

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



1/10 74

1 - 7645

1242/2-74

Б.С.Аладашвили, Б.Бадэлэк, В.В.Глаголев,  
Р.М.Лебедев, Я.Нассальски, М.С.Ниорадзе,  
И.С.Саитов, А.Сандач, Т.Семярчук,  
В.Н.Стрельцов, И.Стэпаняк

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ  
дp -ЭКСПЕРИМЕНТА НА 100-САНТИМЕТРОВОЙ  
ВОДОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ ЛВЭ ОИЯИ

**1973**

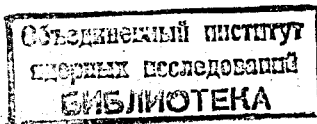
**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

1 - 7645

Б.С.Аладашвили, Б.Бадэлэк, В.В.Глаголев,  
Р.М.Лебедев, Я.Нассальски, М.С.Ниорадзе,  
И.С.Саитов, А.Сандач, Т.Семярчук,  
В.Н.Стрельцов, И.Стэпаняк

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ  
др -ЭКСПЕРИМЕНТА НА 100-САНТИМЕТРОВОЙ  
ВОДОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ ЛВЭ ОИЯИ

Сотрудничество Дубна-Варшава



## **ВВЕДЕНИЕ**

В работе рассматриваются некоторые методические вопросы изучения  $d\bar{p}$ -взаимодействий, в особенности реакции  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  с помощью 100-сантиметровой водородной пузырьковой камеры ОИЯИ. Эта камера была облучена дейтронами импульса  $3,3 \text{ ГэВ/с}$ , полученными в результате сепарации вторичных частиц от внутренней мишени синхрофазотрона. Естественно, что нужно было учесть небольшую примесь протонов в пучке и проанализировать ее влияние на результаты идентификации событий. Задача эта облегчалась рядом преимуществ дейтронного облучения при выбранном импульсе для реакций с развалом дейтронов. Сюда можно отнести наличие хорошо выделяющихся протонов-спектаторов, а также достаточную мягкость спектра рождаемых  $\pi$ -мезонов и их малую множественность. Предварительные результаты исследований опубликованы в работах /1-3/.

## **§1. ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА ДЕЙТРОНОВ**

Пучок положительных частиц для экспозиций водородной камеры формировался с внутренней мишени ускорителя. Канал транспортировки пучка /4/ имел в своем составе электростатический сепаратор, позволявший разделять  $\pi^+$ ,  $p$ ,  $d$  до импульса  $3,5 \div 4 \text{ ГэВ/с}$ . На базе пролета от массовой щели до входа в камеру /около 80 м/ работала схема по времени пролета, контролировавшая состав пучка.

Считая, что оптические константы камеры подобраны достаточно хорошо, кратко опишем процедуру определения параметров пучка<sup>/5/</sup>. Использовался некоторый набор событий, по возможности обогащенный событиями без нейтральных вторичных частиц / 4С - фит события/. В данном случае были взяты 4-лучевые взаимодействия, среди которых преобладают события реакции  $dp \rightarrow pppp$ . Эти события пропускались через программу GRIND<sup>/6/</sup>. Получались три параметра пучкового следа: углы погружения  $\lambda$  и азимутальный  $\phi$ , а также импульс  $P$ . Магнитное поле камеры достаточно однородно<sup>/7/</sup> и направлено по нормали к плоскостям главного стекла. Поэтому принималось, что  $\lambda$  не меняется для данного трека вдоль камеры /по оси  $x$  /, а  $\phi$  линейно зависит от  $x$ , то есть  $\phi = \phi_D + c(x - x_D)$ . Здесь индекс 'D' обозначает значение параметров в некоторой фиксированной плоскости  $x = x_D$ .

Полученные величины  $\langle \lambda_D \rangle$ ,  $\Delta \lambda_D$ ,  $\langle \phi_D \rangle$ ,  $\Delta \phi_D$  и ожидаемое значение импульса  $P$  с заведомо завышенным значением ошибки  $\Delta P = 1,0 \text{ ГэВ/с}$  подставлялись в программу GRIND для получения фитированных значений импульса  $P$  пучковой частицы в точке взаимодействия. Величина  $P_D$  определялась в каждом случае как

$$P_D = P + \Delta P_I (X - X_D),$$

где  $P_I$  - ионизационные потери на единицу длины следа. Из распределения по  $P_D$  определялись  $\langle P_D \rangle$  и  $\Delta P_D$ .

Была проведена попытка определить состав пучка, используя известные из литературы полные сечения дейтрон-протонных и протон-протонных взаимодействий.

Из соотношения

$$N_{63} = N_0 K (1 - e^{-n\ell\sigma_{dp}}) + N_0 (1 - K) (1 - e^{-n\ell\sigma_{pp}})$$

следует

$$K = \frac{\frac{N}{N_0} - 1 + e^{-n\ell\sigma_{pp}}}{e^{-n\ell\sigma_{pp}} - e^{-n\ell\sigma_{dp}}},$$

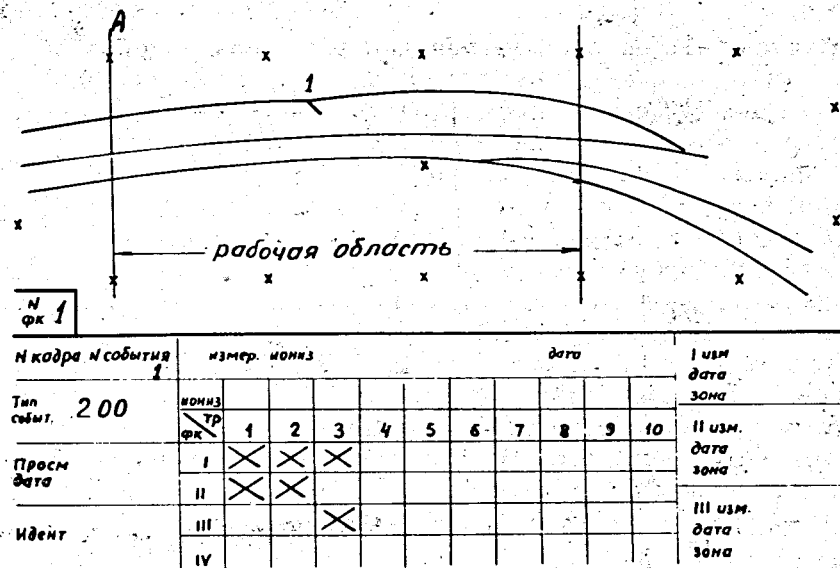


Рис. 1. Пример зарисовки событий.

где  $N_{63}$  - число взаимодействий в рабочей области, выбранной как показано на рис. 1, поправленное на эффективность просмотра и систематические потери в упругом рассеянии;  $N_0$  - число пучковых треков, входящих в рабочий объем /пересекающих линию A на проекции/;  $K$  - доля дейтронов в пучке;  $\sigma_{dp}$  - полное сечение  $pd$  - взаимодействий при импульсе протонов  $1,66 \text{ ГэВ/с}$ <sup>/8/</sup>;  $\sigma_{pp}$  - полное сечение  $pp$  - взаимодействий при импульсе протонов  $3,33 \text{ ГэВ/с}$ ;  $n$  - число ядер водорода в  $1 \text{ см}^3$  при рабочих условиях камеры /  $\rho = 0,0584 \pm 0,0001 \text{ г/см}^3$  /;  $\ell$  - эффективная длина рабочей области камеры.

Длина рабочей области бралась эффективной в связи с тем, что границы ее задавались в плоскости пленки. Эффективная длина рабочей области определялась, исходя из зависимости масштаба фотографирования от глубины в камере  $M(Z)$ , а также из распределения по глубине вершин реальных событий:  $A(Z)$ . Зависимость  $M(Z)$  и распределение  $A(Z)$  приведены на рис. 2.

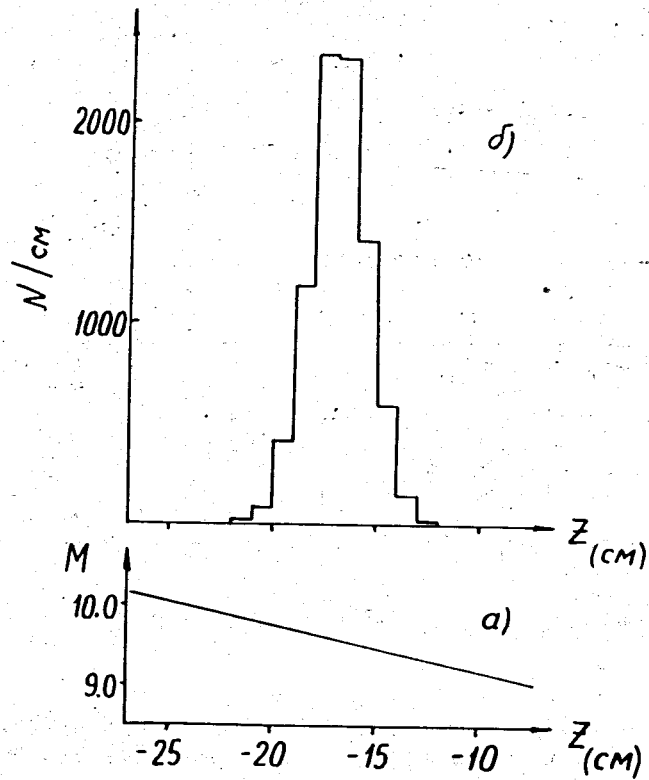


Рис. 2. а/ Зависимость масштаба фотографирования от глубины в камере. б/ Распределение вершин событий по глубине камеры.

$$l_{\text{эфф.}} = l_0 \frac{\int A(Z)M(Z)dZ}{\int A(Z)dZ},$$

где  $l_0$  - размер эффективной области на пленке;  $l_{\text{эфф.}}$  оказалось равным 49,6 см. Доля дейтронов в пучке оценена как  $K = 0,91 \pm 0,03$ .

## §2. ОБРАБОТКА СОБЫТИЙ

Проводилось два независимых просмотра, эффективность по отношению к двукратному просмотру оказалась

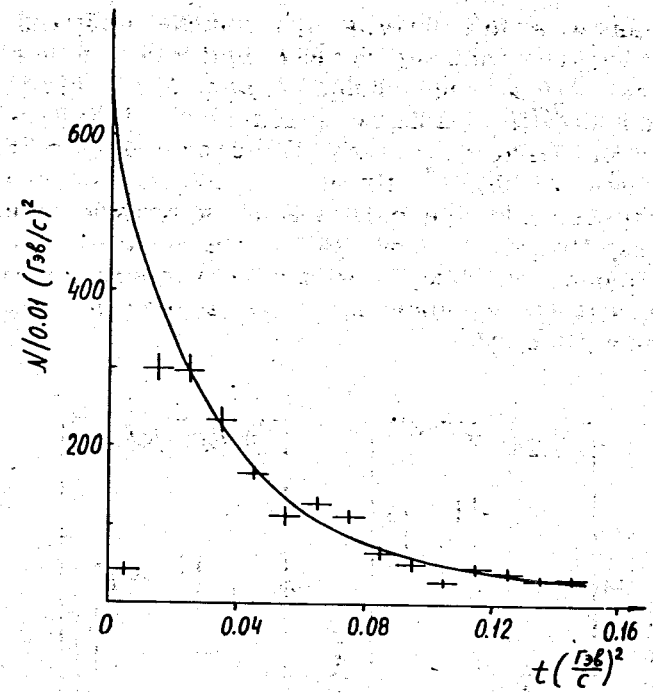


Рис. 3. Распределение по квадрату переданного 4-импульса от мишени к медленному протону в событиях упругого рассеяния.

равной 99%. При просмотре каждое событие зарисовывалось качественно на специальном бланке, содержащем впечатанные изображения крестов и таблицу для внесения служебных признаков, необходимых для дальнейшей работы /например, указания, на какой паре проекций измерять тот или иной трек/. Пример зарисовки события виден на рис. 1.

Обращалось внимание на поиск событий с малой отдачей протоку мишени. В случае развала дейтрона при этом наблюдается резкое увеличение кривизны трека /~ в 2 раза/. Такое событие должно быть обнаружено при просмотре, даже если не видно протона отдачи. Несмотря на тщательный просмотр, событий без видимого протона отдачи найдено не было.

Основным видом потерь при поиске событий были потери в упругих взаимодействиях при малых переданных импульсах. Это хорошо видно на рис. 3, где приводится распределение по квадрату переданного 4-импульса от мишени к медленному протону. Имеется провал в области  $|t| < 0,02 \text{ /ГэВ/с}^2$ . Ниже мы будем использовать это распределение при определении поправок на потери в упругих событиях. При малых значениях  $|t|$  потери чувствительны к азимутальному углу протонов отдачи. При больших  $|t|$  распределение по азимутальному углу изотропное /рис. 4/.

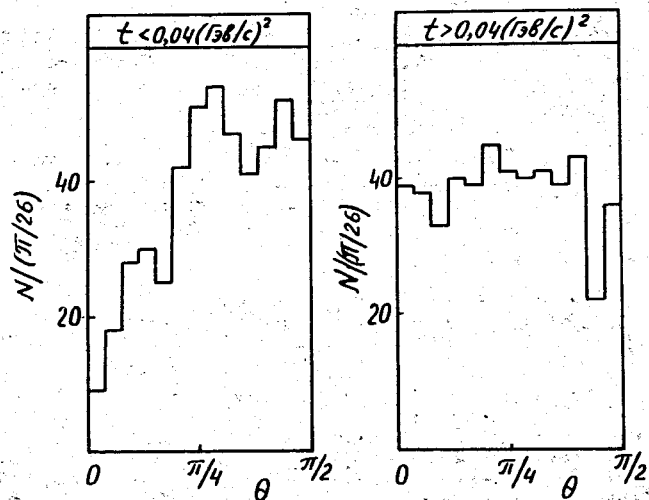


Рис. 4. Азимутальный угол протонов отдачи в событиях упругого рассеяния при  $|t| < 0,004 \text{ /ГэВ/с}^2$  и  $|t| > 0,004 \text{ /ГэВ/с}^2$ .

Эффективность нахождения событий в рабочей зоне была достаточно однородна. Об этом свидетельствует распределение вершин событий вдоль камеры. Наклон в распределении объясняется выбиванием провзаимодействовавших частиц из пучка /рис. 5/.

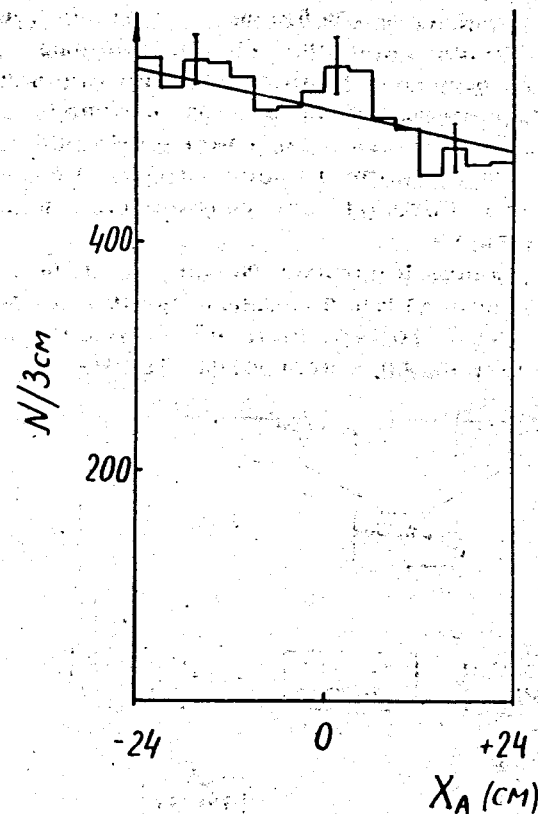


Рис. 5. Распределение вершин событий вдоль камеры. Сплошная линия соответствует расчету для выбивания провзаимодействовавших частиц из пучка.

Измерения проводились в Дубне на ПУОСах ЛВТА, в Варшаве на специальных микроскопах. Небольшая серия /около 1000/ событий была измерена при запуске НРД. Ниже мы немного остановимся на относительном качестве каждой серии измерений.

Измерения треков проводились на двух проекциях, отобранных при просмотре таким образом, чтобы избежать случаев, когда след шел бы параллельно базе стереопары. На каждой выбранной проекции измерялись четыре реперных креста, особые точки /вершины пер-

вичных и вторичных взаимодействий, остановки/ и последовательность точек на следе. Очень длинные следы и следы, имеющие большую кривизну, обрезались при измерении. Критерием служила стрела прогиба, которая не должна была быть более 2 см. Такое обрезание связано с использованным вариантом программы геометрической реконструкции, в которой не учитывались изменения кривизны вдоль трека.

Измерения велись в режиме on-line с ЭВМ БЭСМ-4 с последующей передачей исходных данных на магнитную ленту ЭВМ CDC -1604А. Дальнейшие расчеты велись по цепочке адаптированных программ ЦЕРНа.

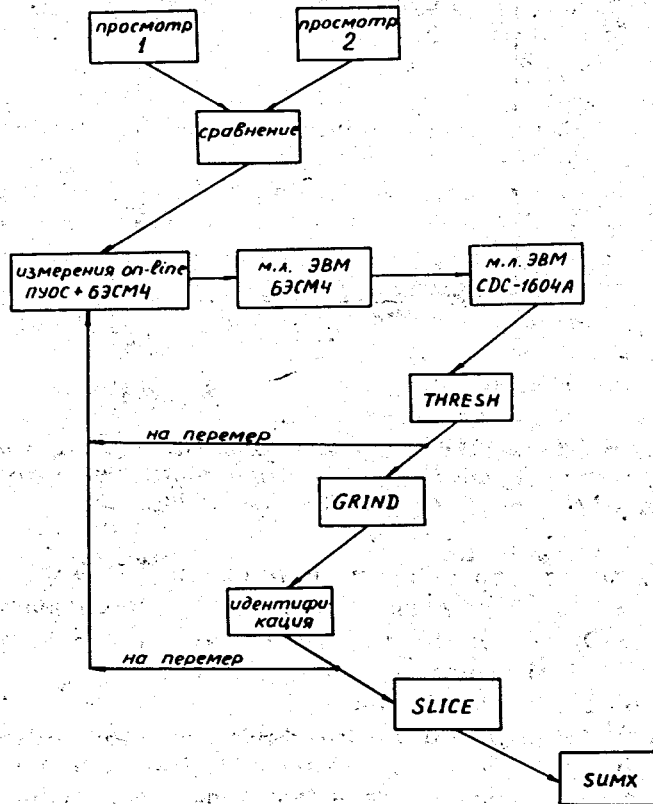


Рис. 6. Схема обработки событий.

Схема обработки приведена на рис. 6. Здесь не указан /для упрощения схемы/ целый ряд служебных вспомогательных программ /сортировка событий на плохо и хорошо измеренные, сортировка DST по реакциям и т.д./. В блок гипотез кинематической программы GRIND были включены вероятные дейтрон-протонные, а также протон-протонные реакции для двух- и четырехлучевых событий\*. Были заданы также возможные вторичные взаимодействия упругого типа для многовершинного фита.

### §3. ТОЧНОСТИ, ВОПРОСЫ СУММИРОВАНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку измерения проводились в разных лабораториях, имеет смысл вопросы точностей и сложения результатов объединить. Большая часть событий измерялась в Дубне, на ПУОСах в ЛВТА /около 14000/. Часть событий /около 4000/ измерялась в Варшавском университете. Пробная партия в 1000 событий была пропущена при контрольном пучке HPD.

Величины среднеквадратичного разброса точек около аппроксимирующей кривой R (residuals) приведены для всех трех типов измерений на рис. 7. Там же приведены средние величины <R> в мкм на пленке. Видно, что величины разброса невелики и одного порядка. Несколько меньший разброс показывают измерения на HPD, что вполне естественно.

Для характеристики смещения фитированных параметров треков /импульс и углы/ строились распределения по величине:

$$P = \frac{a_{нефит} - a_{фит}}{\sqrt{\sigma_{нефит}^2 - \sigma_{фит}^2}}$$

\* В массиве из 18 тысяч событий было всего два шести-лучевых протон-протонных взаимодействия.

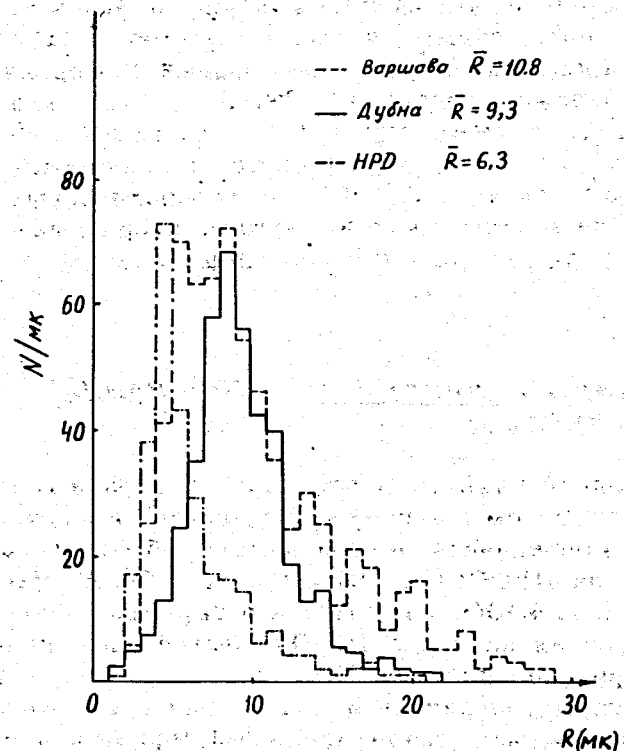


Рис. 7. Среднеквадратичный разброс измеренных точек от аппроксимирующей кривой.

Характеристики этих распределений для пучковых и вторичных треков реакции  $d\mu \rightarrow p\bar{p}n$  приведены в табл. 1. Характеристики распределений по квадрату недостающей массы для каналов  $d\mu \rightarrow p\bar{p}n$  и  $d\mu \rightarrow d\bar{p}(p\bar{p} \rightarrow p\bar{p})$  сведены в табл. 2.

Кроме того, было проведено сравнение идентичности распределений некоторых физических величин для реакции  $d\mu \rightarrow p\bar{p}n$ . В качестве таких величин были выбраны характеристики нейтрона-спектатора в системе покоящегося дейтрона - импульс и пространственный угол. Соответствующее сравнение для событий, измеренных в Дубне и Варшаве, приводится на рис. 8. В результате проведен-

Таблица 1  
Значения величин  $P$  /пулл/ для событий, измеренных в Варшаве и Дубне.

	$\langle P_1/R \rangle$	$DP_1/R$	$\langle P_\lambda \rangle$	$DP_\lambda$	$\langle P_y \rangle$	$DP_y$
Первичный трек Дубна	$0.03 \pm 0.06$	$0.76 \pm 0.05$	$0.08 \pm 0.06$	$0.74 \pm 0.05$	$0.11 \pm 0.06$	$0.75 \pm 0.05$
Первичный трек Варшава	$0.05 \pm 0.06$	$0.73 \pm 0.05$	$0.04 \pm 0.06$	$0.73 \pm 0.05$	$-0.05 \pm 0.06$	$0.73 \pm 0.05$
Вторичные треки Дубна	$-0.24 \pm 0.05$	$0.72 \pm 0.03$	$0.15 \pm 0.05$	$0.74 \pm 0.03$	$0.20 \pm 0.05$	$0.73 \pm 0.03$
Вторичные треки Варшава	$-0.22 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.03$	$0.07 \pm 0.04$	$0.73 \pm 0.03$	$0.16 \pm 0.04$	$0.71 \pm 0.03$

Таблица 2  
Средние значения и среднеквадратичные отклонения для распределений по квадрату недостающей массы в реакциях  $d\mu \rightarrow p\bar{p}n$  и  $d\mu \rightarrow d\bar{p}$ .

	Дубна		Варшава		НРД	
	$\langle m^2 \rangle (ГэВ)^2$	$\sigma (ГэВ)^2$	$\langle m^2 \rangle (ГэВ)^2$	$\sigma (ГэВ)^2$	$\langle m^2 \rangle (ГэВ)^2$	$\sigma (ГэВ)^2$
$d\mu \rightarrow p\bar{p}n$	$0.8780 \pm 0.0022$	$0.0552 \pm 0.0016$	$0.8740 \pm 0.0019$	$0.0485 \pm 0.0013$	$0.8699 \pm 0.0039$	$0.0856 \pm 0.0033$
$d\mu \rightarrow d\bar{p}$	$-0.0045 \pm 0.0005$	$0.0094 \pm 0.0004$	$-0.0038 \pm 0.0011$	$0.0157 \pm 0.0008$	$-0.0070 \pm 0.0017$	$0.0118 \pm 0.0013$



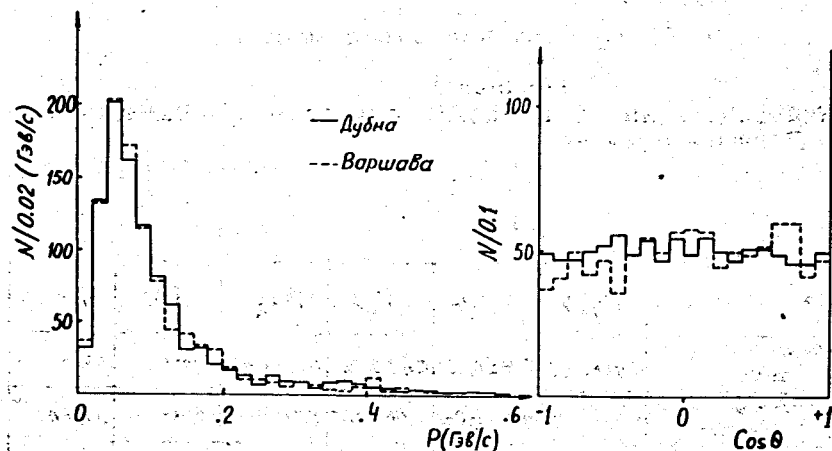


Рис. 8. Импульсное и угловое распределения нейтронных спектров из реакции  $d p \rightarrow p p n$  в системе покоящегося дейтрона.

ных сопоставлений можно видеть достаточную идентичность материала, позволившую провести суммирование результатов.

#### §4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИЛЛИБАРН-ЭКВИВАЛЕНТА

Для определения миллибарн-эквивалента разумно было исходить из известного полного сечения  $d p$ -взаимодействий при 3,3 ГэВ/с или  $p d$  при 1,65 ГэВ/с.

$$\sigma_{1.66}^{d,p} = 82.889 \pm 0.063 \text{ мб} / \text{в}$$

В полное число обработанных событий необходимо было ввести поправку на потери. Реально принималось, что случайные потери по каналам пропорциональны вкладам каналов и что систематические потери сосредоточены в упругом рассеянии на малые углы. Поскольку  $d p$ - и  $p p$ -упругое рассеяние плохо различаются по кинематике, проводилась оценка суммарных потерь в этих каналах.

Данные по  $d\sigma/dt$  на рис. 3. за исключением двух первых точек интерполировались зависимостью

$$f(t) = A_1 e^{-(A_2 t + A_3 t^2)}$$

Минимизация методом наименьших квадратов дала

$$\chi^2 = 13.9 \quad \text{при } n = 9.$$

$$A_1 = 654.5 \pm 79.9$$

$$A_2 = 33.8 \pm 3.9$$

$$A_3 = -89.6 \pm 25.1$$

Поправка определялась как

$$\Delta N = \int_0^{0.02} f(t) dt - N = A_1 \int_0^{0.02} e^{-A_2 t - A_3 t^2} dt - N,$$

где  $N$  - экспериментальное сечение в интервале 0,00 - 0,02. Мы получили:

$$\frac{\Delta N_{\text{упр.}}}{N_{\text{упр.}}} = (25 \pm 5) \%$$

Интегральный вклад за счет превышения над оптической точкой в области кулон-ядерной интерференции заведомо меньше ошибки.

Полное число событий на ленте суммарных результатов /18112/ было увеличено на полученную поправку и затем, после учета примеси протонных событий /5±2%, получен миллибарн-эквивалент:

$$\mathcal{E} = 4,66 \pm 0,15 \text{ мкбн/событие.}$$

#### §5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $d p \rightarrow p p n$

В первую очередь нас интересовало определение сечения канала  $d p \rightarrow p p n$ . В связи с этим важно было провести

оценку примеси в этот канал со стороны возможных конкурентов, а также "уход" из изучаемого канала.

Были прогенерированы при помощи программы **FAKE**<sup>19)</sup> с последующей "идентификацией" по принятым правилам события реакции  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  и основных конкурирующих  $p\bar{p}$ -реакций для реальных условий 100-сантиметровой водородной камеры. При этом задавалось угловое распределение протонов в системе центра масс.

Доля примеси в канал  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  оценивалась с учетом сечений конкурирующих каналов и примеси протонов в пучке по формуле:

$$\Delta_i = \frac{\sigma_i \delta_i}{\sigma_{d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n}} \cdot \frac{1-k}{k}; \quad \delta_i = \frac{N_i}{N},$$

где  $\sigma_i$  - сечение примесного канала в  $p\bar{p}$  при 3 ГэВ/с;  $\sigma_{d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n}$  - сечение канала  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  /предполагаемое сечение/;  $N$  - число генерированных событий примесного канала;  $N_i$  - число событий из  $i$ -го примесного канала, прошедших фит как  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$ ;  $k$  - доля дейтронов в пучке.

Примесь в канал  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  оказалась очень малой /около 0,3%/ , в то время как большая доля событий /более 16%/ канала  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  уходила в другие каналы. Было принято компромиссное решение: в тех случаях, когда событие фитуется неоднозначно и среди гипотез есть реакция  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$ , брать только эту гипотезу /вес=1/. Результаты генерации с идентификацией по принятой процедуре представлены в табл. 3. Здесь верхнее число  $\delta_i$ , а нижнее -  $\Delta_i$ . Все числа даны в процентах. Видно, что уход из канала сократился до 4%, хотя примесь возросла до 0,7%.

При таком подходе на долю протонных событий пришлось лишь небольшое число случаев, разумно согласующееся с сечением  $p\bar{p}$  и примесью протонов в пучке.

Что касается других  $d\bar{p}$ -каналов, то можно заметить, что они разделяются с каналом  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  достаточно хорошо. Так, канал  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n\pi^0$  хорошо отделяется по недостающей массе. На рис. 9 представлены распределения по квадрату недостающей массы для реакций  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  и

Таблица 3  
Результаты генерации реакции  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  и примесных протонных каналов

Фитирован- генерируемые каналы	$d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^0$	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+n$	$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+n\pi^0$
$d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$ $b = 37 \text{ мб}$	96,0	1,5	1,0	1,5	0,0
$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^0$ $b = 3,3 \text{ мб}$	25 0,24				
$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$ $b = 0,4 \text{ мб}$	35 0,04				
$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+n$ $b = 13,2 \text{ мб}$	7 0,41				
$p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+n\pi^0$ $b < 5,6 \text{ мб}$	0 0,0				
Суммарная примесь в канал $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$	0,69 ± 0,33				

$d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n\pi^0$ . Заштрихованная часть составляет всего 1,3% от числа событий интересующего нас канала.

В качестве второго примера можно указать на нефитируемый канал  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n\pi^+$ . На рис. 10а приведен импульсный спектр  $\pi^+$ -мезонов из этих событий. Заштрихованная часть распределения, которая исчезает при исключении событий, где хотя бы одна из гипотез -  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  или  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n\pi^0$ . На рис. 10б приведен спектр  $\pi^+$ -мезонов из реакции  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n\pi^+$ . Из сравнения видно, что спектры становятся идентичными после предлагаемой процедуры.

Приведенные выше аргументы в пользу присвоения равного веса гипотезе  $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$  во всех случаях, когда она появляется, позволили оценить сечение этой реакции как

$$\sigma_{d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n} = 37,2 \pm 1,4 \text{ мб.}$$

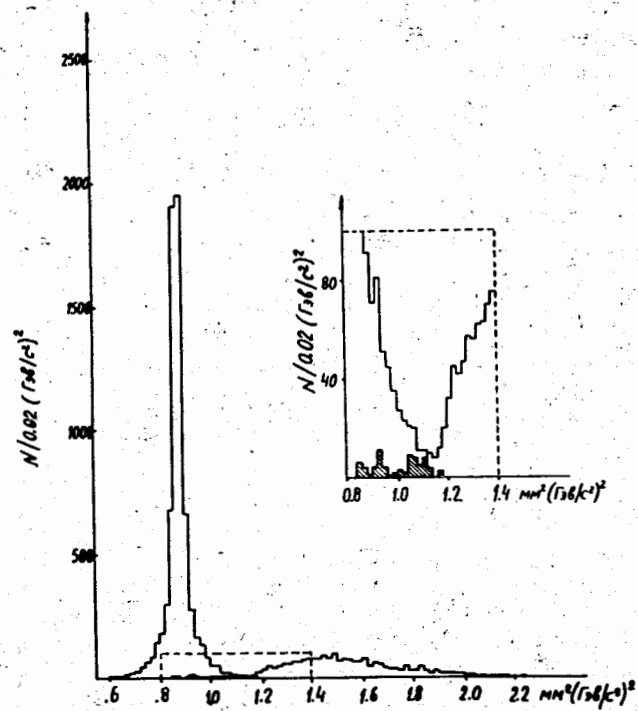


Рис. 9. Распределение по квадрату недостающей массы для реакций  $dr \rightarrow rpp$  и  $dr \rightarrow rprz$ .

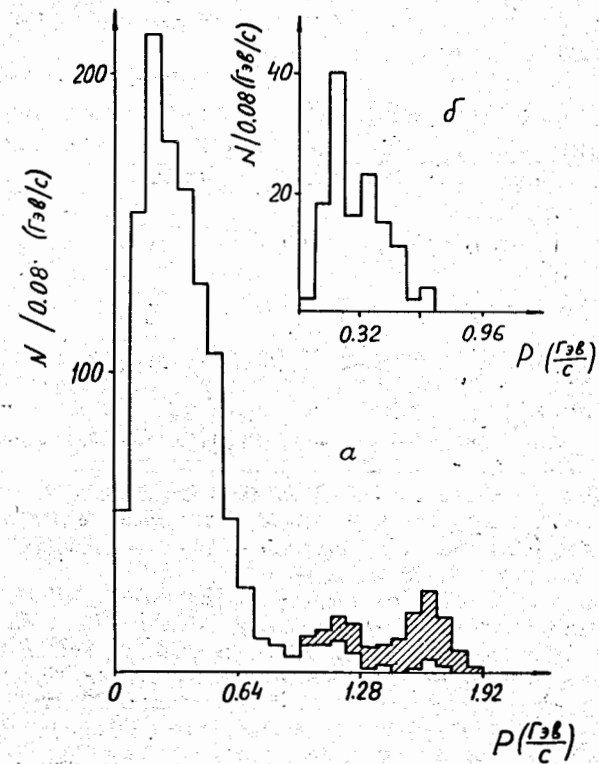


Рис. 10. Импульсный спектр  $\pi$ -мезонов: а/Реакция  $dr \rightarrow \pi^+ pn$ . б/Реакция  $dr \rightarrow r\pi^+ pn$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показаны отдельные методические особенности обработки фотографий в  $dp$ - эксперименте на 100-сантиметровой водородной пузырьковой камере ОИЯИ. При этом основное внимание уделено вопросам определения сечений в условиях небольшой примеси протонов в пучке дейтронов.

Авторы благодарят за помощь в работе сотрудников Лаборатории высоких энергий и Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ, а также сотрудников Варшавского университета и Института ядерных исследований /Варшава/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Глаголев, П.Зелински, Р.М.Лебедев, Я.Нассальски, М.С.Ниорадзе, И.С.Саипов, А.Сандач, В.Н.Стрельцов, Г.Шарху. ОИЯИ, P1-6714, Дубна, 1972.
2. V.V.Glagolev, R.M.Lebedev, J.Nassalski, M.S.Nioradze, I.S.Saitov, A.Sandacz, G.Sharkhu, J.Stepaniak, V.N.Streltsov, P.Zielinski. XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Batavia (1972).
3. B.S.Aladashvili, V.V.Glagolev, R.M.Lebedev, J.Nassalski, M.S.Nioradze, I.S.Saitov, A.Sandacz, T.Siemiarczuk, J.Stepaniak, V.N.Streltsov, P.Zielinski. JINR, E1-7304, Dubna 1973.
4. В.В.Глаголев, П.Зелински, А.Д.Кириллов, Л.Н.Комолов, В.И.Копов, В.А.Кузнецов, Р.М.Лебедев, Р.Т.Малашкевич, С.А.Нежданова, М.С.Ниорадзе, В.Н.Рамжин, И.С.Саипов, А.Сандач, И.Н.Семенюшкин. ОИЯИ, I-6372, Дубна, 1972.
5. М.Вальпер, В.В.Глаголев, А.Константинеску, Р.М.Лебедев, И.С.Саипов, В.Н.Стрельцов. ОИЯИ, I-7153, Дубна, 1973.
6. CERN, T.C.Program Library, sec. GRIND, 30.10.1968.
7. В.В.Глаголев, В.Н.Емельяненко, Р.М.Лебедев, И.С.Саипов. ОИЯИ, 13-5930, Дубна, 1971.
8. D.V.Bugg, D.C.Salter, G.H.Stafford, R.F.George, K.F.Riley, R.J.Tapner., Phys.Rev., 146, 980 (1966).
9. J.Barlow, F.Beck, T.C.Program Library (FAKE), CERN (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 декабря 1973 года.