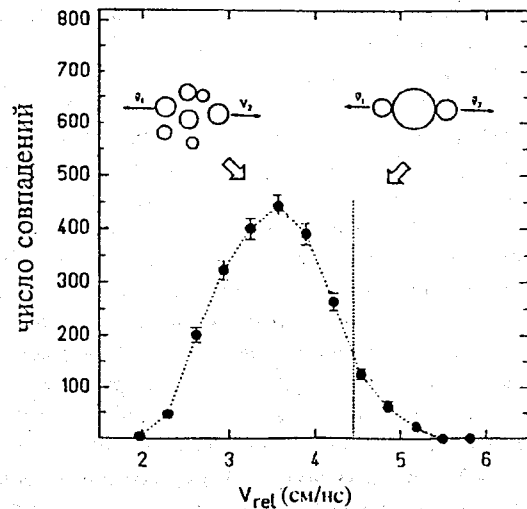


Рис.5 Распределение по относительной скорости для совпадающих фрагментов (из соударений  ${}^4\text{He}$  (14,6 ГэВ)+Au, разлетающихся под углом  $150\text{-}180^\circ$  друг к другу. Вертикальная линия показывает ожидаемое положение максимума распределения, рассчитанное для испарения с поверхности ядра, имеющего нормальную плотность.

4. Была проведена оценка времени жизни  $\tau$  фрагментирующей системы, образующейся при взаимодействии  ${}^4\text{He}$ (14,6 ГэВ)+Au. Это сделано на основе анализа распределения совпадающих фрагментов по относительному углу (рис. 6)<sup>[6]</sup>.

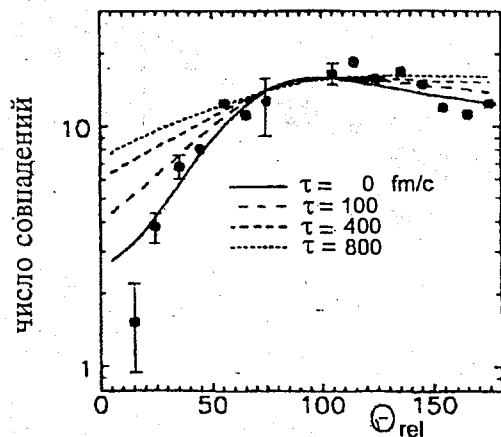


Рис.6 Распределение совпадающих фрагментов по относительному углу (корреляционная функция). Линии получены в результате расчета для различных значений  $\tau$  - времени жизни фрагментирующего ядра ( $\text{fm}/\text{c}=3 \times 10^{-24}$  с).

За счет кулоновского взаимодействия между фрагментами появление двух совпадающих фрагментов с малыми относительными углами подавлено. Мера этого подавления чувствительна к временной сдвиге между моментами появления фрагментов и, в конечном счете, времени жизни системы. Анализ измеренных угловых корреляций показал, что  $\tau \leq 75$  фм/с ( $2,3 \times 10^{-22}$  с). Этот результат полностью исключает механизм последовательной независимой эмиссии фрагментов, поскольку время эмиссии существенно меньше "кулоновского времени" ( $\sim 10^{-21}$  с), определяющего процесс формирования кулоновских траекторий.

Таким образом, резюмируя результаты работ по проекту ФАЗА, можно констатировать следующее.

**Впервые** экспериментально показано, что при взаимодействии легких релятивистских ядер с тяжелой мишенью возникают сильновозбужденные остаточные ядра, распадающиеся путем множественной эмиссии фрагментов.

**Впервые** показано, что этот процесс происходит из состояния с существенно пониженной плотностью (за счет расширения под действием теплового давления).

**Впервые** показано, что время эмиссии столь короткое, что нельзя говорить о независимом, последовательном испускании фрагментов. Т.о., речь идет о новом, четвертом (после гамма-распада, испарения нуклонов, деления) виде распада возбужденных ядер: "тепловой" мультифрагментации.

Полученные результаты приводят к логическому продолжению проекта. Для более детального понимания механизма мультифрагментации и поиска признаков фазового перехода необходимо дополнительное развитие функциональных возможностей методики, а именно:

- создание возможности анализа всех получаемых данных в зависимости от параметра удара и, фактически, от энергии возбуждения спектатора мишени;
  - увеличение числа триггерных телескопов, в первую очередь, для улучшения условий проведения корреляционных экспериментов;
  - обеспечение измерения ядерной температуры спектатора мишени.
- Определение параметра удара  $b$  будет производиться с помощью детектора множественности легких заряженных частиц (LCP). Этот детектор представляет собой набор из 64 сцинтилляционных счетчиков, помещенных внутри вакуумного объема установки в передней полусфере. С помощью детектора множественности LCP мы будем производить оценку энергии возбуждения спектатора мишени. Остановимся на этом вопросе подробнее. Очевидно, что чем ближе к центру ядра пройдет бомбардирующая частица, тем большее количество быстрых каскадных частиц вылетит. Результатом измерений будет распределение по множественности LCP. Нам был проведен расчет по модифицированной глауберовской модели ожидаемого вида распределения множественности по методу Монте-Карло (рис.7). Расчет сделан для реакции  $\alpha$ +Au (14,6 ГэВ).

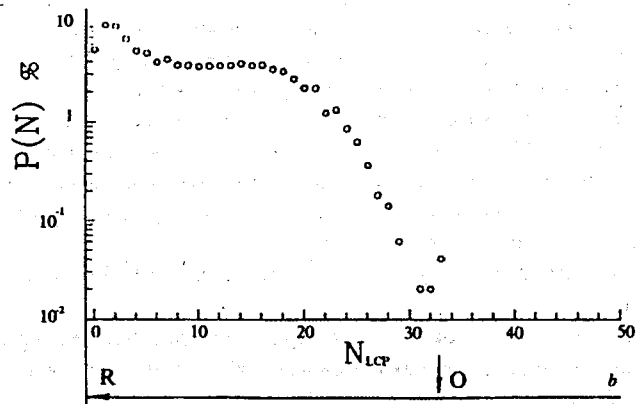


Рис.7. Распределение по множественности легких заряженных частиц для соударений  ${}^4\text{He}(14,6 \text{ ГэВ})+\text{Au}$  с учетом экспериментального "фильтра" установки ФАЗА-2.

Ниже оси абсцисс  $N_{\text{LCP}}$  показана ось параметра удара  $b$ . Ход значений параметра удара обратный по отношению к величине множественности: максимальной множественности отвечает  $b=0$ , минимальной -- сумма радиусов взаимодействующих ядер  $R$ .

Между регистрируемой множественностью  $LCP$  и энергией возбуждения ядра-остатка есть прямая зависимость. По методу Монте-Карло был получен ход зависимости средней энергии возбуждения  $E^*/A_{\text{JCN}}$  от  $N_{\text{LCP}}$  (рис. 8). Для каждого данного значения множественности легких заряженных частиц расчет дает распределение остаточных ядер по энергии возбуждения со средним квадратичным отклонением, показанным на рис.8 в виде "ошибок" у точек. При обработке экспериментальных данных события будут селективироваться по  $N_{\text{LCP}}$ : весь диапазон изменения  $N_{\text{LCP}}$  будет разбит на интервалы, каждому из которых отвечает определенный интервал энергии возбуждения.

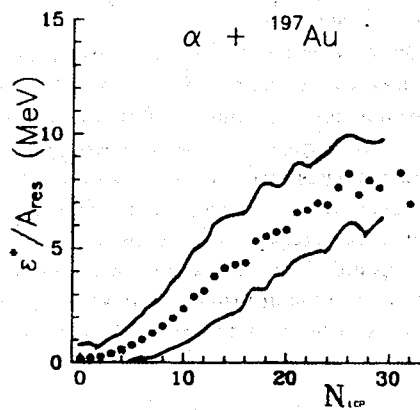


Рис.8 Расчетная зависимость средней энергии возбуждения спектатора мишени в зависимости от множественности "каскадных" частиц для соударений  ${}^4\text{He}(14,6 \text{ ГэВ})+\text{Au}$ .

б) В действующей установке ФАЗА при проведении измерений распределения совпадающих фрагментов по относительному углу проводилось усреднение по  $Z$  фрагмента в одном плече регистрации. Надежность результатов и их анализа повышается, если оба совпадающих фрагмента будут идентифицированы и измерена их энергия. В этом случае угловая корреляция может быть дополнена измерением корреляционной функции по относительной скорости. Для решения этой задачи будет создана дополнительная система телескопов спектрометров  $\Delta E \times E$  (ионизационная камера  $\times$  Si(Au)-детектор) в количестве 32 штук, плотно размещенных на поверхности одного стандартного фланца установки ФАЗА. Эта система (с учетом существующих телескопов) позволит наблюдать корреляции между фрагментами в диапазоне углов  $\Theta_{\text{rel}}$  от  $10,5^\circ$  до  $180^\circ$ , причем в области углов до  $50^\circ$  это будет делаться с лучшей дискретностью, чем сейчас.

Если эту систему использовать в качестве триггера установки, то эффективность триггерования увеличится в 7-10 раз. Это дает возможность работать с пучками меньшей интенсивности, чем сейчас. В случае если имеется запас по интенсивности, то электроника может быть организована таким образом, чтобы увеличить набор статистики для относительно тяжелых фрагментов, выход которых невелик.

в) Для измерения другой важной характеристики - ядерной температуры необходимо создание т.н. "изотопного термометра". Это прецизионный  $\Delta E \times E$ -спектрометр, позволяющий разделять изотопы легких элементов. Для ядерной системы, находящейся в тепловом равновесии при низкой плотности в работе Альберго<sup>[7]</sup> предложено находить температуру из двойных отношений выходов изотопных пар, отличающихся на один нейтрон. В работе Походзалла<sup>[8]</sup> показано, что наиболее подходящими парами для этой цели являются  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ . Связь двойных отношений выходов с температурой следующая:

$$T = 16 / \ln \left( 2,18 * \frac{Y_{6\text{Li}} / Y_{7\text{Li}}}{Y_{3\text{He}} / Y_{4\text{He}}} \right)$$

## Основные характеристики установки ФАЗА-2

В настоящий момент установка ФАЗА, как уже указывалось, состоит из детектора множественности фрагментов (ДМФ) и пяти телескопов-спектрометров (ТС). В состав телескопов входят плоская ионизационная камера с сеткой ( $\Delta E$ ) и поверхностно-барьерный детектор Si(Au) - детектор  $E$ . На входе в телескоп расположен многонитяной пропорциональный счетчик. ДМФ укомплектован 64 тонкослойными цинтилляторами ( $22 \text{ мг/см}^2$ ) CsI(Tl). Световая вспышка от цинтилляторов транспортируется с помощью оловых световодов на фотоумножители ФЭУ-110.

В конфигурацию действующей установки, в процессе модернизации, будут введены детектор множественности легких заряженных частиц (ДМ LCP), телескопный модуль (ТМ) и прецизионный телескоп-спектрометр, или "изотопный телескоп" (ИТ). Соответственно этим изменениям будет модернизирована электронная блок-схема установки и создано новое программное обеспечение.

На рис.9 показана установка ФАЗА-2. Из шести модулей в передней полусфере представлен только один модуль (позиция В), оснащенный элементами детектора множественности LCP, чтобы не загромождать рисунок.

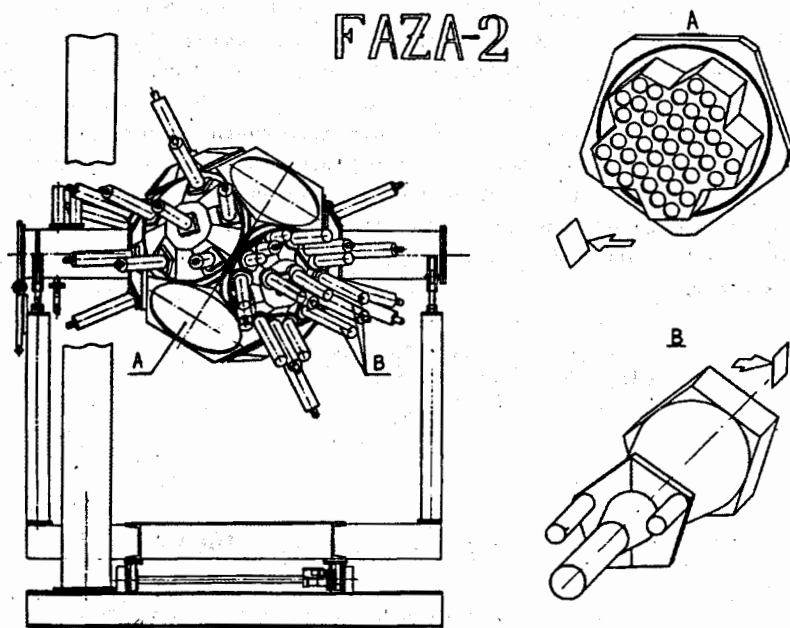


Рис.9. Общий вид установки ФАЗА-2. А - телескопный модуль. В - два элемента детектора множественности LCP с одним CsI-детектором на входе конического световода.

1. Детектор множественности LCP представляет собой конструкцию куполообразной формы, помещенную в вакуумный объем установки. Топология детектора полностью повторяет структуру сцинтилляторов CsI(Tl), имеющих пяти- и шестигонную форму (пентагональный гексаконтаэдр Архимеда, рис.10). Отличие заключается в том, что каждая пластина детектора разрезается на две симметричные части, каждая из которых представляет собой отдельный детектор. На рис.9 (позиция В) изображены два чувствительных элемента ДМ LCP вместе с пустотелым световодом из дюрала, с помощью которого к ФЭУ-110 транспортируется свет от пленочного сцинтиллятора CsI(Tl). Регистрирующей частью каждого элемента является пластина из сцинтилляционной пластмассы. Свет из каждой пластины выводится из вакуумного объема к ФЭУ-143 через фланец с помощью световода цилиндрической формы. Выполненные из оргстекла световоды расположены перпендикулярно к сцинтилляционным пластинам и приклеены к ним оптическим эпоксидным клеем. Для достижения целостности поверхности ДМ LCP полые дюралевые световоды ДМФ разрезаны так, что сцинтилляционные пластины проходят сквозь них (рис.9В). Таким образом, свет от CsI(Tl) до попадания на фотокатод ФЭУ-110 проходит через сцинтилляционную пластмассу. Амплитуда световой вспышки уменьшается при этом на 15-20%. При такой конструкции детектора возникает опасность взаимной засветки канала регистрации фрагментов и легких заряженных частиц. Для определения степени взаимной засветки были проведены макетные испытания, которые показали, что ее величина очень мала. Действительно, в канале регистрации фрагментов используется оптический фильтр ЖС-18, который отсекает свет с длиной волны  $\lambda \leq 470$  нм. Это было сделано для уменьшения фоновой засветки от черенковского излучения от оросла пучка.



Рис.10. Топология детекторов в установке ФАЗА.



Т.к. пластический сцинтиллятор испускает свет с  $\lambda \leq 430$  нм, то ФЭУ-110 световую вспышку от пластика не регистрирует. В канале LCP засветки от CsI(Tl) тоже нет, но по другой причине. Дело в том, что свет от CsI, проходя через плоский пластик, может достигнуть фотокатода ФЭУ-143 только в случае перерассеяния на поверхностных шероховатостях пластика. В случае необходимости перед ФЭУ-143 будет помещен оптический фильтр, отсекающий зеленый свет.

Технические характеристики детектора множественности LCP следующие: детектор расположен в передней полусфере установки по вектору пучка, и его телесный угол захвата составляет  $0,92 \times 2\pi$ . Общее количество чувствительных элементов 64. Толщина сцинтиллятора 10мм. Угол захвата находится в диапазоне  $15^\circ < \Theta < 85^\circ$ . Порог регистрации для протонов составляет 30-35 МэВ.

2. Телескопный модуль (ТМ) состоит из 32 ДЕхЕ-телескопов-спектрометров. В состав каждого телескопа входит газовая ионизационная камера "цилиндрической" конфигурации (ДЕ) и поверхностно-барьерный полупроводниковый детектор (Е). Телескопы собраны в компактную конструкцию на фланце (рис.9А). Внешние контуры модуля повторяют контуры 6 сцинтилляторов CsI(Tl), вместо которых ТМ будет располагаться в задней полусфере установки. Входные окна телескопов располагаются в одной плоскости и вакуумируются лавсановой пленкой толщиной 1,2 мкм. Длина ионизационной части телескопа (вдоль трека частиц) 35 мм. Остаточная энергия (Е) частиц регистрируется Si(Au)-детектором диаметром 60 мм и толщиной 1 мм. Минимальный относительный угол между совпадающими частицами, регистрируемыми ТМ, составляет  $\sim 10,5^\circ$ . Эффективность регистрации частиц модулем составляет 72%. Предварительное усиление сигналов осуществляется предусилителями, собранными на наружной поверхности фланца. В качестве рабочего газа для ионизационных камер предполагается использование  $C_3F_8$  при давлении 20 торр.

3. "Изотопный телескоп" (ИТ) представляет собой модифицированный вариант уже действующего ТС. Разрешение ДЕ - сигнала нового телескопа будет улучшено в  $4 \div 5$  раз. Это позволит различать изотопы легких фрагментов. В процессе модернизации будет улучшено как отношение амплитуда/шум, так и условия собирания заряда в межэлектродном промежутке. Для этого будет увеличено давление газа, улучшены характеристики электронного тракта, введены охранные электроды, изменена топология электростатического поля.

На рис. 11 представлена общая схема сбора информации установки ФАЗА-2.

Триггерные сигналы (ТС<sub>i</sub>) для запуска установки формируются пятью телескопами (ТТ<sub>i</sub>) (совпадения ДЕ-Е) и через сумматор ( $\Sigma$ ТС<sub>i</sub>) подаются на генератор ворот (G-G) В связи с тем, что пучок сопровождается ореолом вторичных частиц, схема построена так, что в ДМФ нужные события отделяются от фоновых. Для этого применяется метод двойного стробирования. Аналоговые сигналы с ФЭУ (на схеме ДМФ<sub>1</sub>) поступают на два АЦП КА013 (преобразователи заряд-код), запуск одного из которых задержан на 800 нс по отношению к запуску второго, что позволяет разделить на двумерном спектре коды, соответствующие черенковскому (фоновому) излучению и высвечиванию CsI(Tl). Таким образом, информация с ДМФ представляет собой 64 двумерных спектра длиной в 128 слов.

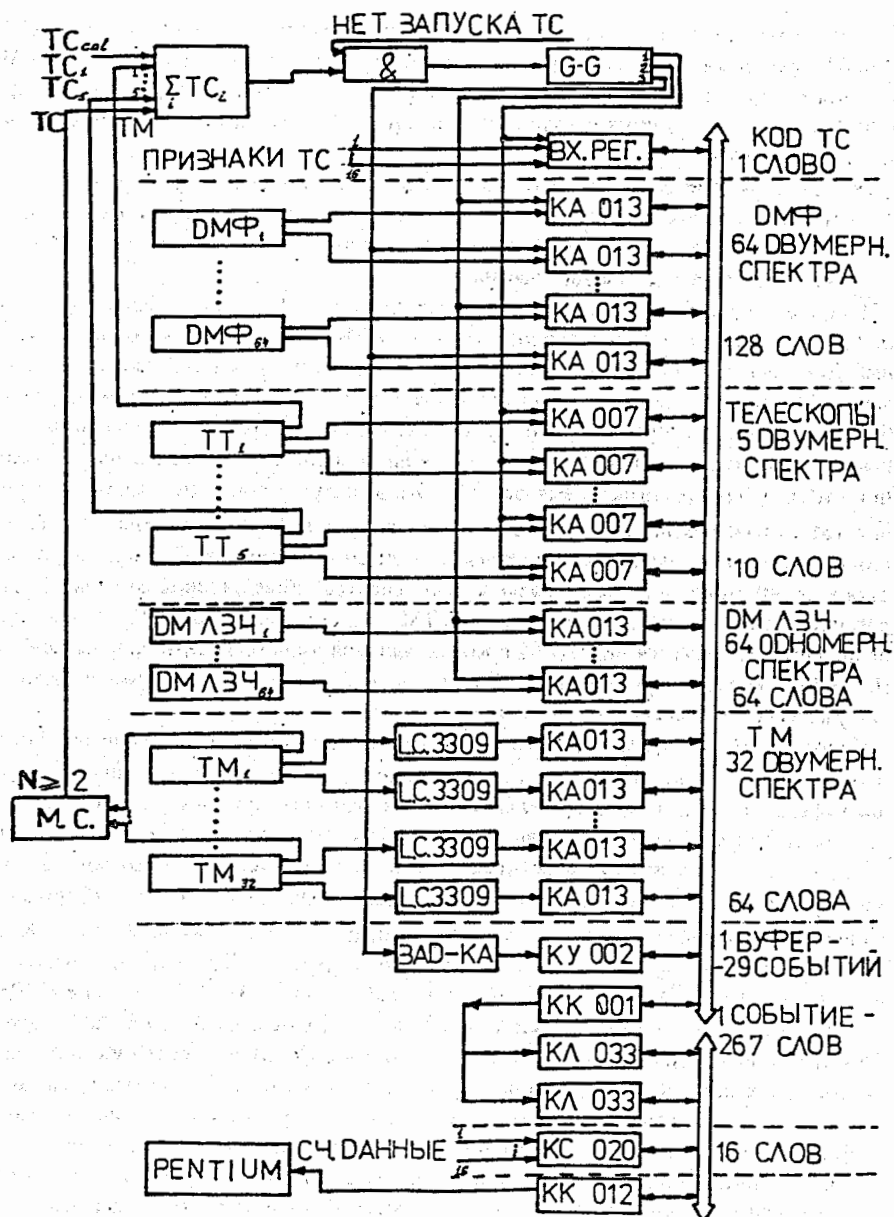


Рис. 11. Один из вариантов схемы сбора информации установки ФАЗА-2.

Аналоговые сигналы с телескопов (ТТ<sub>1</sub>) после усиления подаются на два АЦП КА007 (преобразователи амплитуда-код), один из которых дает информацию о ΔE (газовая камера), а другой о E частицы (Si-детектор). С этого детекторного блока организуется пять двумерных спектров общей длиной 10 слов, дающих информацию о E и Z фрагментов.

Сигналы с 64 ФЭУ детектора множественности LCP (ДМ LCP) подаются на КА013 в сопровождении одного строба в области нарастания импульса. Получается 64 одномерных спектра общей длиной 64 слова. Информация с ДМ LCP дает распределение по множественности каскадных частиц.

Несколько сложнее обстоит дело с телескопным модулем (ТМ<sub>1</sub>). Дело в том, что общий телесный угол 32 телескопов, входящих в ТМ<sub>1</sub>, в ~10 раз превосходит суммарный телесный угол пяти телескопов-спектрометров. Если суммарный тригерный сигнал от ТМ использовать для запуска установки, то величина мертвого времени станет близкой к 100% при интенсивности пучка  $\sim 5 \times 10^8$  1/сброс. Чтобы этого избежать, сигналы со всех телескопов модуля посылаются на вход системы мажоритарных совпадений (МС) и берется сигнал с выхода  $\geq 2$ . Это делается потому, что главное назначение ТМ - измерение парных корреляций на малых углах. Количество парных совпадений существенно меньше, чем интегральный счет со всего модуля. С телескопного модуля в память будут писаться 32 двумерных спектра общей длиной 64 слова. Кодирование аналоговых сигналов с телескопов ТМ делается иначе, чем с ТТ<sub>1</sub>. После усиления сигналы подаются на вход 64 преобразователей амплитуда-заряд фирмы Le-Croy (LC 3309), которые соединены с АЦП заряд-код. Такая схема кодирования вводится для удешевления электронной аппаратуры.

Признаки ТС пишутся через входной регистр одним двухбайтным словом. Таким образом, общая длина одного события составляет 267 слов. В системе записи имеется два буфера КЛ033 для предварительной записи информации кодировщиков, рассчитанных на прием 15 событий каждый. За один сброс ускорителя (300 мс с периодом 10 с) можно записать 10 таких буферов, что соответствует 150 событиям. За один экспериментальный сеанс (~100 часов ускорителя) ожидается  $1 \div 5$  Гбайт информации.

Опрос кодировщиков осуществляется по сигналу с G-G задержкой 60 мкс. Коды с АЦП поступают в буферы КЛ033 через контроллер КК01. Блоки КЛ033 опрашиваются контроллером КК012 и поступают в ПЭВМ Pentium 100. Информация с ПЭВМ переписывается на магнитные ленты с помощью стримера EXABYTE-8200. Другая ПЭВМ Pentium-90 (на схеме не показана), соединенная с первой через кабель локальной сети, как правило, настроена на обработку больших массивов, а именно на получение любого двумерного спектра по мере набора информации на диск основной ПЭВМ. При необходимости вторая ПЭВМ может быть переключена для off-line обработки. Инициализация блоков КАМАК (установка порогов дискриминаторов, задержек, усилений, ширины стробов и блоков КАМАК (установка порогов дискриминаторов, задержек, усилений, ширины стробов и др., а также высокого напряжения для питания ФЭУ) производится с помощью еще одной ПЭВМ.

## Проведение эксперимента (исследовательская программа)

1. Исследовательская программа направлена на изучение механизма мультифрагментации в очень асимметричных ядро-ядерных соударениях. Для этого будут использоваться релятивистские ноны р, <sup>4</sup>He, <sup>12</sup>C при бомбардировке мишени из золота.
2. Эксперименты дадут информацию о множественности, энергетических, зарядовых спектрах и их угловом распределении.
3. Измеренная множественность легких заряженных частиц дает возможность исследования всех данных в функции параметра удара (энергия возбуждения спектатора мишени).
4. Измерение угловых корреляций между двумя фрагментами дает информацию о временной шкале процесса мультифрагментации для различных энергий возбуждения.
5. Будет исследовано критическое поведение высоковозбужденных ядер, в частности, получена температура фрагментирующей системы в функции энергии возбуждения.
6. Данные будут анализироваться с использованием различных теоретических моделей. Ожидается, что будет достигнуто более глубокое понимание уравнения состояния ядерного вещества.

На основании опыта работы с установкой ФАЗА нетрудно оценить скорость набора данных. Она составляет  $\sim 5 \times 10^4$  событий в час при средней интенсивности пучка  $\sim 5 \times 10^7$  в секунду. Для проведения полноценного эксперимента необходимо, по крайней мере, 150-200 часов ускорительного времени в год. Это обеспечит накопление  $7 \times 10^6 - 10^7$  событий при условии тригерования фрагментами с  $Z \geq 2$ .

Методы обработки данных в значительной степени уже подготовлены и опробованы, но, безусловно, будут развиваться. Обработка производится, в основном, в Дубне, частично — в ТУ Дармштадта.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 96-02-18952), Европейским фондом INTAS (грант 94-2249), Польским Госкомитетом по научным исследованиям (грант N2P30B 09509), International Science Foundation under grant RFK300

## Литература:

- 1) L.G.Moretto, G.J.Wozniak, "Multifragmentation in heavy-ion processes", Annual.Rev. of Science, Nucl&Part. 43(1993)371.
- 2) S.P.Avdeyev et al., "Setup FASA for the investigation of nuclear multifragmentation", Pribory i Technika Experimenta, N2,pp.7-14,1996.
- 3) V.A.Karnaukhov et al., "Decay of hot nuclei produced by relativistic light ions", Preprint JINR, E7-95-321, Dubna,1995.
- 4) V.A.Karnaukhov et al., "Thermal" multifragmentation induced in gold target by relativistic protons", Preprint JINR E1-96-50, Dubna, 1996.
- 5) S.P.Avdeyev et al., "Multifragmentation induced by Relativistic  $\alpha$ -projectiles", Phys.Rev.Lett., 74(1994)11, pp.1604-1607.
- 6) S.Shmakov et al., "On the time scale of multifragment emission in  ${}^4\text{He}+\text{Au}$  collisions at  $E/A=3.65$  GeV/nucleon", Jадernaya Fizyka, tom58, N10, pp.1-5,1995
- 7) S.Albergo et al., "Temperature and Free-Nucleon Densities of Nuclear Matter Exploding into Light Clusters in Heavy-Ion Collisions", Nuovo Cimento, Vol.89A, N1, pp.1-28.
- 8) J.Pochodzalla et al., "Probing the Nuclear-Gas Phase Transition", Phys.Rev.Lett. 75(1995)6

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 ноября 1996 года.