

ДУБНА · 1988

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

СЗМ
6067/89

[Handwritten signature]



JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

1988 · DUBNA

Вручение Ленинских премий 1988 года в области науки и техники 13 мая в Кремле. Выступает президент АН СССР академик Г.И.Марчук. В первом ряду слева направо: лауреаты Ленинской премии В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, Р.М.Мурадян, А.М.Балдин, П.Н.Боголюбов



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В Лаборатории высоких энергий в соответствии с главными задачами, определенными 63 сессией Ученого совета ОИЯИ и Комитетом Полномочных Представителей стран-участниц, выполнена программа фундаментальных исследований, нацеленная на решение актуальных проблем физики элементарных частиц и атомного ядра на кварковом уровне с использованием пучков синхротрона и серпуховского ускорителя. Проводилась подготовка к новым экспериментам на У-70 и УНК ИФВЭ.

Выполнены работы в рамках проекта DELPHI (LEP, ЦЕРН).

Завершены значительные этапы работ по созданию нуклотрона, обеспечено эффективное использование пучков синхротрона физиками, усовершенствован ряд его систем. Получены новые методические результаты в области электроники, детекторов и криогеники. Программа научно-исследовательской деятельности выполнялась с участием специалистов более 100 научных организаций стран-участниц ОИЯИ.

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ РАБОТЫ

МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ И РАСПАДА ЧАСТИЦ И РЕЗОНАНСОВ. ПОИСК НОВЫХ ЧАСТИЦ

1. С целью поиска и исследования новых частиц и состояний сотрудничество БИС-2 продолжало вести обработку материалов взаимодействия нейтронов ($E = 40$ ГэВ) с различными мишенями (H_2 , C, Al, Cu).

Проведен поиск странных бариониев, распадающихся на Λ , \bar{p} (или $\bar{\Lambda}$, p) и пионы. Статистика основана на данных анализа $\sim 10^7$ нейтрон-протонных и $\sim 2,4 \cdot 10^7$ нейтрон-ядерных взаимодействий^{11/}. Жидководородная мишень имела толщину $2,1$ г/см² по пучку, а ядерные — $3,4 A^{1/3}$ г/см² (A — атомный номер ядра-мишени). Отобрано $\sim 2,2 \cdot 10^5$ и $\sim 2,7 \cdot 10^4$ событий, содержащих Λ и $\bar{\Lambda}$ соответственно и идентифицированных по распадам: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Странные барионии U/M_S и \bar{U}/M_S искали среди событий, содержащих Λ или $\bar{\Lambda}$ и не менее двух заряженных адронов h^+ и h^- , образующих общую вершину взаимодействия. С учетом этих условий отобрано 62345

и 8241 событие с Λ и $\bar{\Lambda}$ соответственно. Результаты анализа спектров инвариантных масс различных конечных состояний показаны в табл. 1,2.

Таблица 1

Конечное состояние	Интервал масс сигнала, МэВ/с ²	Число комбинаций, сигнал/фон
$\Lambda \bar{p}\pi^+$	3020 — 3080	120/318
$\Lambda \bar{p}\pi^-$	3040 — 3080	34/33
$\Lambda \bar{p}\pi^+\pi^-$	3020 — 3080	83/159
$\Lambda \bar{p}\pi^+\pi^+$	3020 — 3060	24/45

Таблица 2

Конечное состояние	Интервал масс сигнала, МэВ/с ²	Число комбинаций, сигнал/фон
$\bar{\Lambda} p\pi^-$	3000 — 3040	25/45
$\bar{\Lambda} p\pi^+$	3020 — 3060	37/43
$\bar{\Lambda} p\pi^+\pi^-$	3020 — 3060	22/39
$\bar{\Lambda} p\pi^-\pi^-$	3020 — 3040	4/17

Итак, в семи спектрах инвариантных масс различных состояний около одного и того же значения массы наблюдаются узкие пики, что указывает на существование бариониев с отрицательной (U/M_s^0 , U/M_s^+ , U/M_s^- и U/M_s^-) и положительной (\bar{U}/M_s^0 , \bar{U}/M_s^+ и \bar{U}/M_s^{++}) странностями.

Среднее значение массы бариониев равно 3050 ± 10 (стат.) ± 30 (сист.) МэВ/с². Ширина не превышает 30 МэВ/с².

Наличие дважды заряженных состояний U/M_s^- и \bar{U}/M_s^{++} показывает, что изотопический спин бариониев $I \geq 3/2$. Это однозначно свидетельствует об их многокварковой структуре. Свойства U/M_s согласуются с предсказаниями ряда теоретических моделей для четырехкварковых бариониев, содержащих один странный кварк (антикварк).

Соответствующий мультиплет адронов должен включать в себя также барионии со скрытой странностью, т.е. содержащие странные кварки и антикварки. Масса таких резонансов должна быть больше, чем U/M_s , а распадаться они должны с образованием странных частиц. Указание на существование такого бариония (M_ϕ) было получено сотрудничеством БИС-2 в 1986 г. В последующее время статистика событий была увеличена¹². Поиск проводился по событиям, содержащим барион, антибарион и странные частицы (табл. 3).

Таблица 3

Конечное состояние	Интервал масс сигнала, МэВ/с ²	Число комбинаций, сигнал/фон
$\Lambda \bar{p} K^+$	3220 — 3260	72/178
$\bar{\Lambda} p K^-$	3240 — 3280	30/50
$\Lambda \bar{p} K^+ \pi^+$	3240 — 3280	36/55
$\bar{\Lambda} p K^- \pi^+$	3230 — 3290	30/38
$K_s^0 p \bar{p} K^+$	3240 — 3300	36/48
$\Lambda \bar{p} K^+ \pi^-$	3240 — 3280	37/55
$\bar{\Lambda} p K^- \pi^-$	3230 — 3290	25/46
$K_s^0 p \bar{p} K^-$	3220 — 3260	36/46

Было отобрано 5764, 2452, 1249, 460, 1293, 969, 615 и 1222 комбинации, соответствующие конечным состояниям, указанным в табл.3. В спектрах масс всех

восьми конечных состояний наблюдаются узкие ($\Gamma \lesssim 30$ МэВ/с²) статистически значимые пики около одного значения массы, что подтверждает ранее сделанное наблюдение о существовании бариония M_ϕ . Его масса равна 3255 ± 10 (стат.) ± 30 (сист.) МэВ/с². Кинематическая область наблюдения M_ϕ в данном эксперименте ограничена значениями $x_F > 0,2$ и $P_T < 1$ ГэВ/с. Оценка А-зависимости сечения рождения бариония не противоречит $A^{2/3}$. Произведение сечения на вероятности распадов составило для нейтральных каналов 0,4—3,0 мкб на нуклон, а для заряженных — от 0,5 до 7,0 мкб на нуклон на 90%-ном уровне достоверности.

2. С помощью спектрометра БИС-2 ранее было исследовано рождение очарованных барионов Λ_c^+ нейтронами ($E \cong \cong 58$ ГэВ) на ядрах углерода, алюминия, меди. В пр-взаимодействиях при той же средней энергии нейтронов также наблюдалось рождение Λ_c^+ , распадающихся по каналам $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ¹³. В кинематической области $x_F \geq 0,5$, $P_T < 1$ ГэВ/с парциальные сечения ($\sigma_p \cdot Br$) составили соответственно: $\sigma_p = (1,0 \pm 0,3 \pm \pm 0,2)$ мкб и $\sigma_p = (0,28 \pm 0,15 \pm 0,04)$ мкб для указанных каналов распада. С учетом того, что вклад канала $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-) = (2,8 \pm 0,7 \pm 1,1)\%$, среднее сечение рождения Λ_c^+ нейтронами на водороде составляет: $\sigma_p(x_F > 0,5) = (10,0 \pm 5,9 \pm 4,2)$ мкб. Исходя из данных БИС-2 сечение рождения Λ_c^+ на нуклон ядра оказывается равным $\sigma_0 = (1,5 \pm 0,8) \sigma_p$.

3. В нейтрон-ядерных взаимодействиях при средней энергии нейтронов 40 ГэВ в спектре эффективных масс $\Lambda \pi^+ \pi^-$ наблюдалось образование резонанса $\Lambda(1520)$ ¹⁴. Рождение $\Lambda(1520)$ до эксперимента БИС-2 наблюдалось только в двух экспериментах: в пр-взаимодействиях при энергии 5,6 ГэВ и во встречных пр-взаимодействиях на ISR (ЦЕРН) при энергии в с.д.м. $\sqrt{S} = 62,3$ ГэВ.

В данном эксперименте образование $\Lambda(1520)$ наблюдалось на ядрах углерода, алюминия и меди. Масса резонанса оказалась равной $(1522,9 \pm 1,1)$ МэВ/с², ширина $(16,5 \pm 3,5)$ МэВ/с². Сечения рождения для $x_F \geq 0,3$ составили (мкб/ядро):

$$\sigma_{(C)} = 130,8 \pm 11,8 \pm 28,8,$$

$$\sigma_{(Al)} = 269 \pm 81,5 \pm 59,2,$$

$$\sigma_{(Cu)} = 567,6 \pm 42,5 \pm 124,8.$$

Зависимость сечения $\Lambda(1520)$ от атомного веса ядра-мишени описывается степенным законом $\sigma \sim A^\alpha$, где $\alpha = 0,6 \pm 0,2$.

4. Проанализировано 12,5 млн пр-взаимодействий и выделен процесс дифракционной диссоциации $pr \rightarrow \Lambda^0 K^0 p^{1/2}$. Показано, что дифракционное рождение $\Lambda^0 K^0$ -системы составляет менее 25% от полного сечения образования $\Lambda^0 K^0$ в пр-взаимодействиях. Динамика этого процесса отличается от динамики инклюзивного процесса $pr \rightarrow \Lambda^0 K^0 X$.

5. Ряд работ, проведенных в Лаборатории, посвящен дальнейшему выяснению вопросов, связанных с существованием дибарионных (мультикварковых) резонансов.

В связи с результатами, полученными в исследовании реакции $pr \rightarrow prp^+$ группой Ю.А.Трояна на однометровой жидководородной пузырьковой камере¹⁶, и проведенными экспериментами по прецизионному измерению сечений упругого пр-рассеяния с разрешением по эффективной массе 0,2 МэВ, в которых не было обнаружено заметного вклада возможных резонансных состояний, в рамках унитарной феноменологической теории проанализирован характер энергетической зависимости эффективного сечения чисто упругого резонансного рассеяния частиц с произвольным спином при наличии постоянного нерезонансного фона¹⁷.

В инклюзивных импульсных спектрах протонов из nC^- и π^-C^- -взаимодействий при импульсе нейтронов ~ 7 ГэВ и π -мезонов 4 ГэВ/с¹⁸ наблюдались нерегулярности в интервале импульсов от 200 до 400 МэВ/с, однако для однозначной интерпретации этих эффектов необходимы дальнейшие исследования.

На однометровой жидководородной пузырьковой камере, экспонированной пучком дейтронов (поляризованных и неполяризованных) с импульсом $3,33$ ГэВ/с, получены новые данные по исследованию двухнуклонных особенностей в др-взаимодействиях¹⁹. Полное число $d(d^+)p$ -взаимодействий составило $\sim 1,15 \cdot 10^5$ событий, для анализа были

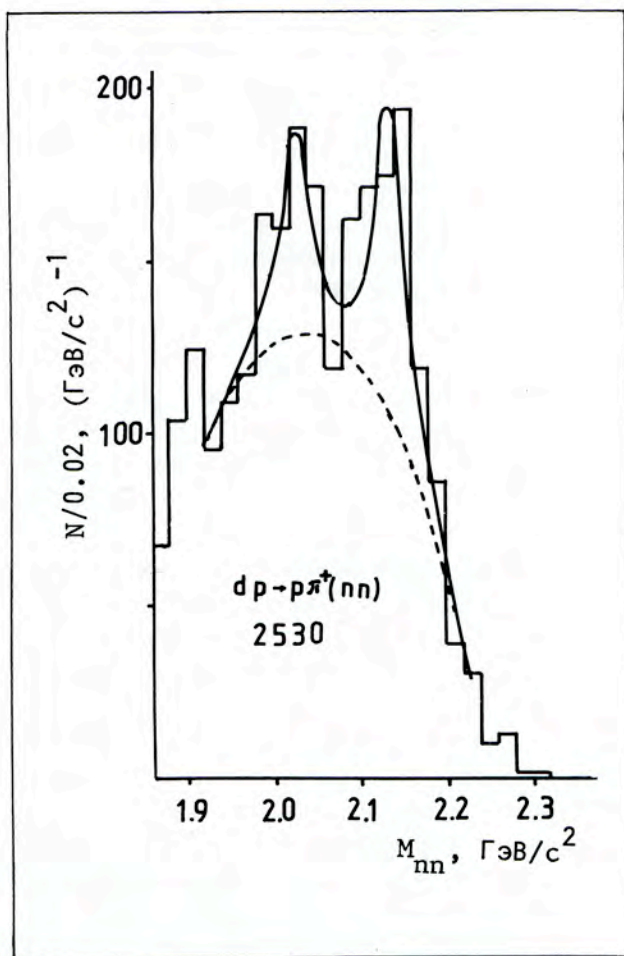


Рис.1. Распределение по эффективной массе двух нейтронов из канала реакции $dr \rightarrow p\pi^+nn$. Гистограмма — экспериментальный результат, сплошная кривая — результат фитирования

отобраны каналы: $dr \rightarrow prp$ (47298 событий) и $dr \rightarrow p\pi^+nn$ (24124 события). Показано, что в разных каналах в спектре эффективных масс двух нуклонов наблюдаются с высокой значимостью два состояния: $M_1 = 2,01 \div 2,02$ ГэВ/с² и $M_2 = 2,12 \div 2,15$ ГэВ/с² (рис.1), а также пики и при других значениях массы. Ядерные эффекты наблюдаемую ширину резонансов (~ 20 МэВ) не объясняют.

На этой же установке изучены импульсные распределения нуклонов, вылетающих под большими углами в ${}^4\text{He}$ -столкновениях при импульсах $8,6$ и $13,6$ ГэВ/с¹⁰. Полученные результаты не противоречат предположению о присутствии механизмов взаимодействия Δ -изобары в промежуточном состоянии с нуклоном или поглощения виртуального π -мезона парой нуклонов.

6. На статистике $\sim 2,7 \cdot 10^4$ dd-взаимодействий при 12 ГэВ/с, зарегистрированных с помощью двухметровой жидководородной камеры "Людмила" на пучке ускорителя ИФВЭ, определена (двумя способами) доля многократных процессов^{/11/}. Первый способ основан на прямом выделении однократных взаимодействий по наличию быстрых протонов-спектаторов. Во втором — рассматриваются средние множественности заряженных частиц в dd- и NN-взаимодействиях. Доля многократных процессов составила $(10,1 \pm 2,8)\%$ и $\sim 14\%$ от полного неупругого сечения соответственно по первому и второму способам.

Проведен анализ инклюзивных характеристик вторичных частиц, образованных в мягких $\bar{p}p$ -, pp - и π^-p -взаимодействиях в интервале импульсов от 4 до 360 ГэВ/с с помощью Лунд-модели^{/12/}. Использовались данные, полученные с помощью двухметровых пропановой и жидководородной пузырьковых камер ЛВЭ, облученных на синхрофазотроне и синхротроне ИФВЭ ($p = 4, 10, 24, 40$ ГэВ/с), и опубликованные данные по pp -взаимодействиям при $p = 360$ ГэВ/с, полученные на SPS (ЦЕРН). В области импульсов $p = 4 \div 10$ ГэВ/с Лунд-модель (ЛМ) с параметрами адронизации струны, взятыми из данных по e^+e^- -аннигиляции, хорошо описывает средние множественности и импульсные характеристики вторичных нуклонов, пионов и К-мезонов. При высоких энергиях ($p \gtrsim 20$ ГэВ/с) появляются существенные расхождения между экспериментом и ЛМ вследствие большего проявления дифракционных процессов, которые в данной версии модели не учитываются. Не учитываются также и процессы $\bar{p}p$ -аннигиляции, доля которых при $E > 20$ ГэВ составляет $\approx 20\%$.

Сравнение формы распределений Λ^0 -, K_S^0 -, ρ^0 - и π^\pm -частиц с расчетами по ЛМ показывает, что модель неплохо описывает область фрагментации протона в мягких π^-p -взаимодействиях и дает завышенные значения сечений в области фрагментации пионов ($x_F \gtrsim 0,4$). Для $\bar{p}p$ -взаимодействий имеется отмеченное выше расхождение и в области $x_F \lesssim -0,6$. Для описания сечений образования ρ^0 -, K_S^0 -, π -мезонов в π^-p -соударениях при $p = 360$ ГэВ/с также необходима модификация модели.

1. Для описания множественных процессов используются релятивистски-инвариантные безразмерные величины

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 = (u_i - u_k)^2 \quad (1)$$

(где p_i, p_k — 4-импульсы, m_i, m_k — массы частиц i и k), позволяющие выразить принцип автомодельности для распределения вероятностей (сечения) W в следующем виде:

$$\begin{aligned} W(b_{ak}, b_{\beta k}, b_{a\beta}, \dots) \Big|_{b_{a\beta} \rightarrow \infty} &= \\ &= \frac{1}{b_{a\beta}^m} W^1(b_{ak}, x_k = \frac{b_{\beta k}}{b_{a\beta}}, \dots). \end{aligned} \quad (2)$$

Величина W^1 не зависит от $b_{a\beta}$ и автомодельна по этой переменной. Определение m (m может быть числом или функцией аргументов W^1) из моделей или уравнений — задача более простая, чем отыскание решений при полном наборе независимых величин (определяющих параметров). Смысл выражения (2) состоит в том, что сечения W не должны зависеть от бесконечных величин, но могут зависеть от их отношения, имеющего конечную величину. В работе^{/13/} исследовались автомодельные свойства барионных кластеров во взаимодействиях p -, d -, He -, C - и π^- -частиц с ядрами углерода в интервале импульсов $4 \div 40$ ГэВ/с на нуклон. Материал был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры (табл. 4). Анализировались инвариантные $F(b_k)$ распределения протонов в кластерах:

$$\begin{aligned} F(b_k) &= \\ &= \frac{1}{N} \frac{2}{m_N^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \frac{dN}{db_k d\Omega} d\Omega. \end{aligned} \quad (3)$$

Распределения (3) обладают тем замечательным свойством, что в системе покоя кластера $\vec{V}_a = 0$ средняя величина $\langle b_k \rangle$,

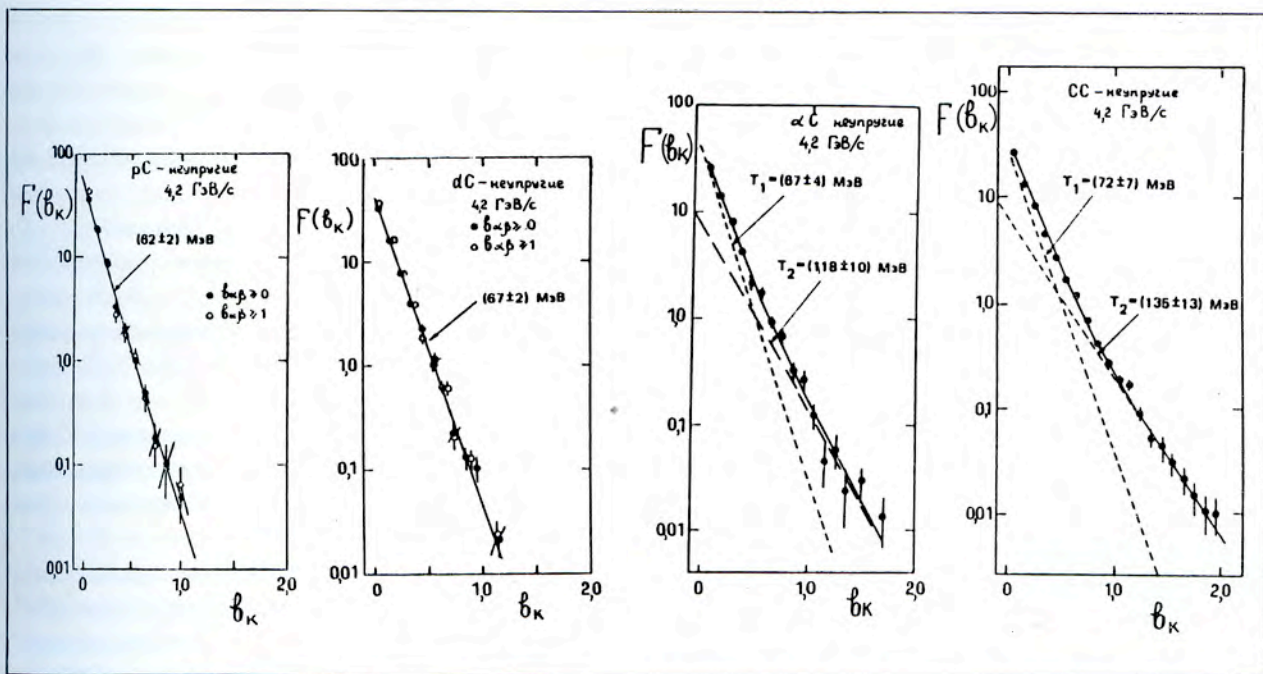


Рис.2. Инвариантные функции $F(b_k)$ для протонов в кластере, образующихся в pC- и dC-, α C- и CC-взаимодействиях

получаемая из этого распределения, однозначно связана со средней кинетической энергией протонов в кластере, которая обычно называется "температурой":

$$\langle b_k \rangle = \left\langle \frac{2E_k}{m_N} - 2 \right\rangle = \frac{2\langle T_k \rangle}{m_N}. \quad (4)$$

Зависимости $F(b_k)$, полученные в эксперименте для pC-, dC-, α C- и CC-взаимодействий, показаны на рис. 2.

Таблица 4

Тип взаимодействия	Импульс пучковых частиц, ГэВ/с	b_{II}	Статистика событий
p(C ₃ H ₈)	4,2	7,16	6207
d(C ₃ H ₈)	4,2·A	7,16	8724
α (C ₃ H ₈)	4,2·A	7,16	3795
C(C ₃ H ₈)	4,2·A	7,16	10199
p(C ₃ H ₈)	10	19,4	2706
π^- C	40	570	8791

Исследована зависимость распределения протонов в кластерах от переменной $x_k \equiv x_k^\alpha = b_{\beta k} / b_{\alpha \beta}$. В системе покоя кластера

$\vec{V}_\alpha = 0$ переменная x_k переходит в известную переменную светового фронта: $x_k^\alpha = u_{k0}^\alpha - u_{kz}^\alpha$ (здесь ось z определяет направление линии, соединяющей центры кластеров V_α и V_β в трехмерном пространстве), т.е. зависимость $F(x_k)$ означает зависимость инвариантной функции F от направления отрезка, соединяющего центры кластеров V_α и V_β . Это означает, что изолированная система (кластер) должна распадаться анизотропно по отношению к указанному направлению в системе покоя кластера.

Инвариантные функции $F(x_k)$ для протонов с импульсом $0,3 \leq p_{\text{лаб}} \leq 0,8$ ГэВ/с в различных типах взаимодействий показаны на рис.3.

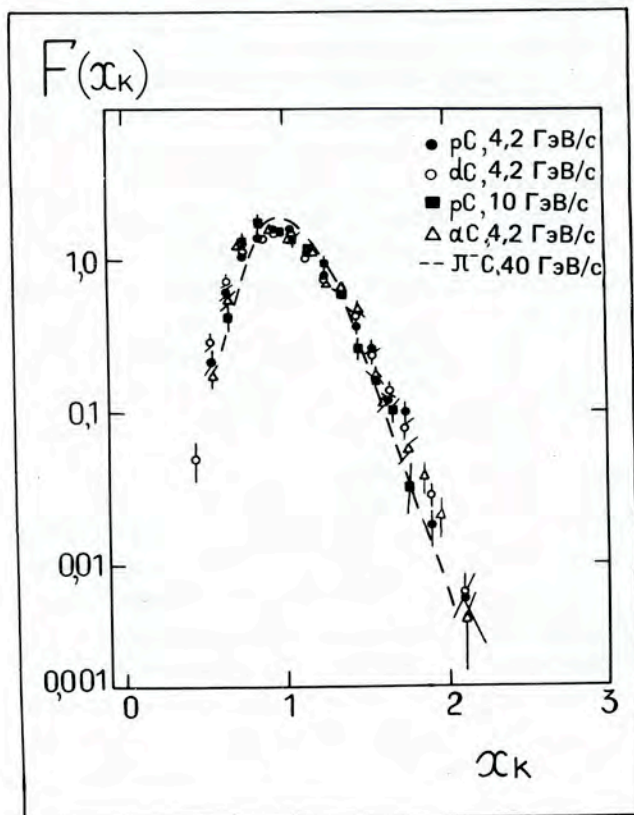
С целью изучения особенностей образования протонных кластеров с различной температурой были построены зависимости инвариантного сечения $E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}$ от переменной b_{IIC} , т.е. относительно ядра-мишени. Показано, что нуклонные кластеры с $\langle T_k \rangle_1 = 60 \div 70$ МэВ характеризуются средним значением четырехскорости относительно ядра-мишени $\langle b_{IIC} \rangle_1 = 0,11 \div 0,14$, которое не зависит ни от типа взаимодействия, ни от энергии в интервале 4÷40 ГэВ. Для кластеров с более высокой температурой ($\langle T_k \rangle = 130$ МэВ) значение $\langle b_{IIC} \rangle_2 =$

$= 0,5 \div 0,6$. Свойства этих кластеров в зависимости от типа и энергии взаимодействия нуждаются в дальнейшем изучении. Показано, что они характеризуются анизотропным угловым распределением протонов и большими поперечными импульсами.

Таким образом, барионные кластеры, образующиеся в промежуточной области релятивистских ядерных столкновений, характеризуются универсальными свойствами по двум параметрам подобия: масштабн-инвариантному b_k и масштабн-инвариантному x_k .

Проведен также анализ четырехмерных протонных кластеров в рС- и СС-взаимодействиях, сопровождающихся испусканием кумулятивных пионов и протонов¹⁴. Показано, что рождение кумулятивных протонов происходит чаще в событиях с фрагментацией на кластеры с $b_{НС} < 0,6$. Свойства протонных кластеров в мезонных и протонных кумулятивных взаимодействиях оказываются различными. Рождение кумулятивных пионов отражается на свойствах протонных кластеров.

Рис.3. Инвариантные функции $F(x_k)$ для протонов в различных типах взаимодействий



2. Продолжалось изучение процессов кумулятивного рождения частиц. На установке СКА (спектрометр кумулятивных адронов)¹⁵ получена А-зависимость сечений образования кумулятивных пионов на основе материалов по взаимодействию протонов ($E = 25 \div 62$ ГэВ) с ядрами Be, C, Al, Ti, Mo, W¹⁶. Измерения проводились на пучке серпуховского ускорителя. Сечения образования пионов измерены в интервале их импульсов от 250 до 950 МэВ/с. Отмечается регулярность поведения А-зависимости от кумулятивной переменной X при значительном различии в энергии первичных протонов и углах вылета π -мезонов (различные p_T).

Измерена энергетическая зависимость выхода π^+ - и π^- -мезонов под углом 159° в интервале $0,6 \leq X \leq 2,0$ в рС-взаимодействиях при энергии протона от 15 до 61 ГэВ¹⁷. Величины сечений и наклоны спектров в этом диапазоне энергий оказались близкими к измеренным при энергии пучка синхрофазотрона. Наклоны спектров при $X > 1$ и $X < 1$ существенно различны, что дает основание предполагать перераспределение вклада различных механизмов образования пионов при переходе в кумулятивную область.

На установке ДИСК-3 проведен набор статистики по образованию частиц с большими поперечными импульсами ($p_T = 1000 \div 1600$ МэВ/с) в рА-взаимодействиях. Выполнен эксперимент по измерению инклюзивных сечений кумулятивного рождения частиц во взаимодействиях ядер углерода с ядрами мишеней. Набрана статистика $\geq 10^3$ корреляционных событий типа рл в области эффективных масс Δ -изобары в ар-взаимодействиях. Проведены обработка и анализ экспериментальных данных по двухчастичным др-, рр-, рп- и $\pi\pi$ -корреляциям.

Получены экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения π^\pm , K^\pm -мезонов в зависимости от их импульса при фиксированных углах эмиссии ($\theta = 180^\circ$, $\theta = 62^\circ$) для рр- и др-взаимодействий¹⁸.

Проанализирована большая совокупность данных по кумулятивному рождению частиц в адрон-ядерных взаимодействиях на основе различных теоретических подходов¹⁹.

Продолжалось изучение адрон- и ядерных процессов с рождением протонов в кинематически запрещенной области для нуклон-нуклонных столкновений. Исследованы кинематические корреляции между π^- -мезонами и протонами с импульсом $p_p = 0,25 \div 0,75$ ГэВ/с во взаимодействиях $d, {}^4\text{He}, \text{C}$ с ядрами углерода при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон^{/20/}. В отличие от каскадной модели наблюдаются заметные корреляции между кинематическими переменными пионов (быстрота, импульс, угол вылета) и вторичных протонов. Измерены также инклюзивные сечения рождения протонов во взаимодействиях $p, d, {}^4\text{He}, \text{C}$ с ядрами углерода и тантала^{/21/}. Получено указание на некоторое подавление выходов протонов из ядра-мишени под большими углами при увеличении атомного веса ядра-снаряда.

3. Несмотря на большой объем исследований, выполненных в последние годы по множественному рождению частиц в ядерных столкновениях, информация о процессах образования нейтральных π -мезонов во взаимодействиях релятивистских ядер с энергией порядка нескольких ГэВ на нуклон весьма бедна. На установке МАССЕР проводился цикл исследований по измерению инклюзивных сечений образования π^0 -мезонов с целью получения информации, необходимой для выяснения механизма кумулятивного эффекта. В 1988 г. выполнен анализ реакции $p\text{C} \rightarrow \pi^0 X$ при импульсе $p_p = 4,5$ ГэВ/с^{/22/}. На статистике $\sim 1,4 \cdot 10^4$ π^0 -мезонов получены зависимости сечения от p_T^2 и переменной Фейнмана x_F . Дифференциальное сечение по p_T^2 параметризуется функцией $f(p_T^2) = A_2 \exp(-B_2 p_T^2)$ с параметром $B_2 = (6,3 \pm 0,2)$ (ГэВ/с)⁻², $A_2 = (19,5 \pm 0,8)$ мб·(ГэВ/с)⁻²/ядро ¹²C. Инвариантное инклюзивное сечение $f(x_F)$ в интервале $0,5 < x_F < 0,95$ параметризуется степенной функцией $f(x_F) = A_1 (1 - x_F)^{B_1}$ с параметрами $A_1 = (126 \pm 21)$ мб/ядро ¹²C; $B_1 = (2,72 \pm 0,14)$.

4. Получены первые экспериментальные данные по инклюзивным спектрам π^0 -мезонов в CTa - и многонуклонных $\text{C}\text{C}^{\text{MН}}$ -взаимодвижениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон на материалах двухметровой пропановой пузырьковой камеры^{/23/}. Ин-

клюзивные спектры π^0 -мезонов восстанавливались по экспериментально измеренным спектрам γ -квантов на статистике: 860 γ -квантов для CTa - и 1206 γ -квантов для CC -взаимодвижений.

5. Ряд работ был посвящен изучению взаимодействия нейтральных частиц (нейтронов) с ядрами и образования нейтронов в ядро-ядерных столкновениях. Проведен сравнительный анализ импульсных и угловых характеристик протонов, образующихся в $n\text{C}$ - и $n\text{Ta}$ -взаимодвижениях при импульсе 4,2 ГэВ/с^{/24/}. Показано, что импульсный спектр и угловые распределения протонов в $n\text{Ta}$ -соударениях значительно мягче и шире. Получены средние характеристики вторичных частиц в $p\text{r}$ - и $n\text{C}$ -взаимодвижениях^{/25/}, а также прямые экспериментальные данные по образованию нейтронспектров в $d(\text{C}_3\text{H}_8)$ -соударениях, доля которых при $p_d = 4,2$ ГэВ/с на нуклон оказалась равной $\Delta_{n_s} = 0,24 \pm 0,02$.

В работе^{/26/} представлены предварительные результаты исследования характеристик нейтронов, испускаемых в $\pi^- \text{Xe}$ -взаимодвижениях при импульсе 3,5 ГэВ/с. Эффективность наблюдения нейтральных звезд оказалась достаточно высокой (0,65 н.з./взаим.), что дает возможность после полной обработки материала получить новые данные.

6. Исследовалась зависимость от энергии лидирующего протона характеристик вторичных протонов и π^- -мезонов в $p\text{C}$ -взаимодвижениях при $p = 4,2$ и 10 ГэВ/с и в $p\text{Ta}$ -взаимодвижениях при $p_p = 10$ ГэВ/с^{/27/} с целью получения данных о "тормозной" способности ядер. Как следует из полученных данных, удельные потери в области $4 \leq p \leq 10$ ГэВ/с увеличиваются с ростом импульса, т.е. $dE/dx \sim E$ и, кроме того, в тяжелом ядре тантала среднее значение dE/dx оказывается меньше, чем для ядра углерода. Полученные в данной работе верхние оценки для объемной плотности энергии не превышают 0,6 ГэВ/фм³ (для $p\text{C}$ при $p_p = 10$ ГэВ/с).

Сделаны оценки средних и максимальных потерь энергии пионов и протонов за счет сильных взаимодействий при прохождении через внутриядерную материю^{/28/}. При анализе $\pi^- \text{Xe}$ -взаимодвижений при $p_{\pi^-} = 3,5$ ГэВ/с показано, что распределение нейтральных π -мезонов по продольному

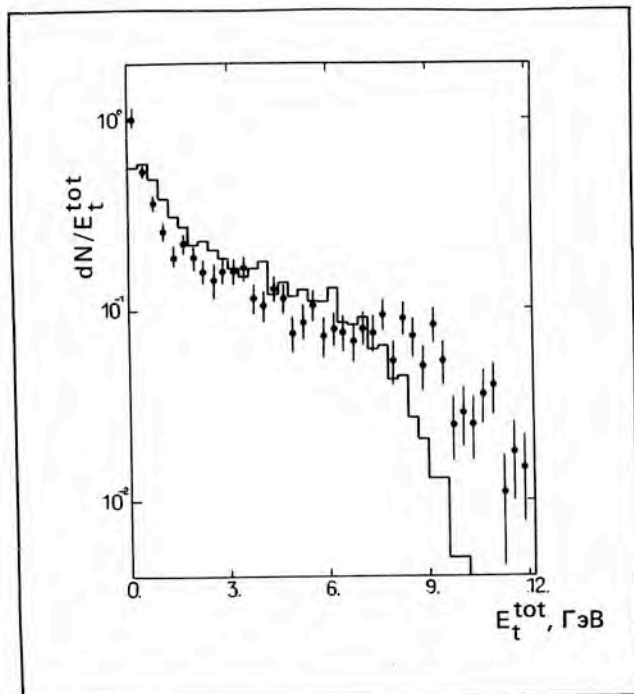


Рис.4. Распределение по полной поперечной энергии в СТа-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Гистограмма — расчет по ДКМ, статистика 1552 события

импульсу сужается с увеличением множественности вторичных протонов ($0 \leq n_p \leq 9$). Отмечено^{/29/}, что адроны с энергией в несколько ГэВ могут проходить через массивные ядра, не вызывая рождения частиц; прохождение сопровождается эмиссией быстрых нуклонов строго определенным способом.

Получены спектры полной поперечной энергии (E_T^{tot}) вторичных заряженных частиц во взаимодействиях p , d , ${}^4\text{He}$, C с ядрами углерода и в СТа-соударениях при импульсе $4,2 \cdot A$ ГэВ/с^{/30/}. Показано, что с ростом E_T^{tot} все более значительный вклад в ее величину дают отдельные частицы с большими p_T . Пример спектра для СТа-взаимодействия показан на рис.4.

Изучалась зависимость средней множественности π^- -мезонов $\langle n_{\pi^-} \rangle$ от числа протонов-участников N_p для СТа-взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон^{/31/}. Наблюдается линейный рост $\langle n_{\pi^-} \rangle$ с увеличением N_p для нецентральных СТа-соударений. Для центральных (их доля $\sim 17\%$ от всех непуругих взаимодействий) — $\langle n_{\pi^-} \rangle$ не зависит от N_p . Доля π^- -мезонов, испускаемых в заднюю полусферу, для центральных столкновений составляет $\sim 20\%$ от всех π^- -мезонов, образованных во взаимо-

действии, т.е. в два раза больше, чем в периферических столкновениях. Корреляции между $\langle n_{\pi^-} \rangle$ и N_p при первичной кинетической энергии 3,36 ГэВ/нукл. описываются в рамках модели независимых взаимодействий.

Сделана оценка температуры адронного вещества на основе термодинамического подхода на стадии, близкой к наибольшему возбуждению, с использованием величины выхода пионов в столкновениях близких по массе ядер ($A_p \approx A_T$)^{/32/}. Полученное значение температуры ($T = (120 \pm 2)$ МэВ) для СС-взаимодействий при $p = 3,66$ ГэВ/с на нуклон с учетом результатов других экспериментов при более низких энергиях указывает на линейный рост T_0 с энергией ядер (в логарифмическом масштабе) в интервале $0,1 \div 3,7$ ГэВ/нуклон.

Методом ядерных фотоэмульсий продолжалось изучение процесса полного разрушения ядер. Впервые получены данные по полному разрушению ядра свинца ядрами магния с импульсом $4,5 \cdot A$ ГэВ/с^{/33/} и проведено их сравнение с данными для $\text{C} + \text{Pb}$ реакции при том же импульсе. Наблюдается рост числа релятивистских однозарядных частиц, усиление коллимации вылета вторичных заряженных частиц, увеличение противоиспускания в азимутальной плоскости частиц от разрушения ядра-мишени и рожденных частиц, усиление бокового выброса этих частиц с ростом массы ядра-снаряда. Среди найденных 60 событий было обнаружено одно событие с плотностью 10 s-частиц на интервал псевдобыстроты $\Delta\eta_s = 0,1$. Вероятность случайного характера этого события менее 10^{-2} .

Проведен анализ зарядового состава фрагментов ядра кремния-28 с импульсом $4,5 \cdot A$ ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии. Получены топологические характеристики фрагментации, множественность и зарядовый состав фрагментов на различных компонентах эмульсии. Оценены вероятности полного разрушения ядра кремния^{/34/}.

7. Метод определения пространственно-временных характеристик области излучения частиц на основе интерференции тождественных частиц использован при анализе ранее полученного экспериментального материала на установке СКМ-200, экспонированной в пучках ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$

с энергией $3,66 \cdot A \text{ ГэВ}^{1/35}$. Мишенями служили тонкие диски ($0,2 \div 0,5 \text{ г/см}^2$) из Li, C, Cu, расположенные внутри объема камеры, а также газ Ne, заполняющий камеру. В пределах ошибок полученные радиусы испускания π^- -мезонов $r = 3,9 \div 4,4 \text{ фм}$ не отличаются для различных A_p и A_t и степени центральности взаимодействий.

Пространственно-временные характеристики источников вторичных протонов в различных типах релятивистских ядерных столкновений анализировались с целью объяснения зависимости размеров области испускания протонов от их импульса¹³⁶. Рассматривались два фактора: большие временные интервалы испускания протонов и малые поперечные размеры источников. Предполагается, что каждый из этих факторов доминирует в разных интервалах импульсов протонов.

8. В направлении поиска аномальных фрагментов в процессах фрагментации релятивистских ядер были выполнены две ра-

боты. Проведен тщательный анализ данных эксперимента "Аномалон" по фрагментации ядер магния с импульсом $4,5 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон во взаимодействиях с плексиглазом¹³⁷. Особое внимание при этом уделялось области длин пробега менее 10 мм . Всего обработано около $1,2 \cdot 10^5$ событий. Для фрагментов с зарядом $Z = 6 \div 10$ авторы наблюдают наличие компонент со средней длиной пробега $\lambda_a = (1,9 \pm 0,8) \text{ мм}$, тогда как нормальная компонента имеет $\lambda_n = (141,7 \pm 1,9) \text{ мм}$. Примесь аномальной компоненты оценивается величиной $\sim (8,4 \pm 2,7) \%$.

Проведены эксперименты по исследованию взаимодействия ядер ^{12}C с импульсом 54 ГэВ/с с медными мишенями в 2π -геометрии, позволяющие изучать угловое распределение вылета аномальных фрагментов¹³⁸. Поведение фрагментов изучалось по выходу γ -излучения наведенной активности в кольцевых мишенях, перекрывающих диапазоны углов $0 - 10^\circ$, $10^\circ - 19^\circ$, $19^\circ - 31^\circ$, $31^\circ - 43^\circ$, $43^\circ - 52^\circ$, $52^\circ - 90^\circ$. Наблюдалось существенное увеличение вы-

Для исследований на пучках релятивистских ядер создается новый спектрометр — установка "Памир". На снимке: мишенный узел установки

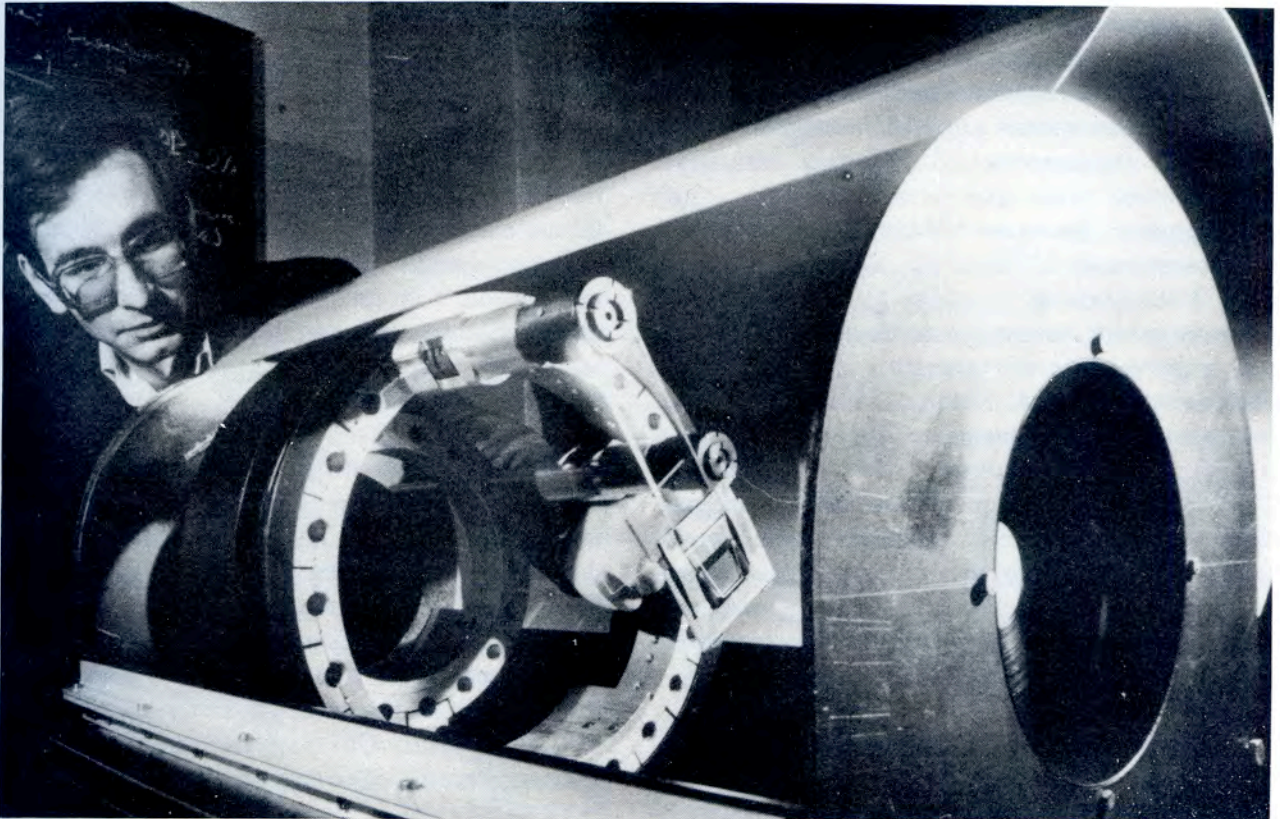
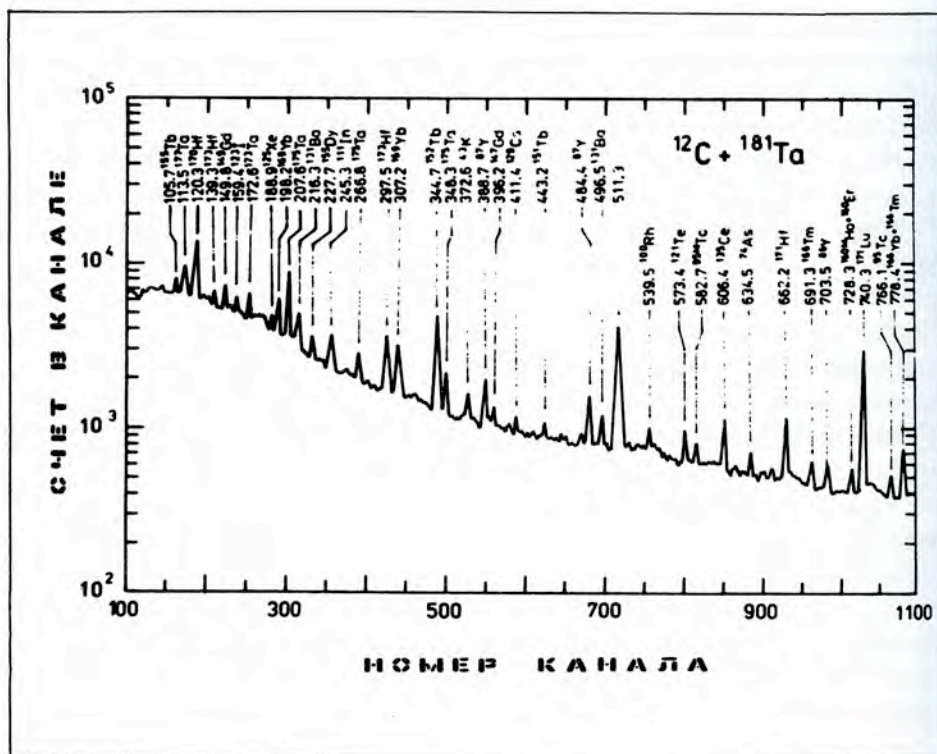


Рис.5. Спектр γ -лучей остаточных ядер-нуклидов, образующихся при фрагментации ^{181}Ta ядрами углерода с энергией 3,65 ГэВ/нуклон



хода изотопа ^{24}Na в кольце под углами $19^\circ - 31^\circ$ при соударениях ядер углерода-12 и меди-64 по сравнению с реакцией на α -частицах ($p_\alpha = 4,0$ ГэВ/с). Однозначной интерпретации этого эффекта пока нет.

9. Экспериментально проверена методика определения выхода нуклонов, образующихся во взаимодействии релятивистских ядер с тяжелыми ядрами методом наведенной γ -активности облученных мишеней. Определены выходы радиоактивных ядер в реакциях деления $^{235}\text{U}(n, f)$, в реакциях фрагментации $^{181}\text{Ta}(^{12}\text{C}, X)$ при энергии 3,65 ГэВ/нуклон^[39] (рис.5). Выход фрагментов имеет минимум в области $A/2$ мишени, и затем резко увеличивается с ростом массового числа A . Этим же методом изучены реакции, вызываемые ядрами ^{12}C ($E = 3,65 \cdot A$ ГэВ) на ядрах ^{55}Mn , ^{59}Co , Ni , Cu ^[40]. Проведено сравнение массовых распределений нуклидов в реакциях с протонами ($E_p = 3,65$ ГэВ) на тех же ядрах. Сравнение полученных результатов с ранее имевшимися данными при других энергиях подтвердило режим предельной фрагментации.

10. Получены данные по генерации нейтронов в свинцовой мишени размерами 50 x 50 x 80 см протонами, дейтронами и

α -частицами с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон^[41]. Нейтроны регистрировались с помощью детекторов реакций (n, F) и (n, γ) , установленных в объеме мишени.

Проведено сравнительное измерение распределения нейтронного потока, генерируемого в указанной мишени пучками протонов ($p_p = 9$ ГэВ) и ядер углерода ($p_C = 4,5 \cdot A$ ГэВ/с)^[42].

Отношение интенсивности нейтронов в расчете на ядро ^{12}C к интенсивности на один протон составило $7,2 \pm 1,4$ на расстоянии 27 см от переднего торца мишени и $14,0 \pm 2,9$ на расстоянии 78 см. Показано, что вклад нейтронов с энергией больше 10 МэВ в полный спектр генерируемых в свинцовой мишени нейтронов существенно выше, чем в спектр нейтронов деления.

11. Продолжено изучение образования и свойств релятивистских гиперядер на установке ГИБС^[43]. Получено более 80 тыс. фотографий в пучках релятивистских ядер ^4He , Li , C , O , экспериментальный материал обрабатывается. Для сечения образования гиперядра $^4_\Lambda\text{H}$ α -частицами с импульсом 4,5 $\cdot A$ ГэВ/с на мишени CH_2 получено значение $\sigma = 0,4^{+0,4}_{-0,2}$ мкб. Средний импульс и среднее время жизни $^4_\Lambda\text{H}$ составили $(16,7 \pm 0,2)$ ГэВ/с и $(2,2^{+0,5}_{-0,4}) \cdot 10^{-10}$ с соответственно.

12. Рассматривались следствия применения концепции релятивистской длины (КРД), в частности, к таким вопросам, как рост длины формирования адронов с увеличением энергии, проблема фундаментальной (или элементарной) длины и др.^{/44/}.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

1. Измерена векторная анализирующая способность (A_y) реакций упругого $d\uparrow p$ - и $d\uparrow d$ -рассеяния и реакции неупругого взаимодействия $d\uparrow C \rightarrow pX$ ^{/45/}. Экспериментальная установка собрана на основе спектрометра ядер отдачи (СЯО), работающего на внутреннем пучке синхрофазотрона. Поляризация ускоренного пучка дейтронов определялась с помощью полупроводникового поляриметра путем измерения лево-правой асимметрии сечения упругого $d\uparrow p$ -рассеяния при $-t = 0,025$ (ГэВ/с)² и импульсе пучка 2,38 ГэВ/с. Анализирующая способность реакции $d\uparrow p \rightarrow dp$ при этих условиях известна. Мишенью служила пленка из полиэтилена CH_2 или CD_2 толщиной 2-3 мкм. Среднее значение векторной поляризации пучка составило:

$$\langle P \rangle = 0,39 \pm 0,015 \text{ (стат.)} \pm 0,04 \text{ (сист.)}.$$

Зависимость A_y в реакции $d\uparrow p$ при $-t = 0,025$ (ГэВ/с)² от импульса на нуклон дейтрона показана на рис.6, а зависимость

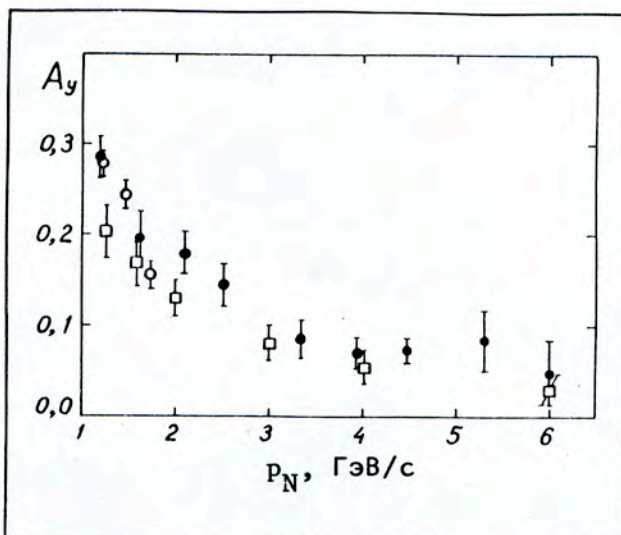


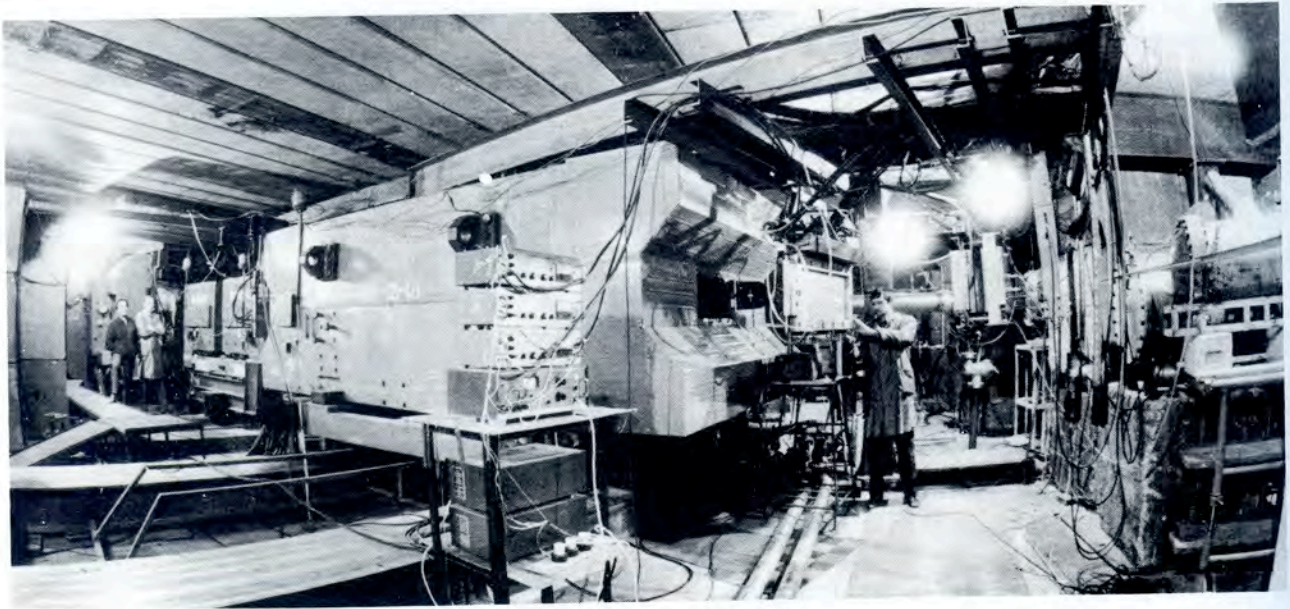
Рис.6. Векторная анализирующая способность упругого $d\uparrow p$ -рассеяния; O — данные из работы^{/45/}

A_y в реакции $d\uparrow C \rightarrow pX$ при импульсе 2,38 ГэВ/с от кинетической энергии регистрируемых протонов под углами 75° и 120° представлена в табл. 5. Из сравнения данных по анализирующей способности и поляризации в неупругой реакции следует предположение (см.^{/45/}) о возможном механизме неупругого взаимодействия адронов с ядрами через бинарные подпроцессы на нуклонах или других конститuentaх ядра.

Получены значения A_y для реакций $d\uparrow C \rightarrow pX$ и $d\uparrow C \rightarrow dX$ при энергии $d\uparrow$ 800 МэВ/нуклон^{/46/}, которые хорошо

Таблица 5

$\theta = 75^\circ$ в лаб. системе			$\theta = 120^\circ$ в лаб. системе		
E_p , МэВ	A_y	ΔA_y	E_p , МэВ	A_y	ΔA_y
80 — 100	- 0,047	0,021	40 — 60	- 0,004	0,007
100 — 120	- 0,056	0,020	60 — 80	- 0,010	0,009
120 — 140	- 0,039	0,024	80 — 100	- 0,006	0,011
140 — 160	- 0,041	0,026	100 — 120	- 0,016	0,014
160 — 180	0,019	0,033	120 — 140	0,008	0,022
180 — 200	0,037	0,020	140 — 160	- 0,010	0,031
200 — 220	0,021	0,024	160 — 180	- 0,032	0,037
220 — 240	0,059	0,027	180 — 240	0,158	0,074
240 — 260	0,076	0,034			
260 — 280	0,087	0,040			
280 — 300	0,075	0,057			



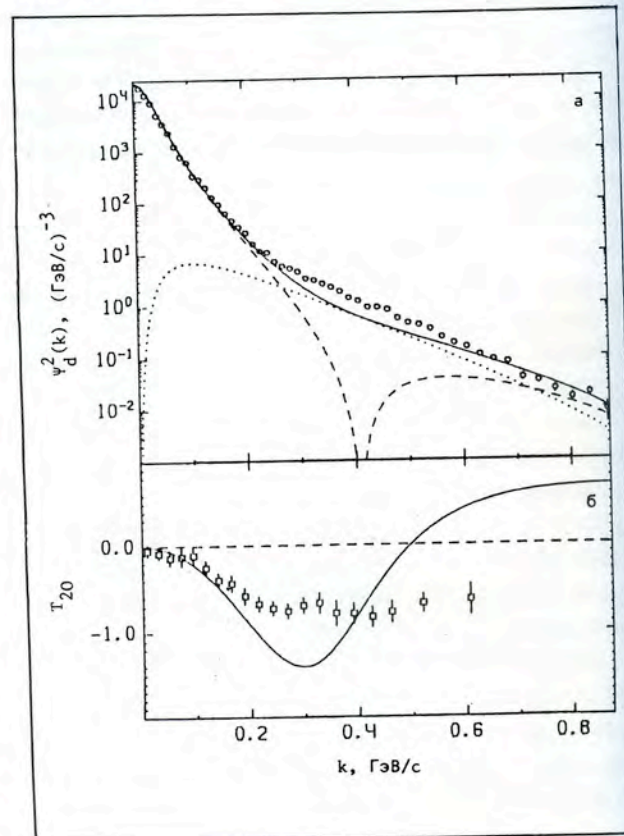
На установке "Альфа-3С" при работе на пучке тензорно-поляризованных дейтронов синхрофазотрона получены новые результаты в исследовании структуры дейтрона

согласуются с экспериментальными данными для реакции $p \uparrow C \rightarrow pX$, но противоречат предсказаниям модели прямого выбивания нуклонов.

На установке "Альфа-3С" в пучке тензорно-поляризованных дейтронов впервые измерены величины тензорной анализирующей способности $T_{20}(k)$ в реакции $^{12}C(d,p)$ с вылетом протонов под нулевым углом при $p_{d \uparrow} = 9,1 \text{ ГэВ/с}$ в области импульсов протонов в системе покоя дейтрона до $k \approx 650 \text{ МэВ/с}^{1/47}$. Средняя интенсивность пучка ускоренных поляризованных дейтронов составляла $\sim 5 \cdot 10^8$ част./цикл. На рис.7 показаны зависимости $T_{20}(k)$ и импульсного распределения нуклонов в дейтроне от k из ранее полученных данных по фрагментации неполяризованных дейтронов в протон. Данная зависимость T_{20} согласуется с моделью дейтрона, учитывающей кварковые степени свободы, однако нельзя одновременно удовлетворительно описать дифференциальные сечения и T_{20} , используя эту модель.

Вместе с электронными установками СЯО, "Альфа-3С" в пучке $d \uparrow$ с импульсом $3,34 \text{ ГэВ/с}$ экспонировалась однометровая жидководородная пузырьковая камера¹⁴⁸. Выбор величины импульса определялся, во-первых, из соображений максимальной и хорошо известной анализирующей способности водорода и, во-вторых, из возможности

Рис.7. Зависимости импульсного распределения нуклонов в дейтроне (а) и тензорной анализирующей способности дейтрона T_{20} (б) от импульса протона в системе покоя дейтрона, полученные на установке "Альфа-3С"; о, □ — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет: а — квадрат волновой функции дейтрона, б — импульсное приближение для парижского нуклон-нуклонного потенциала



сравнения с реакцией $dp \rightarrow ppp$ на неполяризованных дейтронах, большой обработанный материал по которой имеется. Отобрано и измерено $2 \cdot 10^4$ событий реакции $dp \rightarrow ppp$, ведется анализ результатов.

ЭКСПЕРИМЕНТ НА-4

Завершены обработка и анализ 1,8 млн событий глубокоэластичного мюон-водородного рассеяния при энергиях 100, 120, 200 и 280 ГэВ. Окончательная статистика отобранных событий намного больше, чем в любом другом из выполненных ранее экспериментов.

Структурная функция $F_2(x, Q^2)$ и отношение сечений поглощения продольно- и поперечно-поляризованных фотонов $R = \sigma_L / \sigma_T$ получены в кинематической области $x = 0,06 \div 0,8$ и $Q^2 = 7 \div 260 \text{ ГэВ}^2$.

Знание структурной функции в области малых x очень важно для оценки массы топ-кварка и числа нейтрино. Поэтому наблюдаемые расхождения с данными Европейской мюонной коллаборации в этой области вызвали необходимость дополнительных тщательных проверок систематических ошибок. Они подтвердили надежность результатов эксперимента НА-4 и показали, что несмотря на их высокую статистическую обеспеченность систематические ошибки сравнимы со статистическими.

Нарушение скейлинга, четко видимое в Q^2 -зависимости структурной функции, проанализировано в рамках КХД с помощью двух подходов. Предсказания теории как в лидирующем, так и в следующем порядке прекрасно согласуются с экспериментом. Наблюдаемое отличие отношения R от нуля в области малых x хорошо согласуется с предсказанием КХД. Анализ проведен не только в несинглетном приближении, но и в полном, синглет + несинглет, подходе. Структурная функция $F_2(x, Q^2)$ представлена на рис.8 вместе с теоретическими кривыми. При этом впервые получена оценка степени глюонного распределения в следующем порядке теории $\eta = 9 \pm 2$ при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$. Полученное значение КХД масштабного параметра Λ согласуется

в пределах статистических ошибок с результатами аналогичного анализа данных, полученных нами ранее на углеродной мишени, несмотря на существенно разные x -зависимости нарушения скейлинга, наблюдаемые в этих двух экспериментах. Это обстоятельство можно рассматривать как дополнительное подтверждение теории.

Из результатов этих двух экспериментов получено $\Lambda = 220 \pm 15 \text{ (стат.)} \pm 50 \text{ (сист.)}$.

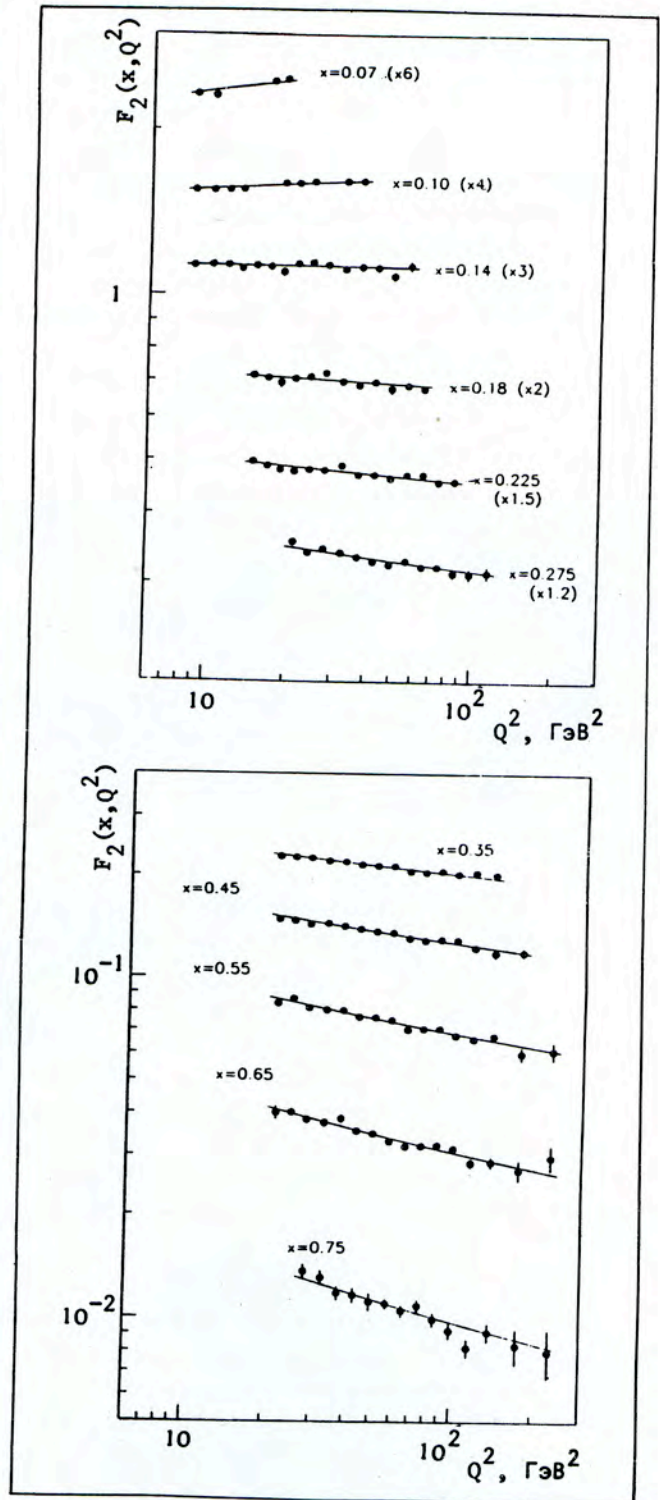


Рис.8. Структурная функция протона $F_2(x, Q^2)$, полученная в эксперименте НА-4

СОЗДАНИЕ НОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК, РАЗВИТИЕ МЕТОДИКИ

В 1988 г. в ЛВЭ продолжалась разработка и создание новых комплексов физической аппаратуры для экспериментов на синхрофазотроне, У-70 и УНК ИФВЭ, LEP ЦЕРН.

1. Проведены сборка, наладка и испытания адронного калориметра (АК) установки DELPHI в подземном зале LEP (ЦЕРН). Осуществлены работы по модернизации высоковольтного питания детекторов АК. На пучках синхрофазотрона продолжались исследования долговременной стабильности детекторов и полномасштабного прототипа АК с использованием радиоактивного источника, космических лучей и частиц, ускоренных на синхрофазотроне. Изучена возможность использования уже созданной считывающей электроники совместно со специально разработанным предусилителем в насыщенном пропорциональном режиме работы детекторов АК^{/49/}, а также использования АК в качестве мюонного триггера установки. Показано, что переход в указанный режим не ухудшает основные характеристики АК и существенно повышает надежность его детекторов.

В рамках участия ЛВЭ в подготовке эксперимента DELPHI выполнен комплекс работ по созданию терминальной станции связи с вычислительным центром ЦЕРНа^{/50/}.

2. Разработан проект центральной трековой системы универсального калориметрического детектора (УКД) для встречных пучков УНК.

3. Выполнены работы по проектированию струйной поляризованной мишени непрерывного действия (проект "Парус-Нептун"). Проведено математическое моделирование и стендовые испытания шести-полюсных магнитов.

Создан криостат для стабилизации газобразного атомарного водорода при низких температурах в сильных магнитных полях^{/51/}. В первых экспериментах при $T = 0,44 \text{ К}$ и $B \approx 7 \text{ Тл}$ достигнута плотность $\approx 10^{13} \text{ атом/см}^3$, остававшаяся стабильной в течение одного часа.

Проводились работы по созданию полупроводникового спектрометра медленных частиц. При участии Радиевого института (Ленинград) и НПО "Тесла" (ЧССР) изготовлены и испытаны образцы полупроводниковых детекторов.

4. В рамках работ по проекту "Меченые нейтрино" изготовлены кассеты модулей адронного калориметра, начата сборка и монтаж модулей в установке. Изготовлены 50 зеркал для оптической системы и узлы черенковского счетчика, проведен его монтаж. Подготовлен набор программ для оптимизации условий эксперимента.

5. Проводились монтаж и наладка узлов и систем установок "Чарм", СВД, ТПК-2М, продолжалось изготовление оборудования, выполнялось моделирование экспериментов. В том числе завершены такие этапы:

— методический пуск быстроциклирующей пузырьковой камеры — вершинного детектора спектрометра СВД;

— монтаж павильона для установки БИС-2М на ускорителе ИФВЭ (Протвино).

6. Изготовлены три сцинтилляционных годоскопа переднего детектора установки "Сфера", включающие 80 сцинтилляционных счетчиков с размерами радиаторов $100 \times 4 \times 0,5 \text{ см}$. Смонтировано 20 сцинтилляционных счетчиков для четвертого годоскопа. Изготовлен ряд узлов сверхпроводящей магнитной системы: кожух, механизм управляемых тоководов, модифицированный теплообменник сателлитного рефрижератора и др. Выполнено моделирование эффективности регистрации π^0 , η^0 , η^0 -мезонов, сделаны оценки разрешения по эффективной массе и требуемых параметров детекторов γ -квантов. Разработана система в стандарте FUSTBUS для измерения временных интервалов и быстрых аналоговых сигналов на установке^{/52/}. Программное обеспечение позволяет осуществить связь управляющей ЭВМ с магистралью FUSTBUS, тестирование модулей, сбор и обработку данных, а также представление результатов.

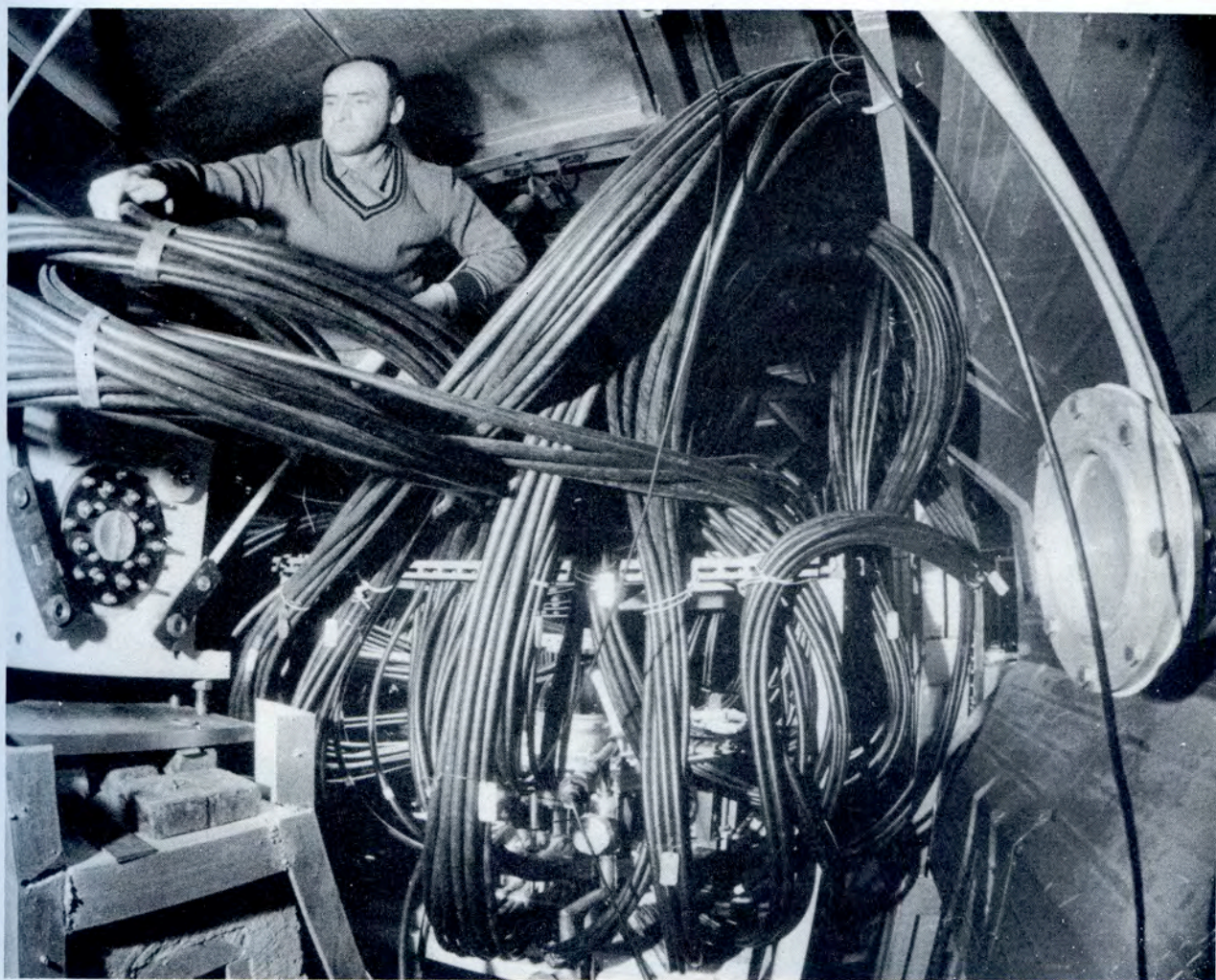
7. Завершен большой этап работы по созданию установки для облучения ядерных фотоэмульсий в сильном магнитном поле (проект "Слон"). Установка включает в себя конденсаторную батарею на энергию $\sim 1,5$ МДж (576 конденсаторов $C_0 = 200$ мкФ, $U_0 = 5$ кВ), систему мощных вакуумных разрядников, способных коммутировать импульсные токи до 1 МА, коллектор тока, осуществляющий сбор параллельных ветвей тока и их объединение в рабочем объеме импульсного магнита, системы и устройства заряда конденсаторной батареи, эвакуации энергии, синхронизации, магнитометрии, контроля, измерения, управления, блокировки и сигнализации и др.

В конце 1988 г. осуществлена комплексная наладка модуля установки "Слон" на

энергию ~ 300 кДж и получено магнитное поле ~ 20 Тл в объеме более 35 см³. Все основные системы установки работали надежно, обеспечена устойчивая повторяемость срабатывания коммутатора при токе до 500 кА.

8. Совершенствовались системы спектрометра ГИБС: система контроля режимов работы стримерной камеры и качества экспериментальной информации^{/53/}, система высоковольтного питания и другие. Накоплен положительный опыт эксплуатации импульсного генератора с параметрами $U \cong 500$ кВ (нестабильность амплитуды $\leq 1\%$), $T \cong 12$ нс^{/54/}. Генератор обеспечил $\sim 2,35 \cdot 10^5$ срабатываний, из них $\sim 1,55 \cdot 10^5$ совместно со стримерной камерой (~ 900 часов работы без ремонта).

Завершен большой этап работ по созданию установки для облучения ядерных фотоэмульсий в сильном магнитном поле — проект "Слон". На снимке: в центре — блок коммутаторов тока, слева — импульсный магнит



ЭЛЕКТРОНИКА, СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ, ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

1. Создан ряд модулей электронной аппаратуры в стандартах КАМАК, FUSTBUS и VME для спектрометров физики высоких энергий. В стандарте FUSTBUS разработаны, в частности, 16-канальный 8-разрядный АЦП с временем преобразования 20 нс; 8-канальный быстрый АЦП с внутренней памятью глубиной 256 8-разрядных слов; 16-канальный измеритель временных интервалов со скоростью счета до 300 МГц; 32-канальный входной сдвиговый регистр глубиной 8 слов с частотой стробирования информации до 200 МГц и др.^{/55/}

Разработан многоцелевой параллельный интерфейс-модуль VME 1.0 в стандарте VME^{/56/}, имеющий следующие возможные применения: интерфейс ЭВМ или другого источника программ (например, на основе ПЗУ), подключаемый через стандартную или нестандартную для ЭВМ карту параллельного ввода-вывода данных, а также интерфейс для шины VME внешних устройств параллельного ввода-вывода данных (АЦПУ и т.п.).

В состав комплекса аппаратуры установки "Альфа" введен многоканальный блок с управляемыми задержками для регистрации сигналов, поступающих по длинному кабелю (~200 м) от сцинтилляционных годоскопов^{/57/}. Наряду с функциями усиления и формирования сигналов по 18 каналам предусмотрено ручное управление задержкой по каждому из каналов в пределах $0 \div 15$ нс с шагом 3 нс.

2. Разработанный ранее метод синдромного кодирования для параллельных систем регистрации и обработки данных в спектрометрах физики высоких энергий предложено использовать в последовательных устройствах, таких как кольцевые счетчики и сдвиговые регистры с логической обратной связью^{/58/}.

Рассмотрена эффективность алгоритма выполнения операции умножения одновременно над многими элементами в поле Галуа GF(2) на конкретном примере схемы для одновременного умножения 15 элементов^{/59/}.

3. Разработана и внедрена система программ (PCES) для использования ПЭВМ "Правец-16" в качестве интеллектуального графического терминала ЕС ЭВМ^{/60/}. PCES эмулирует работу алфавитного-цифрового терминала ЕС-7906 с командами экранного редактирования, обеспечивает обмен текстовыми файлами между ПЭВМ и ЕС ЭВМ. Расширенный базовый пакет графических программ ЕС ЭВМ генерирует изображение в терминах графического процесса программы PCES. Изображение пересылается на ПЭВМ, отображается на экране и может храниться на диске ПЭВМ.

Создана программа расчета параметров атомного пучка источников поляризованных частиц и струйных поляризованных мишеней на ПЭВМ "Правец-16", имеющей сопроцессор^{/61/}.

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЬНОЙ БАЗЫ ЛАБОРАТОРИИ. СОЗДАНИЕ НУКЛОТРОНА

1. Обеспечена эффективная работа синхрофазотрона на физический эксперимент, выполнен ряд работ по совершенствованию ускорительного комплекса. Улучшены системы источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС. Создана устойчивая к сильным электрическим помехам система контроля параметров источника^{/62/}. Интенсивность ускоренного до конечной энер-

гии (более 9 ГэВ) пучка d^+ составила $1,1 \cdot 10^9$ част./цикл.

Проведены работы по стендовому электронно-лучевому ионизатору "Крион-С". На основе численного анализа выбрана наиболее приемлемая конфигурация магнитных полюсов, предложена и реализована методика измерения однородности магнитного поля в области формирования



Стенд для комплексной
наладки суперпериодов
(1/8 часть) магнитной си-
стемы нуклотрона

электронного пучка¹⁶³, получен постоянный электронный пучок с током 0,15 А при энергии 80 кэВ и плотности тока 300 А/см².

Проведены трудоемкие работы по созданию системы каналов на втором направлении медленного вывода пучка из синхрофазотрона (контур радиационной защиты, монтаж линз, магнитов, юстировка и т.д.).

Существенно улучшена система фокусировки пучка, выводимого по второму направлению МВ-2. С этой целью на краю блока магнита ускорителя в районе вывода установлены полюсные наконечники, создающие градиент поля для фокусировки пучка по горизонтали. В результате размер пучка на входе в канал транспортировки уменьшился на порядок величины¹⁶⁴. Для канала медленного вывода пучка разработана и изготовлена универсальная станция диагностики, включающая сцинтилляционные счетчики, многопроволочные ионизационные камеры (ПИК), телевизионные экраны, цилиндрические ионизационные камеры для измерения абсолютной интенсивности пучка и другие устройства¹⁶⁵. Введена в опытную эксплуатацию система контроля радиационной безопасности (АСКРБ), что позволило снять ограничения на интенсивность ускоренного и выведенного пучка. АСКРБ включает 64 датчика нейтронного излучения, расположенные в различных точках здания и территории, прилегающей к синхрофазотрону. Реализован ряд функций АСКРБ, включая блокировку пучка при превышении нормативных значений доз за смену, месяц или при аварийных ситуациях.

Синхрофазотрон в 1988 г. отработал 4242 ч, из них на физический эксперимент 3320 ч, на совершенствование систем ускорителя 594 ч. Коэффициент одновременно-

сти экспериментов составил $k \approx 4,0$. Пучки ускорителя были использованы 15 группами экспериментаторов лабораторий Института (ЛВЭ, ЛЯП, ЛВТА), а также ИЯИ АН СССР, ИАЭ им. И.В.Курчатова, МГУ и др.

2. Продолжалась работа по созданию нуклотрона. Производились сборка и массовые комплексные испытания дипольных магнитов. Разработана методика коррекции асимметрии магнитного поля, позволившая свести к заданному допуску ($\leq 10^{-4}$ от значения основного поля) величины квадрупольной, октупольной и других четных гармоник поля¹⁶⁶. Проведены полномасштабные испытания образца квадрупольной линзы и экспериментальные стендовые исследования, необходимые для оптимизации конструкции ее обмотки. Более половины дипольных магнитов прошли полные испытания в рабочем режиме при токе возбуждения более 7 кА и частоте циклов 1 Гц. Проведены испытания в рабочем криостатном режиме цепочки из четырех дипольных магнитов. Создан стенд для комплексных исследований суперпериодов (1/8 часть магнитной системы нуклотрона).

Для системы криогенного обеспечения смонтированы 11 компрессорных установок, проведена их обвязка необходимыми трубопроводами, начаты поузловые испытания. Установлено крупногабаритное оборудование 2 гелиевых ожижителей КГУ-1600/4,5.

Полностью подготовлен тоннель для размещения магнитной системы. Сдана в опытную эксплуатацию система питания СП-магнитов и линз. Создан макет высокочастотной ускоряющей станции.

Для систем автоматизации и контроля пучка изготавливаются модули электроники, датчики и др.

ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ.

РАБОТЫ ПО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

1. Изготовлены устройства для измерения критических токов, температуры и магнитной восприимчивости образцов ВТСП. Измерена зависимость от температуры транспортного критического тока I_c и вольт-

амперных характеристик образцов из керамик $Ba_2Cu_3O_7$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ ¹⁶⁷. Сделан вывод о различных механизмах диссипации транспортного тока в этих керамиках. Исследовано влияние облучения пучка-

ми протонов с энергией 0,66 и 8,1 ГэВ и ядрами углерода с энергией 3,65 ГэВ/нуклон на критическую температуру (T_c) и плотность критического тока (j_c) иттриевой керамики. Доза облучения варьировалась от $5 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^8$ Гр. Деградация T_c и j_c ВТСП-керамики оказалась сильнее, чем у сверхпроводников на основе NbTi сплава⁶⁸. Исследовалась также намагниченность керамики $Ba_2Cu_3O_{7-x}$ после облучения релятивистскими ядрами углерода⁶⁹.

2. Разработан уровнемер непрерывного отсчета для криогенных жидкостей⁷¹. Технические параметры уровнемеров приведены в табл. 6.

Таблица 6

	Жидкий N	Жидкий He
Активная длина, см	50	60
Погрешность измерения уровня, %	1	5
Кратковременная стабильность, %	0,01	0,2
Разрешение, мм	0,5	1

3. Измерена магнитная восприимчивость стеклотекстолита, эбонита, текстолита, фторопласта, оргстекла, капролона и эпоксидной смолы в полях от 0 до 2000 Э при 4,2 К⁷⁰. Измерения проводились на магнитометре со сквидом, чувствительность которого по магнитному моменту составляет $3 \cdot 10^{-13}$ А·м²·Гц^{-1/2}.

4. Продолжалась разработка систем на основе координатных детекторов для использования в биологии, медицине, промышленности. Создан и передан в Институт кристаллографии АН СССР линейный позиционно-чувствительный рентгеновский детектор для дифрактометрии белковых монокристаллов. Число каналов 1000, эффективность $\sim 75\%$ ($E_\gamma \approx 8$ кэВ), пространственное разрешение $\sim 0,15$ мм.

Разработан совместно с ФИАН макет двумерного координатного детектора с высокой чувствительностью на основе МПК, заполняемой ³He. Размеры детектора 260 x 130 мм. Ожидаемое пространственное разрешение при регистрации тепловых нейтронов 1,5 ÷ 2 мм.

Выполнены методические разработки и исследования твердотельного координатного детектора с использованием ПЗС-матрицы.

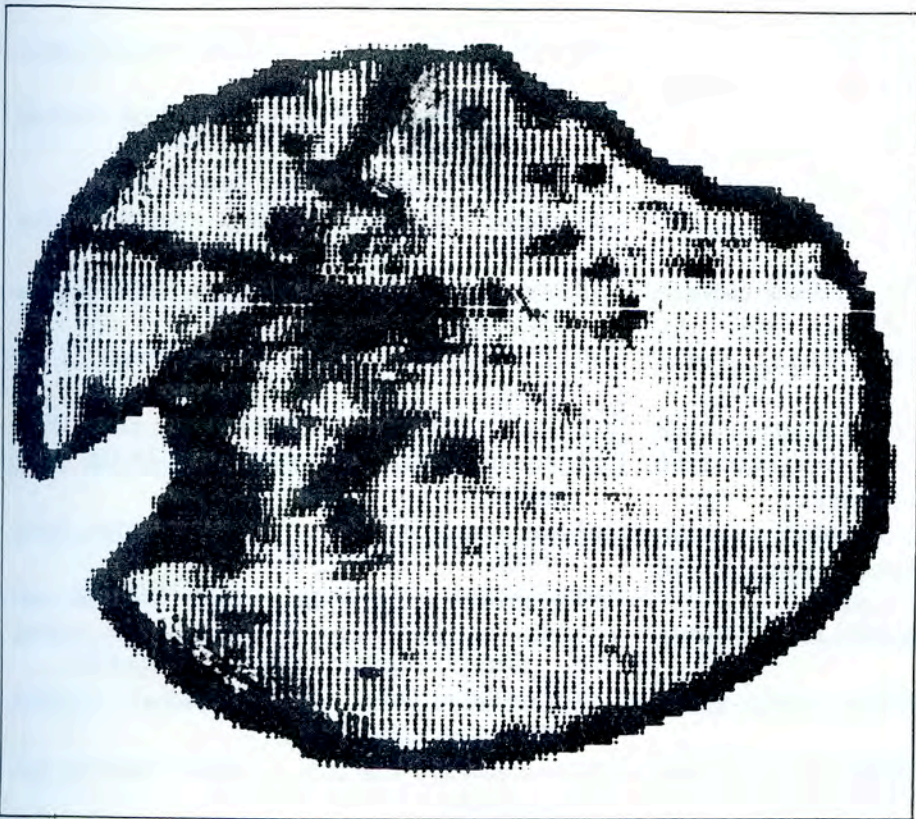


Рис.9. Радиографическое изображение пленки кристалла $CdWO_4$

Проведены исследования характеристик детектора с различными сцинтилляторами. На рис.9 показано радиографическое изображение кристалла $CdWO_4$ (толщина

~ 40 мкм, максимальный размер ~ 15 мм), облучаемого рентгеновскими лучами $E_\gamma \approx 10$ кэВ. Темные пятна на снимке соответствуют дефектам поверхности кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алеев А.Н. и др. – ОИЯИ Д1-88-368, Дубна, 1988.
2. Алеев А.Н. и др. – ОИЯИ Д1-88-369, Дубна, 1988.
3. Алеев А.Н. и др. – ОИЯИ Р1-88-397, Дубна, 1988.
4. Крастев В.Р. и др. – ОИЯИ Р1-88-31, Дубна, 1988.
5. Алеев А.Н. и др. – ОИЯИ Р1-88-51, Дубна, 1988.
6. Троян Ю.А. и др. – ОИЯИ Д1-88-329, Дубна, 1988.
7. Любошиц В.Л. – ОИЯИ Р2-88-507, Дубна, 1988.
8. Кечечян А.О., Шахбазян Б.А. – В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №6(32)-88, Дубна, 1988, с.4.
9. Балгансурен Я. и др. – ОИЯИ Р1-88-503, Дубна, 1988.
10. Собчак Т. и др. – ОИЯИ Р1-88-393, Дубна, 1988.
11. Батюня Б.В. и др. – ОИЯИ Р1-88-45, Дубна, 1988.
12. Батюня Б.В. и др. – ОИЯИ Р1-88-327, Дубна, 1988.
13. Балдин А.М. и др. – ОИЯИ Р1-88-331, Дубна, 1988.
14. Любимов В.Б., Тогоо Р. – В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №7(33)-88, Дубна, 1988, с.5.
15. Беляев И.М. и др. – ОИЯИ Р1-88-341, Дубна, 1988.
16. Беляев И.М. и др. – В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №7(33)-88, Дубна, 1988, с.38.
17. Беляев И.М. и др. – ОИЯИ Р1-88-33, Дубна, 1988.
18. Гиордэнеску Н. и др. – В сб.: IX Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, т.1, с.212.
19. Ставинский В.С. – В сб.: IX Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, т.1, с.190.
20. Гулканян Г.Р. и др. – ОИЯИ Р1-88-143, Дубна, 1988.
21. Гулканян Г.Р. и др. – ОИЯИ Р1-88-685, Дубна, 1988.
22. Абрамян Х.У. и др. – ОИЯИ Р1-88-334, Дубна, 1988.
23. Гулканян Г.Р. и др. – ОИЯИ Р1-88-226, Дубна, 1988.
24. Бекмирзаев Р.Н. и др. – ОИЯИ Р1-88-196, Дубна, 1988.
25. Бекмирзаев Р.Н. и др. – ОИЯИ Р1-88-617, Дубна, 1988.
26. Гришин В.Г. и др. – ОИЯИ Р1-88-520, Дубна, 1988.
27. Агакишиев Г.Н. и др. – ОИЯИ Р1-88-154, Дубна, 1988.
28. Strugalski Z. – JINR E1-88-639, Dubna, 1988.
29. Strugalski Z. – JINR E1-88-211, Dubna, 1988.
30. Мехтиева Р.Р., Чеплаков А.П. – ОИЯИ Р1-88-760, Дубна, 1988.
31. Бацкович С. и др. – ОИЯИ Р1-88-858, Дубна, 1988.
32. Оконов Э.О., Хусаинов Е.К. – ОИЯИ Р1-88-546, Дубна, 1988.
33. Краснов С.А. и др. – ОИЯИ Р1-88-389, Дубна, 1988.
34. Краснов С.А. и др. – ОИЯИ Р1-88-252, Дубна, 1988.
35. Абдурахимов А.У. и др. – ОИЯИ Р1-88-406, Дубна, 1988.
36. Pluta J. – JINR E1-88-754, Dubna, 1988.
37. Карев А.Г. и др. – ОИЯИ Р1-88-110, Дубна, 1988.
38. Брандт Р. и др. – ОИЯИ, Д1,2-88-272, Дубна, 1988, с.51.
39. Дамдинсурен Ц. и др. – ОИЯИ Р1-88-135, Дубна, 1988.
40. Kozma P. et al. – JINR E1-88-244, Dubna, 1988.
41. Воронко В.А. и др. – ОИЯИ Р1-88-294, Дубна, 1988.
42. Воронко В.А. и др. – ОИЯИ Р1-88-703, Дубна, 1988.
43. Авраменко С.А. и др. – В сб.: IX Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, т.2, с.172.
44. Стрельцов В.Н. – ОИЯИ Р2-88-61, Р2-88-173, Р2-88-626, Дубна, 1988.
45. Авдейчиков В.В. и др. – ОИЯИ Р1-88-796, Дубна, 1988.

46. *Beznogikh G.G. et al.* – *JINR E2-88-609, Dubna, 1988.*
47. *Ableev V.G. et al.* – *JINR E1-88-250, Dubna, 1988.*
48. *Глаголев В.В. и др.* – *ОИЯИ P1-88-6, Дубна, 1988.*
49. *Водопьянов А.С. и др.* – *ОИЯИ Д13-88-614, Дубна, 1988.*
50. *Водопьянов А.С. и др.* – *ОИЯИ P11-88-92, Дубна, 1988.*
51. *Liprov V.G., Mertig M., Pilipenko Yu.K.* – In: *JINR Rapid Communications, No. 5(31)-88, Dubna, 1988, p.21.*
52. *Афанасьев С.В. и др.* – *ОИЯИ 13-88-619, Дубна, 1988.*
53. *Бжески П. и др.* – *ОИЯИ 13-88-686, Дубна, 1988.*
54. *Аксиненко В.Д. и др.* – *ОИЯИ 13-88-35, Дубна, 1988.*
55. *Вейс М. и др.* – *ОИЯИ 13-88-618, Дубна, 1988.*
56. *Черных Е.В.* – *ОИЯИ P10-88-72, Дубна, 1988.*
57. *Науманн Л. и др.* – *ОИЯИ P10-88-353, Дубна, 1988.*
58. *Никитюк Н.М.* – *ОИЯИ P10-88-742, Дубна, 1988.*
59. *Никитюк Н.М.* – *ОИЯИ P11-88-852, Дубна, 1988.*
60. *Балашов В.К. и др.* – *ОИЯИ P10-88-502, Дубна, 1988.*
61. *Куликов М.В. и др.* – *ОИЯИ 13-88-470, Дубна, 1988.*
62. *Жигулин И.В., Шутов В.Б.* – *ОИЯИ P11-88-608, Дубна, 1988.*
63. *Куликов Ю.В. и др.* – *ОИЯИ P9-88-263, Дубна, 1988.*
64. *Василишин Б.В. и др.* – *ОИЯИ P9-88-738, Дубна, 1988, с.183.*
65. *Булдаковский В.Н. и др.* – *ОИЯИ 9-88-384, Дубна, 1988.*
66. *Донягин А.М. и др.* – *ОИЯИ P9-88-644, Дубна, 1988.*
67. *Drobin V.M., Dyachkov E.I., Trofimov V.N.* – In: *JINR Rapid Communications, No. 4(30)-88, Dubna, 1988, p.95.*
68. *Александров А.С. и др.* – *Там же, с. 73.*
69. *Гончаров И.Н. и др.* – *Там же, с. 78.*
70. *Владимирова Н.М., Карпунина И.Е.* – *ОИЯИ P14-88-789, Дубна, 1988.*
71. *Величков И.В., Дробин В.М.* – *ОИЯИ 8-88-213, Дубна, 1988.*