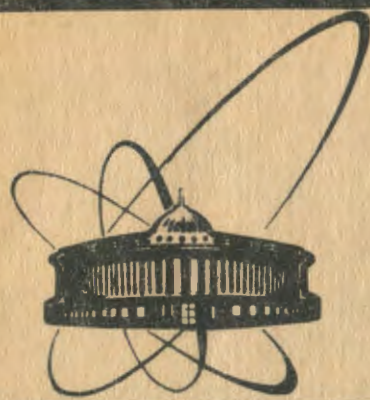


90-193



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

7

K-431

P13-90-193

А.Д.Кириллов, В.Г.Ляпин\*, П.А.Рукояткин,  
И.О.Цветков\*, В.И.Юревич\*, Р.М.Яковлев\*

УСТАНОВКА "НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР"  
НА БАЗЕ СИНХРОФАЗОТРОНА ЛВЭ ОИЯИ

---

\* Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

## ВВЕДЕНИЕ

Установка "Нейтронный спектрометр" создана для измерений двойных дифференциальных распределений нейтронов из тонких и толстых мишеней в диапазоне энергий  $0,2 \div 300$  МэВ. Особенностью спектрометра является то, что он позволяет проводить одновременно измерения энергетических спектров как нейтронов, так и заряженных частиц:  $\pi$ -мезонов, P, D, T. Развитие прикладных исследований в области средних энергий требует создания базы ядерных данных, где экспериментальные результаты, полученные на пучках легких ионов с энергией  $1 \div 10$  ГэВ/нуклон, имеют высокий приоритет.

## МЕТОД

В спектрометре в качестве базового метода измерения энергетических распределений используется метод времени пролета. В дополнение к нему в установке реализованы разделение нейтронов и гамма-квантов по форме импульса и t-A метод идентификации заряженных частиц. Первое используется в нейтронных измерениях с детекторами на основе кристалла стильбена, второе — в измерениях с детекторами на основе толстого пластического сцинтиллятора, где применяемый экспериментальный метод идентичен развитому в работе<sup>11</sup>. В режиме "on-line" в спектрометре осуществляется запись каждого события на внешнее запоминающее устройство. В дальнейшем, в режиме "off-line", это позволяет проводить многомерный анализ результатов измерений, основными моментами которого являются:

- 1) контроль за функционированием аппаратуры спектрометра,
- 2) проведение коррекций,
- 3) идентификация фоновых событий,
- 4) определение граничных условий для идентификации типа событий и формирования спектра.

Как показано на рис.1, спектрометр имеет четыре плеча, три из которых идентичны друг другу и содержат нейтронные детекторы на основе кристаллов стильбена  $\phi 50 \times 50$  мм (ДН-2) и больших пластических сцинтилляторов  $\phi 120 \times 120$  мм (Д). Они расположены под тремя фикси-

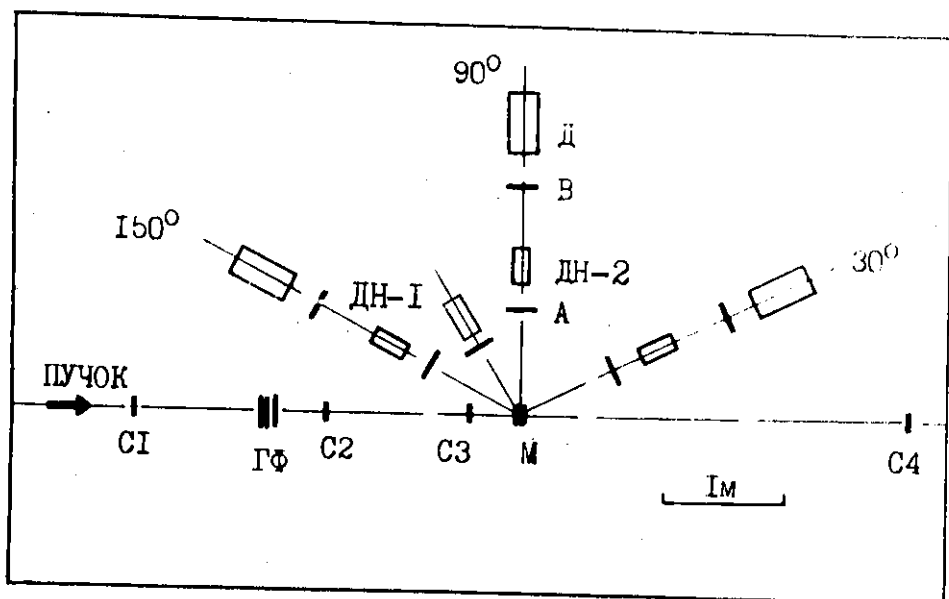


Рис.1. Расположение детекторов на экспериментальной площадке: С1 ÷ С4 — пучковые счетчики, ГФ — годоскопическая система счетчиков для анализа профиля пучка, А, В — счетчики телескопов заряженных частиц, ДН — детекторы нейтронов на основе стильбена, Д — детекторы на основе пластического сцинтиллятора  $\phi$  12x20 см, М — мишень.

рованными углами  $30^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $150^\circ$  по отношению к направлению пучка и предназначены для измерений спектров нейтронов в интервале энергий  $2 \div 500$  МэВ, а также спектров заряженных частиц. Пролетные базы для детекторов ДН-2 и Д были выбраны  $\sim 1,2$  и  $\sim 2$  м соответственно. Измерение изотропной части нейтронного спектра в области низких энергий проводится с помощью детектора с кристаллом стильбена  $\phi 40 \times 10$  мм (ДН-1), расположенным под углом  $120^\circ$  к пучку и на расстоянии 70 см от мишени. Одновременно измерения проводятся с помощью либо детекторов ДН, либо детекторов Д.

## ПУЧОК

Спектрометр расположен на канале медленного вывода синхрофазотрона МВ-2<sup>1/2</sup>, где осуществляется равномерный по интенсивности вывод пучка в течении 350 мс с периодом  $\sim 9$  с. Пучок имеет микроструктуру в виде банчей длительностью 20 нс и периодом следования около

300 нс. Сравнительно большая ширина банча приводит к необходимости осуществлять временную привязку к каждой налетающей частице пучка. Это накладывает ограничение сверху на интенсивность пучка, так как необходимо обеспечить малую вероятность появления нескольких частиц в одном банче. Поэтому в экспериментах с толстыми мишенями интенсивность пучка выбирается в диапазоне  $10^4 \div 10^5$ , а с тонкими мишенями —  $n \times 10^5$  (возможность работы на более высокой интенсивности объясняется тем, что использование пучкового счетчика С4 в режиме антисовпадения позволяет существенно уменьшить искажающий эффект от наложений). Типичный размер пучка составляет  $\sim 3$  см по основанию.

## АППАРАТУРА

На экспериментальной площадке, находящейся на канале медленного вывода синхрофазотрона, размещаются мишень и детекторная система. Сигналы от детекторов передаются по кабелям на расстояние 30 м в помещение, где расположена электронная аппаратура. Основные характеристики детекторной системы спектрометра приведены в табл.1.

Временное и амплитудное разрешение спектрометра прежде всего зависит от системы сцинтиллятор — ФЭУ — аналоговая электроника. Так как эти характеристики определяют важнейшие параметры спектрометра (энергетическое разрешение, качество N/G-разделения и идентификации типа заряженных частиц), то разработке и настройке детекторов было уделено большое внимание. Прежде всего из большой партии ФЭУ-30 и ФЭУ-63 были отобраны экземпляры с хорошей однородностью фотокатода и высокой его световой чувствительностью. Конструкция детектора включает в себя как сцинтиллятор, состыкованный с ФЭУ, так и преобразующую сигналы с ФЭУ электронику. Вся эта система помещается в железный кожух, экранирующий ФЭУ и электронику от внешних электромагнитных полей. Такая конструкция детектора позволяет осуществлять оптимальный съем и преобразование импульсов с ФЭУ и обладает хорошей помехозащищенностью.

Аппаратная часть спектрометра выполнена в стандарте КАМАК и сопряжена с ЭВМ типа ДВК. Блок-схема для одного плеча спектрометра изображена на рис.2.

В режиме "on-line" осуществляется запись каждого поступившего события во внешнюю магнитную память. При измерении нейтронных спектров с помощью детекторов ДН на основе кристаллов стильбена событие состоит из четырех слов, а при использовании детекторов Д на основе пластических сцинтилляторов — из трех слов. Общим для

## ДЕТЕКТОРНАЯ СИСТЕМА СПЕКТРОМЕТРА

Дете-ктор	Сцинтиллятор	ФЭУ	Электроника	Назначение
<b>ПУЧКОВЫЕ СЧЕТЧИКИ</b>				
C1	пластик (*) (100x100x5 мм)	ФЭУ-87	формирователь	трассировка пучка
C2	пластик (*) (100x100x5 мм)	ФЭУ-87	ФСП	трассировка пучка, временная привязка
C3	пластик (*) (40x40x3 мм)	ФЭУ-87	формирователь	трассировка пучка
C4	пластик (*) (100x100x5 мм)	ФЭУ-87	формирователь	формирование признака отсутствия взаимодействия в мишени
<b>ГОДОСКОПИЧЕСКИЕ СЧЕТЧИКИ</b>				
ГФХ	пластик (*) (150x150x5 мм, шаг 5 мм)	ГФЭУ	формирователь анализ	профиля пучка по горизонтали
ГФУ	пластик (*) (150x150x5 мм, шаг 5 мм)	ГФЭУ	формирователь анализ	профиля пучка по вертикали
<b>СЧЕТЧИКИ ТЕЛЕСКОПОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ</b>				
A	пластик (*) (150x150x3 мм)	ФЭУ-30	формирователь	формирование признака заряда, трассировка заряженных частиц
B	пластик (*) (130x130x3 мм)	ФЭУ-30	формирователь	формирование признака заряда, трассировка заряженных частиц
<b>ДЕТЕКТОРЫ</b>				
ДН-1	стильбен ( $\phi$ 40x10 мм)	ФЭУ-30	формирователь, усилитель, расширитель	регистрация нейтронов с энергией 0,15÷10 МэВ
ДН-2	стильбен ( $\phi$ 50x50 мм)	ФЭУ-30	формирователь, усилитель, расширитель	регистрация нейтронов с энергией 2÷500 МэВ
Д	пластик (*) ( $\phi$ 120x200 мм)	ФЭУ-63	формирователь, усилитель	регистрация нейтронов с энергией 20÷500 МэВ и заряженных частиц

\* Пластический сцинтиллятор на основе полистирола с добавками  $\pi$ -терфенила и РОРОР.

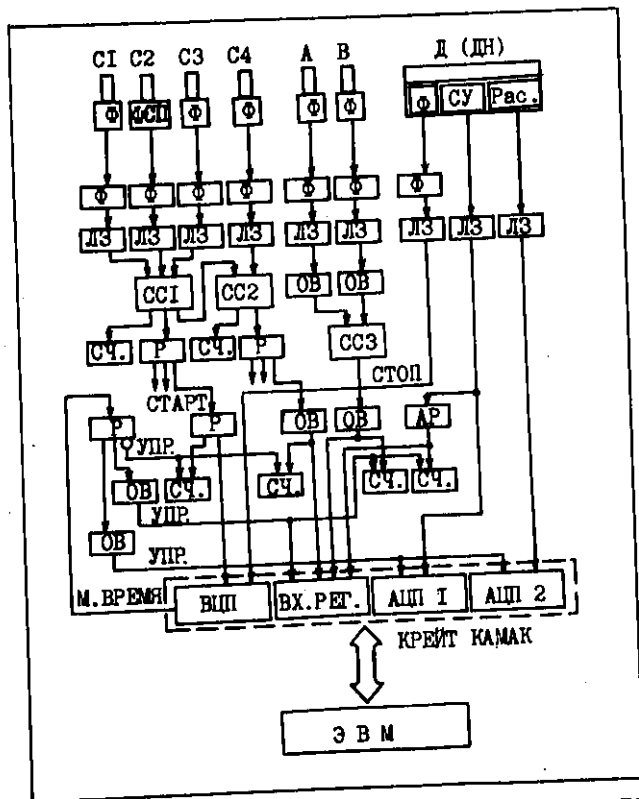


Рис.2. Блок-схема спектрометра: Ф — формирователь, ФСП — формирователь со следящим порогом, ЛЗ — линия задержки, СС — схема совпадений, ОВ — одновибратор, СУ — спектрометрический усилитель, Рас. — расширитель импульсов, Р — разветвитель, СЧ — счетчик импульсов, АР — режектор наложений, ВЦП — времяцифровой преобразователь, АЦП — амплитудно-цифровой преобразователь, ВХ.РЕГ. — входной регистр.

любого плеча спектрометра является тракт временной привязки к частице пучка, вырабатывающий сигнал "Пучок" на выходе схемы совпадений СС1 в момент прихода импульса от счетчика С2. Этот же сигнал используется как старт-сигнал для ВЦП:

$$\text{"Пучок"} = \text{"Старт"} = C1 * C2 * C3.$$

Стоп-сигнал на ВЦП поступает от детекторов ДН или Д.

Признак "Фон", соответствующий прохождению частицы пучка через мишень без взаимодействия, формируется схемой совпадений СС2:

$$\text{"Фон"} = C1 * C2 * C3 * C4.$$

Признак "Заряд" формируется схемой совпадений СС3 как:

$$\text{"Заряд"} = \begin{cases} A & \text{— для детекторов ДН} \\ A * B & \text{— для детекторов Д.} \end{cases}$$

Признак "Наложение" импульсов в спектрометрическом тракте вырабатывается амплитудным режектором АР.

В качестве триггера события выступает блок ВЦП, формирующий сигналы управления.

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации является важнейшей характеристикой нейтронного детектора. Для получения значений эффективности детекторов были проведены исследования, включающие в себя:

- 1) расчет эффективности тонких детекторов в приближении однократного взаимодействия,
- 2) измерение эффективности детекторов ДН в области энергий ниже 10 МэВ в стандартном спектре нейтронов Cf-252,
- 3) определение эффективности толстых детекторов относительно расчетной эффективности тонкого детектора в нейтронном спектре свинцовой мишени,
- 4) измерение эффективности регистрации нейтронов детектором Д в экспериментах Li-6 + C-12, C-12 + C-12.

Способом (1) определялись эффективность детектора с кристаллом стильбена  $\phi 40 \times 10$  мм для энергий  $0,1 \div 500$  МэВ и детектора с кристаллом стильбена  $\phi 50 \times 50$  мм для энергий выше 30 МэВ. Измерения (2) осуществлялись методом времени пролета. Сигналы "Старт" вырабатывались быстрой ионизационной камерой, регистрирующей осколки деления Cf-252, тонкий слой которого был нанесен на один из электродов. Измерения (3) проводились под углом  $30^\circ$  относительно направления пучка протонов с энергией 2,55 ГэВ, облучавших свинцовую мишень  $8 \times 8 \times 8$  см. Спектр нейтронов измерялся детекторами ДН и Д. В качестве тонкого детектора с известной расчетной эффективностью использовался стильбен  $\phi 40 \times 10$  мм с порогом регистрации 1,0 МэВ. Метод (4) основан на идее эквивалентности высокоэнергетических компонент спектров нейтронов и протонов, рождаемых при взаимодействии ядер с  $Z = A/2$ . Вторичные нейтроны и протоны, выходящие из тонкой углеродной мишени, регистрировались одновременно детектором Д, для которого эффективность регистрации протонов находилась расчетным путем. На рис.3 приведены значения эффективности, полученные для детекторов ДН-1, ДН-2, Д для порога регистрации 0,1, 1,0 и 30,0 МэВ соответственно. Кроме того, для стильбена  $\phi 50 \times 50$  мм показана кривая эффективности, рассчитанная в работе<sup>13/</sup>. Окончательно значения эффективности получались путем проведения кривой на глаз через экспериментальные точки, а также для детекторов ДН-1 и ДН-2 в области энергий выше 5 и 50 МэВ соответственно использовались результаты расчета.

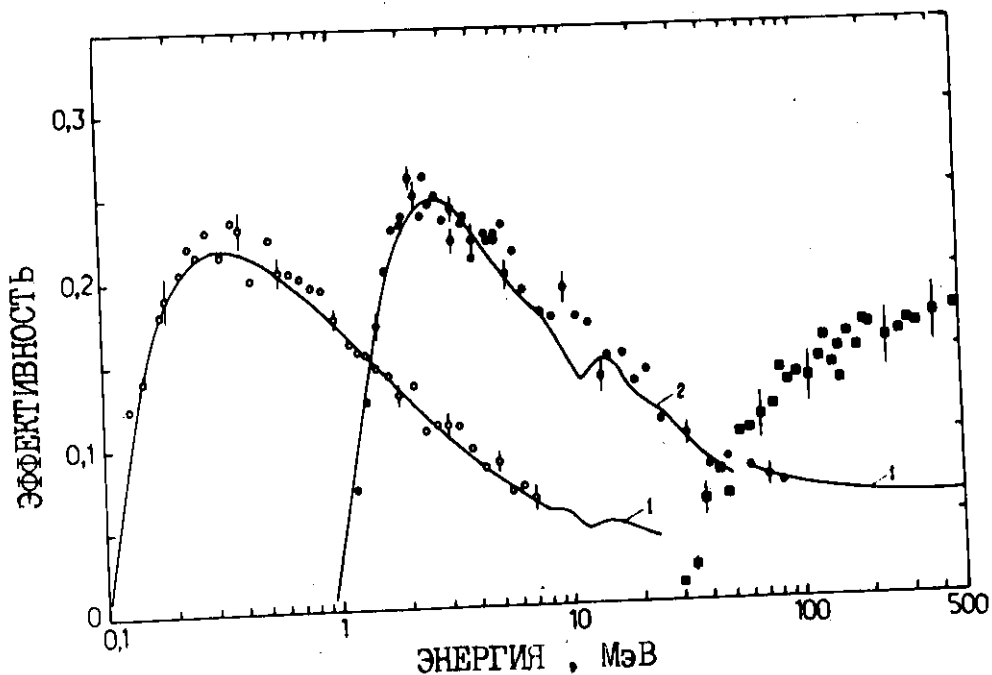


Рис.3. Эффективность нейтронных детекторов ДН-1, ДН-2, Д при значениях порога регистрации 0,1, 1 и 30 МэВ соответственно. Точки — экспериментальные данные, кривая 1 — расчет в приближении однократного взаимодействия, кривая — 2 расчет<sup>13/</sup>.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА

### 1. Временные характеристики

Определение цены канала для временных трактов проводилось с помощью калиброванных линий задержек с погрешностью 1%. Значение цены канала ВЦП составляло 0,2 нс.

Отсутствие ФСП в детекторах ДН и Д приводит к искажению аппаратурного времяпролетного спектра из-за наличия зависимости времени срабатывания формирователя детектора от амплитуды импульса с ФЭУ. Это искажение учитывается в режиме "of-line" путем введения коррекции для каждого события. Корректирующие функции, представляющие собой зависимость временного сдвига от амплитуды импульса, определялись по пику мгновенных гамма-квантов с помощью t-A диаграмм. После введения коррекции значение полной ширины на полувысоте гамма-пика, характеризующее временное разрешение спектрометра, находится в пределах  $0,8 \div 1,2$  нс.



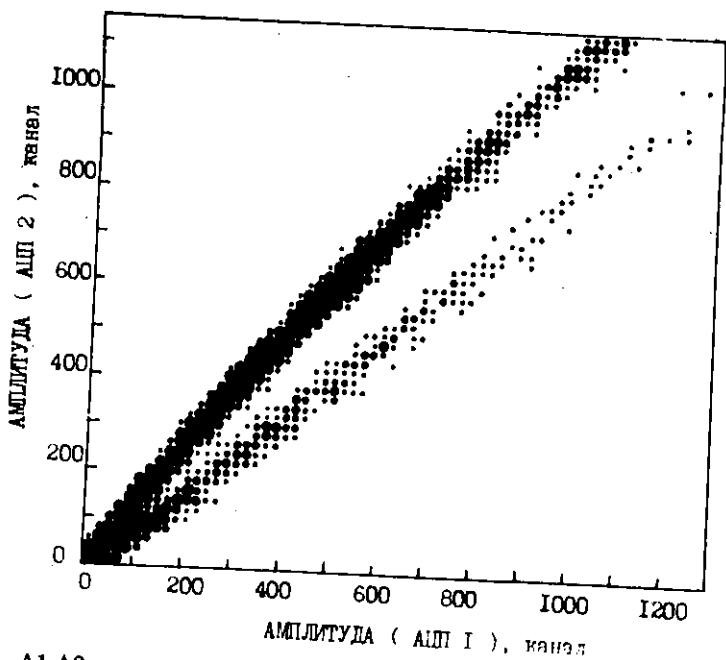


Рис.4. А1-А2 диаграмма, полученная в измерениях с источником Cf-252 и детектором ДН-2.

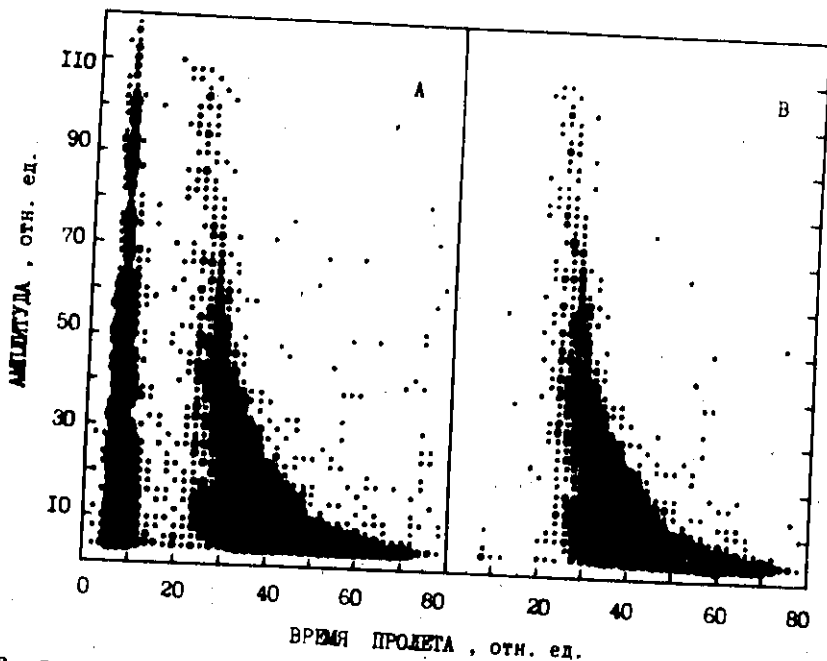


Рис.5. t-A диаграмма, полученная в измерениях с источником Cf-252 и детектором ДН-2: А — без N/G-разделения, В — с N/G-разделением.

## 2. N/G-разделение

Разделение нейтронов и гамма-квантов по форме импульса осуществляется в измерениях с детекторами нейтронов ДН на основе стильбена. На АЦП1 подается сигнал, амплитуда которого пропорциональна полному заряду импульса с ФЭУ, а на АЦП 2 — заряду, содержащемуся в быстрой компоненте импульса. Идентификация событий, относящихся к нейтронам и гамма-квантам, осуществляется с помощью А1 (АЦП1) - А2 (АЦП2) анализа. На рис.4 показана А1-А2 диаграмма, полученная в измерениях с источником Cf-252. Все события группируются в две ветви (верхняя — гамма-кванты, нижняя — нейтроны), разделение между которыми улучшается с увеличением амплитуды. Для малых амплитуд заметное слияние ветвей наблюдается в области, находящейся ниже значения, соответствующего гамма-квантам Am-241. На рис.5 приведены две t(ВЦП)-А(АЦП1) диаграммы, полученные также в измерениях с источником Cf-252. Детектором нейтронов служил ДН-2 с порогом регистрации, выставленным по Am-241. Диаграмма А соответствует аппаратурному спектру, сформированному без N/G-разделения, а при

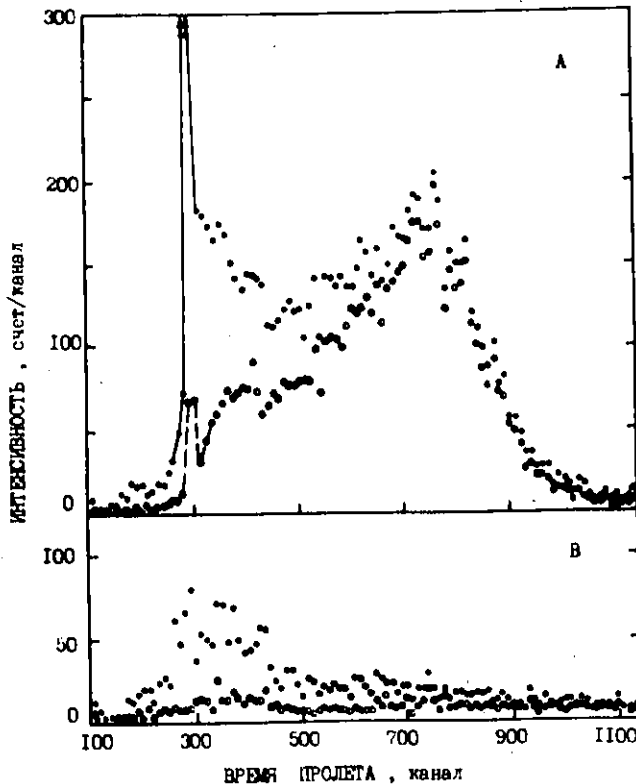


Рис.6. Времяпролетный спектр А и измеренный с помощью теневого конуса фон В, полученные в эксперименте Р(2,55 ГэВ) + Рb (8x8x8 см), угол — 90°. Детектор нейтронов — ДН-2 с порогом 1 МэВ. ● — результаты измерений без N/G-разделения, ○ — с N/G-разделением.

формировании диаграммы В использовалось условие, выделяющее только нейтронные события. Сопоставление диаграмм показывает практически полное подавление гамма-пика (коэффициент подавления более 400), а также существенное снижение интенсивности фона. В качестве еще одного примера на рис.6А приведены два времяпролетных спектра нейтронов (с N/G и без N/G-разделения), полученные с помощью детектора ДН-2 ( $E_{пор.} = 1$  МэВ) при облучении протонами с энергией 2,55 ГэВ свинцовой мишени 8x8x8 см. Как видно из рисунка, применение дискриминации гамма-квантов позволяет существенно расширить диапазон измеряемых энергий нейтронов и повысить надежность получаемых результатов.

### 3. Идентификация заряженных частиц

В спектрометре для идентификации типа заряженных частиц используется известный t-A метод, заключающийся в том, что заряженные частицы, имеющие разную массу, заряд при фиксированном времени пролета (скорости), выделяют различную энергию на ионизацию в толстом сцинтилляторе Д, тем большую, чем больше масса частицы или ее заряд. На рис.7 приведена t-A диаграмма для заряженных частиц,

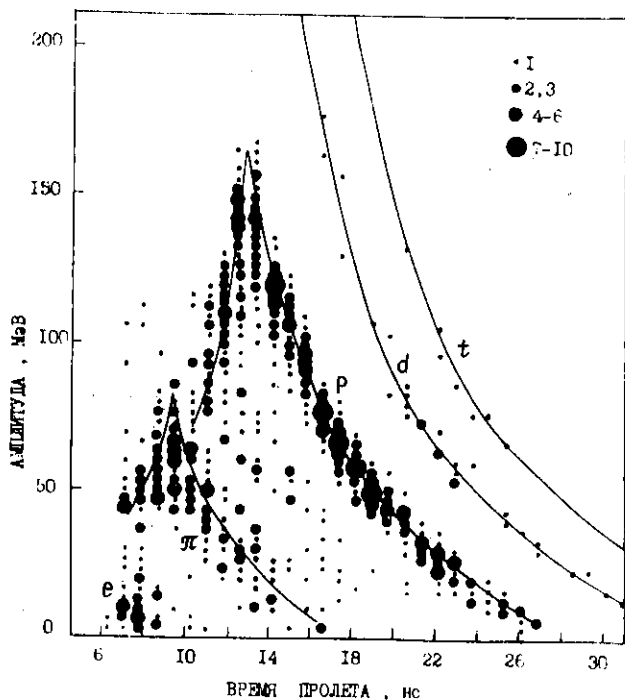


Рис.7. t-A диаграмма для заряженных частиц, полученная в эксперименте Li-6 (1 ГэВ/а) + Pb(8x8x8 см) с помощью телескопа А, В, Д (угол наблюдения 90°).

выходящих из свинцовой мишени (8x8x8 см) под углом 90° при облучении ее ионами Li-6 с энергией 1 ГэВ/нуклон (пролетная база равна 2 м). На диаграмме наблюдается хорошее разделение событий для однозарядных частиц различного типа. Экспериментальные данные хорошо ложатся на расчетные кривые, соответствующие прохождению частиц в сцинтилляторе без ядерных взаимодействий. Формирование времяпролетного спектра для частиц определенного типа осуществляется в режиме "off-line" путем выделения событий, принадлежащих соответствующей ветви на t-A диаграмме. Эффективность регистрации заряженных частиц детектором на основе пластического сцинтиллятора толщиной 20 см находилась расчетным путем на основе имеющихся в литературе данных  $dE/dX$  и сечений неупругого взаимодействия.

#### 4. Фоновые условия

Исследование фоновых условий проводилось с помощью теневого железного конуса длиной 70 см. В нейтронных измерениях с детекторами ДН существенного подавления фона удается добиться с помощью дискриминации гамма-квантов, так как они составляют значительную долю фоновых событий. При работе с детектором Д для подавления фона используется высокий порог регистрации. На рис.8 приведен аппаратный времяпролетный спектр нейтронов, а также результаты изме-

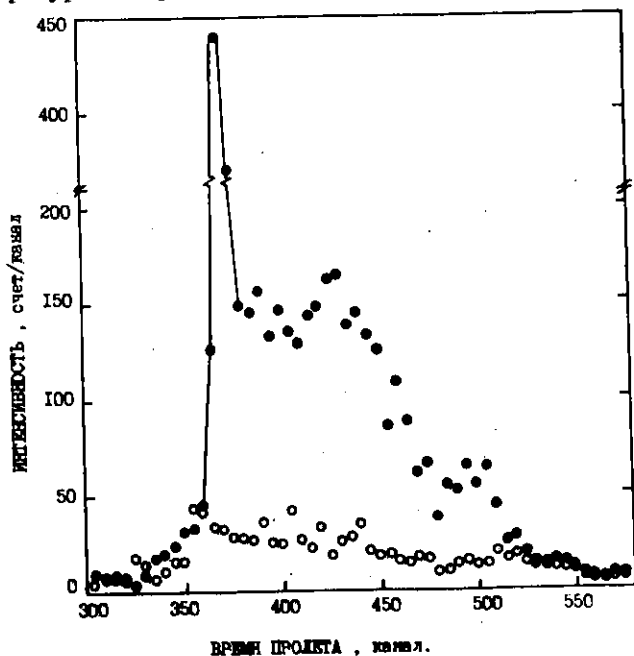


Рис.8. Времяпролетный спектр (точки) и измеренный с помощью теневого конуса фон (кружки), полученные в эксперименте Р (2,55 ГэВ) + Рb (8x8x8 см) с помощью детектора Д с порогом 10 МэВ (угол наблюдения — 90°).

рений с конусом, полученные с помощью детектора Д для порога 10 МэВ при облучении протонами с энергией 2,55 ГэВ свинцовой мишени 8x8x8 см. Из приведенных на рис.6, 8 результатов следует, что интенсивность фоновых событий относительно интенсивности спектра составляет сравнительно небольшую величину. Следует заметить, что наблюдаемый рост интенсивности в измерениях с конусом в каналах, соответствующих области высоких энергий нейтронов, в основном связан с регистрацией проходящего сквозь конус излучения. В экспериментах с тонкими мишенями вклад фона определялся с помощью счетчика С4, формирующего признак "Фон", и в измерениях с мишенью и без мишени.

Эксперименты с телескопами заряженных частиц А, В, Д показали, что тройные совпадения обеспечивают практически бесфоновые измерения.

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ результатов измерений состоит из трех этапов:

- 1) t-A и A1-A2 анализ и выбраковка ошибочных результатов,
- 2) формирование времяпролетных спектров,
- 3) получение энергетических спектров и оценка погрешностей.

Зная значения пролетной базы L и времени пролета t, с помощью простого выражения можно определить кинетическую энергию частицы T:

$$T = E_0 [(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1] = E_0 [(1 - 11,1265 \cdot L^2 / t^2)^{-1/2} - 1], \quad (1)$$

где  $E_0$  — энергия покоя частицы в МэВ,  $\beta = V/c$ , L — в м, t — в нс. Относительная погрешность значения кинетической энергии находится как

$$\delta T = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \cdot \frac{T + E_0}{T} [(\Delta L/L)^2 + (\Delta t/t)^2]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\Delta t$  — характеризует временное разрешение,  $\Delta L$  — неопределенность пролетной базы. Заметим, что если для заряженных частиц неопределенность пролетной базы в основном связана с пространственной протяженностью мишени, то для нейтронов при расчете  $\Delta L$  добавляется также член  $H/2 \cdot (1 - V/V_0)$ , связанный с неопределенностью точки взаимодействия в сцинтилляторе детектора Д (здесь H — толщина сцинтиллятора,  $V_0 \approx 1/7$  м/нс — скорость распространения света в пластическом сцинтилляторе).

На рис.9 приведены значения энергетического разрешения для нейтронных детекторов ДН и Д и пролетных баз 1,3 и 2,0 м соответственно.

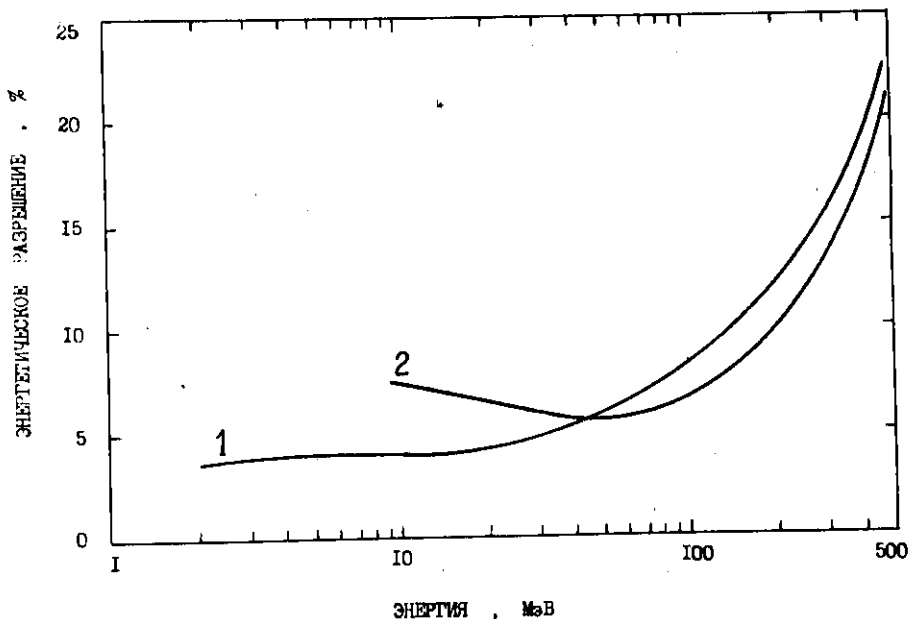


Рис.9. Зависимость энергетического разрешения от энергии нейтронов: 1 — детектор ДН-2,  $L = 1,3$  м; 2 — детектор Д,  $L = 2$  м.

В лабораторной системе координат дважды дифференциальные выходы вторичных частиц определяются по формуле

$$\frac{dF}{dTd\Omega} = \frac{\Delta N}{\Delta T \cdot \Delta \Omega \cdot \epsilon(T) \cdot \phi}, \quad (3)$$

где  $\Delta N$  — число частиц в интервале энергий ( $T - \Delta T/2, T + \Delta T/2$ ),  $\phi$  — число частиц пучка, упавших на мишень и зарегистрированных как совпадение  $C1 \cdot C2 \cdot C3$ ,  $\Delta \Omega$  — телесный угол,  $\epsilon(T)$  — эффективность регистрации. Результаты измерений с тонкими мишенями могут быть представлены как сечения инклюзивных реакций в инвариантной форме:

$$\frac{Ed\sigma}{d^3P} = \frac{1}{P} \frac{d\sigma}{dTd\Omega} = \frac{\Delta N}{P \cdot \Delta T \cdot \Delta \Omega \cdot \epsilon(T) \cdot \phi \cdot n}, \quad (4)$$

где  $p$  — импульс вторичной частицы,  $n$  — число ядер мишени на  $1 \text{ см}^2$ .

На рис.10 в качестве примера приведены энергетические спектры нейтронов и протонов, измеренные под углом  $90^\circ$  к пучку при облучении протонами с энергией 2,55 ГэВ свинцовой мишени  $\phi 20 \times 20$  см. Рисунок демонстрирует хорошее согласие между собой результатов измерений, полученных с помощью различных детекторов.

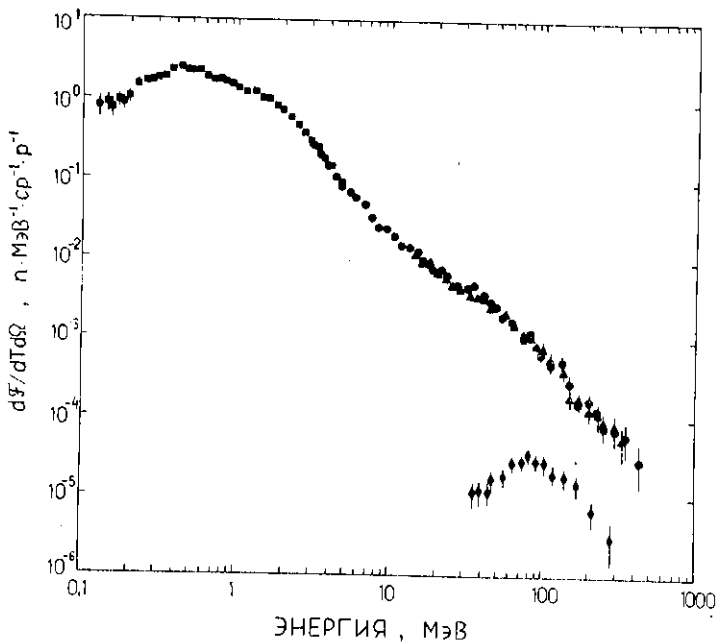


Рис.10. Энергетические спектры нейтронов и протонов, полученные в эксперименте  $P(2,55 \text{ ГэВ}) + \text{Pb}(\phi 20 \times 20 \text{ см})$  для угла наблюдения  $90^\circ$ :  $\blacksquare$ ,  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$  — спектр нейтронов, измеренный с помощью детекторов ДН-1, ДН-2, Д соответственно;  $\blacklozenge$  — спектр протонов, измеренный телескопом А, В, Д.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление характеристик данного спектрометра с их значениями для нейтронных спектрометров, созданных в других лабораториях на базе ускорителей релятивистских протонов, (см. табл.2) показывает, что созданная на базе синхрофазотрона ОИЯИ установка имеет более широкие возможности. Наиболее характерной ее особенностью является то, что она позволяет перекрыть очень широкую область энергий  $0,15 \div 500 \text{ МэВ}$  для нейтронов и в то же время исследовать жесткую компоненту спектров нейтронов и заряженных частиц. Для толстых мишеней выход нейтронов с энергиями ниже  $1 \text{ МэВ}$  составляет до 50% от полного выхода, поэтому включение этой области энергий в исследуемый диапазон имеет большое значение.

Таблица 2

Лаб.	Ускоритель	Диапазон энергий, МэВ	Число каналов	Детектор нейтронов	N/G	Z
LANL США <sup>/4/</sup>	p, 800 МэВ	0,9 ÷ 500	1	NE-213	есть	нет
KfK ФРГ <sup>/5/</sup>	p, 590 МэВ	0,9 ÷ 500	3	NE-213	есть	нет
ИТЭФ <sup>/1/</sup>	p, 1 ÷ 10 ГэВ	10 ÷ 300	8	пластик	нет	есть
ЛИЯФ <sup>/6/</sup>	p, 1 ГэВ	> 10	1	пластик	нет	нет
ОИЯИ (данная работа)	p, 1 ÷ 10 ГэВ d ÷ Ar 0,5 ÷ 3,6 ГэВ/н	0,15 ÷ 500	3	стильбен, пластик	есть	есть

N/G — наличие тракта N/G-разделения по форме импульса, Z — наличие возможности регистрации и идентификации заряженных частиц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В.Б. — Элементарные частицы (11 Школа физики ИТЭФ), М.: Энергоатомиздат, 1984, вып.1, с.24.
2. Василишин Б.В. и др. — Препринт ОИЯИ Р9-89-27, Дубна, 1989.
3. Чулков Л.В. — В сб.: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, ч.6, с.257.
4. Howe S.D. et al. — Proc. Inter. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville 1979, NBS spec. publ. 594, 1980, p.413.
5. Cierjacks S. et al. — Phys. Rev. C, 1987, v.36, p.1976.
6. Батурин В.Н. и др. — ВАНТ, серия: Ядерные константы, 1981, вып.2, с.6.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 марта 1990 года.