

С 346.48

В-751

Воробьев Г. Г. и др.

Б1-1-5489.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ



+

Б1-1-5489

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1971

Б-1-1-5489

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЗЧБ, ЧВ

Лаборатория высоких энергий

Г.Г.Воробьёв, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, И.М.Ситник,  
Л.А.Слепец, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, В.И.Шаров.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АМПЛИТУДЫ  $\pi N$  РАССЕЯНИЯ  
ВПЕРЕД В ИНТЕРВАЛЕ 6-60 ГЭВ ("  $\alpha$  -проект").

с.ф. 3218

9 / IV 7/г.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## А Н Н О Т А Ц И Я

Предложено дополнение к программе исследований структуры амплитуды  $\mathcal{N}$  рассеяния вперёд, которая реализуется на ускорителях Дубны и Серпухова.

Предусматривается решение важнейших в экспериментальном плане задач – измерения  $P$ -рассеяния, включая область кулоновской интерференции при наибольших энергиях, доступных на ускорителе ИФВЭ (см. часть I – "  $\alpha$  – проекта"), и исследования когерентного взаимодействия пионов с ядрами, имеющими вакуумные квантовые числа – в первую очередь с ядрами  $He^4$  (см. часть IIА). При проектировании экспериментов по упругому рассеянию на ядрах и разработке необходимой методики предусматривается развитие " *on-line* " техники спектрометрирования параметров как ядер отдачи или их фрагментов, так и релятивистских продуктов реакций (см. часть II А, Б, где предлагается разработка детекторов-спектрометров ядер отдачи). Новая методика будет применена в исследованиях реакций когерентного рождения как на лёгких ядрах (изотопов водорода, гелия), так на средних и тяжёлых ядрах атомов благородных газов. Она будет пригодна вплоть до самых высоких ускорительных энергий. Представляется, что предложенная методика и программа исследований занимают важное место как в проблеме изучения сильных взаимодействий, так и в электромагнитно-ядерной тематике. В объединении в рамках этой программы исследований ресурсов, опыта и достижений, имеющихся в ИФВЭ и в странах- участницах ОИЯИ, заключается основной организационный момент настоящего предложения.

Программа методических разработок и физических исследований рассчитана ориентировочно на 5 лет.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

№ стр

Вводная часть

А. Программа экспериментов.

1. Исследование упругого Пр - рассеяния и рассеяния с возбуждением изобар при небольших передачах  $|t| \leq 5 \cdot 10^{-4} < -t < 0,6 \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$  при энергиях до 60 Гэв..... 3.

2. Исследование при 6 + 60 Гэв когерентного рассеяния пионов на ядрах при небольших передачах  $|t|$ , включая область интерференции кратных рассеяний..... 5.

Б. К обоснованию необходимости выполнения предложенной программы..... 14.

В. Методические возможности выполнения программы экспериментов..... 23.

ЧАСТЬ I. Исследование упругого Пр - рассеяния и рассеяния с возбуждением изобар при небольших передачах  $5 \cdot 10^{-4} \leq |t| \leq 0,6 \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$  при 50 Гэв/с + 60 Гэв/с..... 33.

ЧАСТЬ IIA. Постановка эксперимента по исследованию когерентного  $\pi^- d \rightarrow \pi^- d$  рассеяния при 6 Гэв/с + 60 Гэв/с (использование жидкогелиевого сцинтилляционного детектора в качестве спектрометра энергий частиц отдачи)..... 43.

|                                                                                                                                               |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| ЧАСТЬ ПБ. Использование дрейфовой пропорциональ-<br>ной камеры в опытах по изучению когерен-<br>тных взаимодействий пионов с ядрами . . . . . | 65 |
| Литература к вводной части и частям I и ПА. . . . .                                                                                           | 92 |
| Литература к части ПБ. . . . .                                                                                                                | 96 |

## ВВОДНАЯ ЧАСТЬ

### А. Программа экспериментов.

При больших энергиях 6-60 Гэв и малых передачах импульсов  $5 \cdot 10^{-4} \lesssim |t| \lesssim 0,6 \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$  предлагается измерить дифференциальные сечения упругих и квазидвухчастичных реакций пионов с протонами и ядрами, и по возможности определить структуру амплитуды  $T_N$  - рассеяния.

1. Исследование упругого Пр-/рассеяния и Пр-рассеяния с возбуждением изобар при малых передачах,  $5 \cdot 10^{-4} \lesssim -t \lesssim 0,6 \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$ .

1а. Исследование дифференциальных сечений упругого Пр-рассеяния в области кулоновской интерференции, при самых малых передачах  $t \sim (k_0 \theta)^2 (1 + 5) \cdot 10^{-4} \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$  позволяют, как известно, лучшим способом определить  $\text{Re } A_N(0)$  - вещественную часть ядерной амплитуды Пр - рассеяния вперед  $|1|$ . Мнимая часть ядерной амплитуды <sup>ре</sup> определяется по оптической теореме полным сечением ядерного взаимодействия:  $\text{Im } A_N(0) = \frac{K}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}$  (Заметим, что амплитуда рассеяния пионов на нуклоне или ядре  $\mathcal{F} = A + H \sin \theta$  при  $\theta = 0$  описывается лишь скалярной функцией  $A(s, 0)$ , поскольку исчезает второй член  $H \sin \theta$ , описывающий рассеяние с переворотом спина).

При энергиях до 60 Гэв данные по полным  $\Pi^-$ -сечениям уже получены; в предлагаемой программе экспериментов значения  $\sigma_{tot}$  могут быть определены одновременно с измерениями упругого рассеяния. При определении из интерференционных данных дифференциальное сечение упругого рассеяния обычно аппроксимируется формулой Бете / 2 /

$$A_c = \frac{-2\sqrt{\pi}e_1e_2}{v} \cdot \frac{F(t)}{|t|}; \quad F(t) = \exp\frac{bt}{2}; \quad \delta = \frac{e^2}{\hbar v} \ln \frac{1,06}{ka\theta}$$

$$\text{Im } A(t) = \frac{\sigma_{tot}}{4\sqrt{\pi}\hbar} \exp\frac{bt}{2}; \quad \alpha = \text{Re } A_N / \text{Im } A_N$$

Здесь использованы обозначения:  $e_1, e_2$  - заряды частиц;

$v$  - скорость рассеивающихся частиц в л.с.к;

$k$  - волновое число в с.ц.м;

$a \approx 10^{-13}$  см - размер нуклона;

$\theta$  - угол рассеяния в с.ц.м;

$F(t)$  - электромагнитный формфактор протона в аппроксимации для малых углов рассеяния.

Значение " $b$ " будет измерено в наших экспериментах: это "наклон" экспоненты, которой при небольших передачах  $|t| < 0,4 \text{ Гэв}^2/c^2$  хорошо аппроксимируют экспериментальные сечения ядерного рассеяния. (Напомним, что в модели поглощающего шарика величина " $b$ " определяется радиусом взаимодействия  $b = R^2/2$ ). Угловая зависимость  $\text{Re } A_N$  и  $\text{Im } A_N$  обычно предполагается одинаковой, т.е.  $b_{\text{Re } A_N} \approx b_{\text{Im } A_N}$



Однако это довольно произвольное предположение практически не может привести к значительному сдвигу экспериментально найденной величины  $\alpha$  от истинного значения этого отношения. ( В самом деле, в интерференционных измерениях информация об " $\alpha$ " собирается с узкого интервала  $|t| \lesssim (1+4) 10^{-3} \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ ; весьма близко примыкающего к  $t = 0$ . Полагая, например,  $v_{re} = 0$  или  $v_{re} = 100$ , т.е. сильно уходя от обычного предположения  $v_{re} = v_{im} = 10 \text{ ГэВ}^2/\text{с}$ , мы мало изменим результат обработки, ибо значение  $\text{Re}A(t_{\text{эф}}) = \text{Re}A_0(1 - \frac{1}{2}t)$  изменяется мало,  $\Delta \text{Re}A(t_{\text{эф}})/\text{Re}A(0) \lesssim \frac{v_{re}}{2v} \lesssim 10\%$  Как показывают модельные расчеты, даже при таких сильных вариациях  $v_{re}$  значение  $\alpha$  меняется лишь на величину  $\Delta \alpha \lesssim 0,01$  меньшую, чем статистические погрешности эксперимента.

Предполагается при  $E_{\pi} \approx 30$  и  $60$  Гэв измерить десятки тысяч событий упругого Пр рассеяния, определить параметр наклона " $\beta$ ", и в качестве главного результата получить значение  $\alpha = \text{Re}A_N / \text{Im}A_N$  с точностью  $\Delta \alpha = 0,02$ . В контрольных измерениях будут определены значения полных Пр-сечений.

1б. Одновременно будут измерены сотни событий квазидвух-частичного типа  $\pi p \rightarrow \pi N_i^*$  с возбуждением изобар.

2. Исследование при  $6 + 60$  Гэв/с когерентного рассеяния пионов на ядрах при малых передачах  $|t|$ , включая область интерференции кратных рассеяний.

2а. Исследование структуры амплитуды упругого рассеяния  $\pi N$  - рассеяния.



При не очень малых передачах импульса  $|t| \gtrsim 0,15 \text{ Гэв}^2/c^2$  уже давно предложена (и в западных лабораториях уже осуществляется) программа "полного опыта" в Пр-рассеянии при больших энергиях. Весьма существенная часть этой программы связана с измерением поляризационных эффектов в Пр-рассеянии, которые определяются интерференцией амплитуд  $A \ll H \sin \theta$ .

С реализацией этой весьма сложной программы исследований связана надежда экспериментального определения спиновой структуры амплитуды  $\mathcal{A}N$  - рассеяния, определения парциальных вкладов  $A \ll H \sin \theta$  в дифференциальное сечение  $\mathcal{A}N$  - рассеяния. Однако техника поляризационных измерений при передачах  $|t| \lesssim 0,15 \text{ Гэв}^2/c^2$  не работает ввиду ограничений, связанных с малой энергией протонов отдачи  $W_p \approx \frac{|t|}{2m} \lesssim 7 \text{ Мэв}$ . Представляется, что при столь малых передачах  $|t|$  единственным способом определения вкладов  $|A|$  и  $|H \sin \theta|$  в симметричную часть амплитуды  $\mathcal{A}N$  - рассеяния  $\mathcal{F}^+ = \frac{1}{2} (\mathcal{F}_{\mathcal{A}+p} + \mathcal{F}_{\mathcal{A}-p})$ , остается совместный анализ данных по дифференциальным сечениям упругого  $\mathcal{P}^+$  - рассеяния и упругого (когерентного) рассеяния пионов на ядрах, таких как  $\text{He}^4, \text{C}^{12}, \text{O}^{16}$ , имеющих нулевые значения спина и изоспина. (По ряду соображений, связанных с методикой проведения эксперимента, наиболее подходящими являются ядра  $\text{He}^4, \text{Si}^{28}$  и ядра атомов благородных элементов  $\text{Ne}, \text{Ar}, \text{Xe}, \text{Kr}$ . Однако, как будет еще отмечено ниже, в первую очередь мы имеем в виду исследования на ядре  $\text{He}^4$ , поскольку и с физической и с методической точек зрения  $\alpha$  - частицы обладает рядом уникальных

качеств).

В рамках глауберовской модели сечение рассеяния пионов на таком бесспиновом ядре определяется, при заданной структуре ядра, спиновонезависимой частью амплитуды  $\pi N$ -рассеяния, т.е. величиной  $|A(s,t)|$  / 3 /. При этом предполагается, что информация о структуре ядра может быть получена из ряда других экспериментов. (Так, для лёгких ядер, например,  $He^4$ , хорошее согласие расчёта с экспериментом получается при использовании формфактора, находящегося в соответствии с данными по рассеянию электронов). В глауберовском рассмотрении / 4 / вклад  $ReA$  определяет глубину I-го минимума в дифференциальном сечении рассеяния пиона на ядре. (Такие минимумы обнаружены группой Палевского / 5 / при исследовании когерентного рассеяния протонов на ядрах  $He^4$ ,  $C^{12}$ ,  $O^{16}$ , и трактуются / 3,6+9 / как эффект интерференции амплитуд однократного и двукратного рассеяния на нуклонах ядра. Наиболее глубокий минимум соответствует чисто мнимой амплитуде  $\pi N$  рассеяния). Исследования когерентного рассеяния на ядре, таком как  $He^4$ , открывает возможности для определения модуля и фазы  $A_n^{\pi N}$ , спиновонезависимой части амплитуды  $\pi N$ -рассеяния. Однако, несмотря на наблюдающееся согласие глауберовских расчётов с данными эксперимента при небольших углах рассеяния и высоких энергиях, ясно, / 1с / что необходимы калибровочные измерения при таких энергиях и передачах, где информация об  $A(s,t)$  может быть получена разными способами. (Например, при таких достаточно высоких энергиях  $S \sim 1$  Гэв, где удалось или есть надежда провести фазовый анализ  $\pi N$  рассеяния).

Представляется также необходимым провести эксперименты по когерентному рассеянию на разных ядрах с целью выявления и учета возможных неопределенностей, связанных, например, с эффектами "струй" в промежуточных звеньях цепочки перерассеяний. Измерения на нескольких ядрах, возможно, позволит найти параметры зависимости (например, типа Саксона-Вуда), описывающие распределения нуклонов в ядрах <sup>x</sup>). Заметим далее, что при использовании в качестве мишени ряда ядер от He<sup>4</sup> до Xe область I-го минимума смещается от значения  $t(He^4) = 0,25$  до  $t = 0,01$ , т.е. в принципе исследования области минимума дифференциального сечения когерентного рассеяния пионов на разных ядрах позволяет проследить как изменяется отношение  $\frac{Re A_{\pi N}}{Im A_{\pi N}} = \alpha(t)$  в диапазоне  $(0,01 \lesssim -t \lesssim 0,25) \text{ ГэВ}^2/c^2$ .

Итак; подытоживая сказанное в п.п. 1а, 2а в связи с формулировкой программы исследования при высоких энергиях структуры амплитуды упругого рассеяния пионов, заключаем следующее. В упругом Пр-рассеянии при  $t=0$  имеется вклад только спиновозависимой амплитуды  $A(s,0)$ ; ее мнимая часть определяется полным сечением, а вещественная часть амплитуды может быть найдена при  $t \approx (1+5) \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^2/c^2$  из эффекта ее интерференции

---

x) в Недавней работе <sup>1701</sup> из анализа данных, полученных на ускорителе DESY (10<sup>6</sup> событий типа  $\gamma + \text{ядро} \rightarrow \rho + \text{ядро}$ ; ядра от Be до U) определен Вуд-саксоновский радиус  $R(A) = (1,12 \pm 0,02) A^{1/3} \text{ ф.м.}$

с известной кулоновской амплитудой, почти целиком вещественной и содержащей небольшие радиационные поправки. При больших передачах  $|t|$ , вне области кулоновской интерференции, вплоть до  $|t| \approx 0,2 \text{ ГэВ}^2/c^2$ , вклад амплитуды с переворотом спина может быть существенным. (Поляризация в Пр-рассеянии  $\approx 0,2$  при малых  $|t|$  и она не уменьшается при уменьшении  $|t|$  до  $0,2 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ). Однако в этом интервале  $|t|$  нет безмоделных способов определения структуры амплитуды  $\mathcal{M}$  - рассеяния.

Ввиду этого предложена программа исследования когерентных реакций пионов с ядрами (в первую очередь бесспиновыми, такими как  $\text{He}^4$ ). Реализация такой программы позволяет, в принципе, определить  $t$  - зависимость модуля и фазы спиновнезависимой симметризованной амплитуды  $\mathcal{M}$  - рассеяния. При этом используется приближение Глаубера.

### 2.5.6. Некоторые перспективы применения предлагаемой в проекте экспериментальной методики.

#### 2.5.1. Исследования по электромагнитно-ядерной тематике.

Измерение упругого рассеяния  $\Pi^-$  и  $\Pi^+$  - мезонов на ядре  $\text{He}^4$  в области I-го минимума  $t$  - зависимости  $d\sigma/dt$  дает интересную возможность изучения эффектов, обусловленных смешанным ядерно-электромагнитным взаимодействием. Речь идет об экспериментальном определении вклада диаграмм сильного взаимодействия с внутренними и внешними фотонами. Вопрос о роли таких диаграмм представляет не только "академический" интерес. Как показано в ряде теоретических работ,

доведённых до численных оценок /2e/, учёт эффектов таких диаграмм практически важен для понимания проблем сильного взаимодействия. Речь идёт, например, о поправках в условие унитарности для заряженных частиц. Так в работе /2e/ показано, что наблюдающуюся при энергиях ~ 30 Гэв разницу в полных  $\Pi^{\pm}$  сечениях можно объяснить этими поправками. Далее, эти радиационные поправки являются определяющими в вычислениях относительного сдвига фаз амплитуд "чистого ядерного" и "чисто кулоновского" рассеяния (т.е. в определении величины  $\delta$  в формуле Бете-см  $\Pi^{\pm}$ , а также ссылки / 2 / ). Интересно, что эти эффекты связаны с разностью дифференциальных сечений когерентного  $\Pi^{\pm} \alpha$  рассеяния.

$$\Delta^{\pm} = \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\Pi^{\pm} \alpha} - \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\Pi^{\pm} \alpha}$$

При включённом электромагнитном взаимодействии эта разность строго равна нулю, если выполняется изотопическая инвариантность в сильном взаимодействии. Если вклад диаграмм с внутренними и внешними фотонами пренебрежимо мал, то разница  $\Pi^{\pm} \alpha$  и  $\Pi^{\pm} \alpha$  сечений упругого рассеяния определяется интерференцией кулоновской и вещественной части ядерной амплитуды:  $\Delta^{\pm} \approx 2A_c v_e A_n$ . Здесь величина  $A_c$  существенным образом зависит от электромагнитных формфакторов  $\alpha$ -частицы и пиона, поскольку имеются ввиду измерения в области  $\Gamma^0$  интерференционного минимума, т.е. при значительных передачах  $t \sim 0,25(\text{Гэв}/c)^2$ . Электромагнитный формфактор  $\alpha$ -частицы уже измерен в опытах на пучках электронов, а измерения э.м. формфактора пиона уже начаты (или готовятся) во многих лабораториях. (Таким образом, в принципе, имеется "безмодельный" способ измерения вещественной части амплитуды когерентного рассеяния на ядре при относительно больших передачах / t / . Однако точность измерений

$Re A_N$  в этом способе будет определяться не только возможностями экспериментального оборудования. Здесь важно, чтобы выполнялось условие  $A_c \sim A_N$ , при котором удобно наблюдать интерференционный эффект - т.е. нужно, чтобы имелась удачно выбранная энергия, при которой I-ый минимум оказывается достаточно глубоким. И, конечно, весьма важную роль играет корректный учет радиационных поправок. Роль этих поправок /2/ еще не очень велика, по-видимому, только в "классической" области кулоновской интерференции при  $|t| \sim 10^{-3}$  (Гэв/с)<sup>2</sup>.

252. Наиболее важное место в электромагнитно-ядерной тематике занимает проблема экспериментальной проверки гипотезы универсальности сильного взаимодействия. Причем, оказывается /115/, что лучшим способом проверки этой гипотезы ("VDM") является исследование когерентного рождения на ядре  $He^4$   $\rho$  - мезонов пионами и пионов фотонами. Исследование реакций когерентного рождения  $\rho$  - мезонов  $He^4$  планируется после опытов по упругому рассеянию на ядрах. Это обстоятельство является важным моментом при выборе и разработке методики исследования упругих реакций (См. разделы IIА, IIБ). В последнем разделе излагается предлагаемая новая методика исследования когерентных реакций. Суть этой методики заключается в дополнительной регистрации параметров ядра отдачи). При энергиях  $E_T > 2 \text{ Гэв}$  планируется измерение дифференциальных сечений реакции  $\pi d \rightarrow \rho d$  в диапазоне передач  $0,02 \leq |t| \leq 0,04$  и определение корреляционных характеристик продуктов распада  $\rho \rightarrow \pi^0 \pi$ .

## 2.6. Исследование взаимодействий нестабильных частиц

Такая экспериментальная программа может быть реализована с помощью той же аппаратуры, которая проектируется и разрабатывается для исследования когерентного взаимодействия с ядрами при малых передачах  $|t|$ . Сущность метода заключается в том, что дифференциальное сечение  $\sigma$  реакции, в которой рождаются нестабильные частицы, зависит от сечения их взаимодействия с "подструктурой" частицы мишени.

2.6.1. Так абсолютные значения дифференциальных сечений реакции  $\pi\alpha \rightarrow \rho\alpha$  и положение минимума в  $t$  - зависимости сечения этой реакции определяются модулем и фазой амплитуды рассеяния  $\rho$  - мезона на нуклонах ядра гелия  $|3|$ . Таким образом, может быть запланировано получение информации об амплитуде  $A_{pN} \rightarrow pN$  из экспериментальных данных о процессе  $\pi\alpha \rightarrow \rho\alpha$ . При этом используются глауберовские расчеты в духе работы  $|3|$

2.6.2. Предложенная методика позволяет (при добавлении плеча, регистрирующего  $\gamma$  - кванты от  $\pi^0$ ) провести прецизионные исследования реакции типа  $\pi p \rightarrow \pi\pi^0 p, \pi p \rightarrow (n\pi) p$  в области малых передач импульса и, что особенно важно, в области самых малых передач  $|t| \leq m_{\pi}^2$ . Удовлетворительное разрешение по  $t$  и по  $m_{\pi\pi}$  достигается при самых



высоких энергиях <sup>х)</sup>, благодаря регистрации параметров протона отдачи, останавливающегося в газе мишени-детектора. (См. раздел **II Б**). Это обеспечивает проведение программы определения сечения ПП-взаимодействия. Речь идет о хорошо известной программе, которая была инициирована и обоснована работами Гёбеля, Чу и Лоу и др. Для ортодоксальной реализации этой программы регистрация области самых малых передач  $|t| \ll M \bar{\sigma}$  имеет принципиальное значение.

В рамках модели одночастного обмена (с которой связаны предложения Чу и Лоу) реакция  $Pr \rightarrow \Pi Pr$  определяется обменом  $\Pi$ -мезоном и  $\omega(\varphi)$  - мезонами, а реакция  $\pi d \rightarrow \pi \pi d$  определяется только  $\omega(\varphi)$  - обменом. Т.е., следуя духу предложений Чу и Лоу, можно по данным второй реакции, полученным при самых малых передачах  $|t|$ , получить оценки сечений реакции типа  $\pi \omega \rightarrow \pi \pi$ . Очевидно, что необходимые для этого данные по реакции  $\pi d \rightarrow \pi d$  будут получаться попутно в эксперименте по исследованию процесса  $\pi d \rightarrow p d$ , о котором говорилось в предыдущих пунктах.

---

<sup>х)</sup> При больших энергиях в  $Pr \rightarrow \Pi Pr$  реакциях рождения ПП-систем с большими значениями эффективных масс  $M \bar{\sigma}$  - минимально возможный переданный импульс может быть достаточно мал.

Б. К обоснованию необходимости выполнения предложенной программы

По-видимому, общеизвестна фундаментальная важность измерений при высоких энергиях дифференциальных сечений Пр-рассеяния в дифракционном конусе <sup>х)</sup> и определения структуры амплитуды  $T_N$  - рассеяния вперед. Речь идет о реализации, а точнее говоря, о естественном развитии программы исследований, уже давно поставленной и частично выполненной при меньших энергиях. Реализация такой программы необходима как для проверки наиболее общих принципов теории /12-16/, так и для проверки тех или иных частных физических гипотез, на базе которых делаются попытки построения удовлетворительных моделей динамической теории сильного взаимодействия / 17 /. Первостепенная важность измерений упругого рассеяния именно в Пр-системе связана как с тем, что для нее удалось строго (лишь на базе основных принципов теории) вывести аналитические свойства амплитуды и получить дисперсионные соотношения (д.с.) с конечным числом вычитаний, так и потому, что структура Пр-амплитуды существенно проще чем, например, в

---

х) Имея это ввиду, мы лишь кратко отмечаем роль этой программы. Наибольший объем этого раздела, пункты 52-54, посвящены обоснованию необходимости проведения опытов по когерентному взаимодействию пионов с ядрами. Дело в том, что перспективность этого направления начала широко обсуждаться лишь в последнее время.

pp- рассеянии.

I. В первую очередь результаты предлагаемых экспериментов необходимы для проверки пределов применимости основных постулатов современной ~~теории~~ локальной теории поля, таких как микропричинность, унитарность, лоренц-инвариантность. Как было показано многими теоретиками /12-17 / (Боголюбов и его сотрудники, Гольдбергер и Оме, Блохинцев и Колеров, Логунов и Нгуен Ван Хьеу и др.), если существует фундаментальная длина, характеризующая пространственно-временные масштабы области акаузальности, то связанные с ней эффекты увеличиваются при возрастании энергии и могут привести к нарушению обычных дисперсионных соотношений для Пр-рассеяния вперед /12-18 /, дисперсионных правил сумм /19 / и ряда соотношений между дифференциальными сечениями /16 /. Как видно из рис. 1 при энергиях "Гэвного" диапазона сейчас нет сколько-нибудь серьезных указаний на нарушение дисперсионных соотношений для Пр-рассеяния вперед.

Данные о  $Re A_{pp}(s,0)$ , которые предполагается получить при самых больших энергиях пионных пучков ускорителя ИФВЭ, и данные о полных сечениях, полученные как в том же интервале серпуховских энергий, так и в широком интервале больших энергий, который скоро станет доступным на ускорителе НАЛ (Батавия, США) позволят осуществить новый этап в весьма важной программе проверки дисперсионных соотношений для

Пр - рассеяния вперед. Как следует из оценок, сделанных в рамках акаузальных моделей, возможно, что при больших

pp- рассеянии.

I. В первую очередь результаты предлагаемых экспериментов необходимы для проверки пределов применимости основных постулатов современной ~~квантовой~~ локальной теории поля, таки как микропричинность, унитарность, лоренц-инвариантность. Как было показано многими теоретиками /12-17 / (Боголюбов и его сотрудники, Гольдбергер и Оме, Блохинцев и Колеров, Логунов и Нгуен Ван Хьеу и др.), если существует фундаментальная длина, характеризующая пространственно-временные масштабы области акаузальности, то связанные с ней эффекты увеличиваются при возрастании энергии и могут привести к нарушению обычных дисперсионных соотношений для Пр-рассеяния вперед /12-18 /, дисперсионных правил сумм /19 / и ряда соотношений между дифференциальными сечениями /16 /. Как видно из рис. 1 при энергиях "Гэвного" диапазона сейчас нет сколько-нибудь серьезных указаний на нарушение дисперсионных соотношений для Пр-рассеяния вперед.

Данные о  $Re A_{pp}(s,0)$ , которые предполагается получить при самых больших энергиях плонных пучков ускорителя ИФВЭ, и данные о полных сечениях, полученные как в том же интервале серпуховских энергий, так и в широком интервале больших энергий, который скоро станет доступным на ускорителе НАЛ (Батавия, США) позволят осуществить новый этап в весьма важной программе проверки дисперсионных соотношений для

Пр - рассеяния вперед. Как следует из оценок, сделанных в рамках акаузальных моделей, возможно, что при больших

$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$

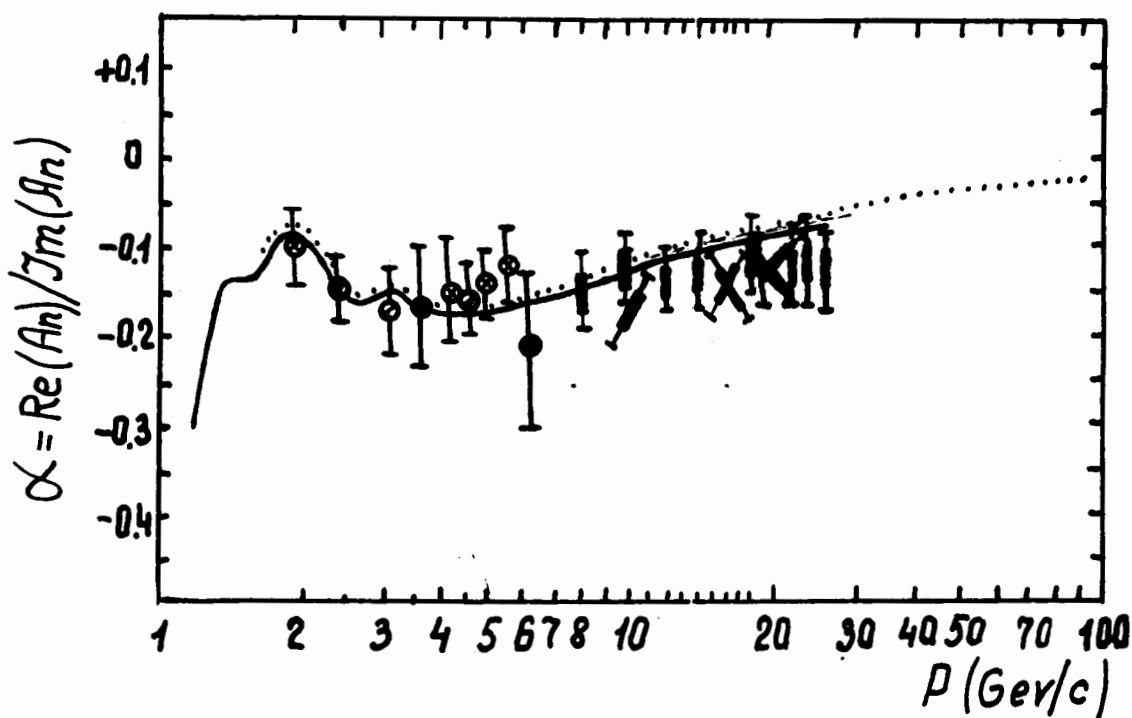


Рис.1 Зависимость отношения  $\alpha$  вещественной части к мнимой ядерной амплитуды упругого  $\pi^- p$  рассеяния вперед от импульса в лабораторной системе координат

⊗ Г.Г.Воробьев и др. Материалы XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев (1970)

⊙ Г.Г.Воробьев и др. препр. ОИЯИ Е1-4445 (1969)

● А.А.Номофилов и др. препр. ОИЯИ Е1-3267

Письма в ЖЭТФ, 6, 546, (1967)

⊥ K.J. Foley et al. Phys. Rev. Lett. 19, 193 (1967)

Теоретические кривые:

- - - K.J. Foley et al. Phys. Rev. Lett. 19, 193 (1967)

... В.С.Барашенков и В.Д.Тонеев. препр. ОИЯИ P2-3850

— G. Höhler, C. Ebel and J Giesecke

Zeitschrift für Physik 189, 430, 1964

энергиях  $\sim 10^2$  Гэв будут наблюдены эффекты нарушения дисперсионных соотношений, если существует фундаментальная длина  $l_0 \sim 10^{-16} + 10^{-17}$  см порядка радиуса слабых взаимодействий. Как уже отмечалось /16с/ для обеспечения необходимой устойчивости результатов дисперсионных расчетов по отношению к произволу в выборе асимптотики полных сечений необходимо иметь достаточно широкий интервал энергий  $E > E'$ , в котором хорошо известны полные сечения  $\Pi^\pm$  - рассеяния. Применяя д.с. с дополнительными вычитаниями, используя при этом дополнительную информацию о  $Re A_n(E')$ , можно для  $E < E'$  существенно уменьшить неопределенность дисперсионных расчетов, связанную с неизвестным поведением  $\sigma_{tot}$  при  $E > E'$ . Другой возможный способ проверки в  $\Pi^\pm$  p - рассеянии общих принципов теории дает ограничение на  $|f^+(E)/f^-(E)|$ , полученное Ю.С.Верновым /20/ для конечного произвольного интервала энергий, -

$$\left| \int_{E_1}^{E_2} \ln \left| \frac{f^+(E)}{f^-(E)} \right| \frac{dE}{E} \right| < \pi^2$$

Здесь  $f^\pm(0, E)$  амплитуда рассеяния вперед для частицы и античастицы с вычтенным полюсным членом.

2. Для проверки любой модели или концепции сильных взаимодействий первостепенно важное значение имеет следующая экспериментальная информация, получение которой предусматривается проектом (п.п. а+д), или которая может быть получена с помощью методики, предложенной в проекте (п.п. е+з/)

а) Определение дифференциальных сечений в дифракционном конусе упругого рассеяния, включая область кулоновской интерференции - определение наклона дифракционного конуса и фазы  $\mathcal{L}(s, 0)$  при 30 и 60 Гэв.

б) Определение дифференциальных сечений реакций квазидвухчастичного типа с возбуждением изобар.

в) Определение вклада в дифференциальное сечение Пр-рассеяния модуля спиновонезависимой части  $\mathcal{I}N$  - амплитуды.

г) Определение спиновонезависимой части амплитуды Пр-рассеяния при  $t \rightarrow 0$  в функции энергии.

д) Оценки угловой зависимости фазы спиновонезависимой части амплитуды  $\mathcal{I}N$  - рассеяния.

е) Проверка предсказаний "VDM" - гипотезы для реакции  $\mathcal{I}^- \alpha \rightarrow p^- \alpha$

ж) Проверка изотопической инвариантности и оценка вкладов смешанного электромагнитно-ядерного взаимодействия в реакции  $\mathcal{I}^+ \alpha \rightarrow p^+ \alpha$

з) Определение взаимодействия нестабильных частиц.

Почти все модели теории сильных взаимодействий связаны с чисто дифракционной картиной рассеяния при высоких энергиях. В такой картине с ростом энергии рассеяние вперед определяется  $\mathcal{I}m A_N$  т.е.  $\frac{\text{Re } A_N(s)}{\mathcal{I}m A_N(s)} \xrightarrow[\text{при } s \rightarrow \infty]{} 0$   
Теория с полюсами Редже, например, дает определённые предсказания о том, по какому закону будет исчезать отношение



$\frac{\text{Re } A(0, s)}{\text{Im } A(0, s)} = \alpha(s)$  при возрастании энергии<sup>x)</sup>, даются также определенные предсказания о том, как будут затухать спиновые эффекты в  $\pi N$  рассеянии (т.е. как будет меняться соотношение вкладов  $|A|^2$  и  $|VE H_1|^2$  в дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, t) = |A(s, t)|^2 + |VE H_1(s, t)|^2$$

спин-флиповой и спиновонезависимой части амплитуд  $\pi N$  - рассеяния). Исследование рассеяния с возбуждением изобар, которое будет регистрироваться одновременно с упругим рассеянием позволяет проверить предсказания дифракционных моделей **/ 21 /** (например, с полюсами Редже, или модели дифракционной диссоциации) для неупругих процессов при самых высоких энергиях пионов, доступных сейчас на ускорителе ИФВЭ. Речь идет о давно поставленных проблемах, бывших неизменно в центре внимания "рочестерских" конференций последнего десятилетия.

Интерес к исследованию Пр-рассеяния вперед и к интерференционным измерениям фазы амплитуды рассеяния ещё более

x) Если учесть, что при  $E \approx 2 + 6$  Гэв вещественная часть амплитуды Пр-рассеяния может существенным образом определяться областью резонансов в Пр-системе, то как можно заметить из рис. **1**, по имеющимся данным трудно сделать какие-либо определенные заключения об асимптотике отношения  $\text{Re } A_N / \text{Im } A_N$ . Например, пока трудно исключить <sup>дост.</sup> отношения  $\text{Re } A / \text{Im } A$  с увеличением энергии, который следует из локальной теории, в случае если имеет место нарушение теоремы Померанчува.

усилился после недавних измерений  $Pr$  и  $Kp$  - полных сечений на ускорителе ИФВЭ. Полученные данные ставят под сомнение представления о чисто дифракционной асимптотике картины рассеяния и следствия (например, теорема Померанчука, теория с полюсами Редже), вытекающие из гипотез, связанных с таким представлением. При анализе возникшей ситуации будут иметь важное значение надежные экспериментальные данные о поведении

$$\alpha^{Pr}(0, s) = \frac{\text{Re} A(0, E)}{\text{Im} A(0, E)}$$

При больших энергиях серпуховского диапазона, достаточно далеко отстоящих от явно не асимптотической области известных барионных резонансов в  $Pr$ -системе, такие данные позволят получить оценки для асимптотических значений фаз амплитуд в  $\pi^+$  - рассеянии. Так в недавней работе В.Балуни и Ю.С. Вернова /22/ на базе аналитичности, унитарности и кросс-симметрии получены соотношения между асимптотическими значениями фаз  $\pi^+$  - амплитуд и интегралами в конечном интервале энергий от логарифма модуля отношения амплитуд ( $\pi^+$  рассеяния).

К сожалению, на примере развития концепции с полюсами Редже можно заметить, как вместе с возрастанием объема информации (экспериментальных данных) происходит и увеличение числа параметров в моделях теории. Поэтому представляется важным то обстоятельство, что открываются новые возможности проверки теории при реализации предложенной нами программы исследований рассеяния пионов на нуклонах и бесспиновых ядрах.

Здесь, в частности, имеется ввиду сравнение с предска-

ниями теории экспериментальных данных по  $t$  - зависимости отношения  $\frac{Re A_n}{Im A_n} = \alpha(t)$  <sup>x)</sup>. Эти данные, как уже отмечалось выше, мы планируем получить при исследовании областей интерференционных минимумов на разных ядрах. Важное значение имеет то обстоятельство, что в предлагаемой программе предусматривается получение информации об амплитуде рассеяния и ее фазе при таких малых переданных импульсах, при которых эффекты полюсов Редже превалирует над поправками-эффектами ветвлений / 23-25 /. (Последние соответствуют перерассеянию на "структуре нуклона", т.е. обменам несколькими реджионами, и как в дифракционном приближении модели Глаубера - обычно учитываются при использовании квазиклассического метода - "оптического" или эйконоального приближения / 25 /. При увеличении /  $t$  / эффекты ветвлений, "перерассеяний" становятся главными и (как и перерассеяния на нуклонах ядра.) приводят к структуре (дифракционного типа) в дифференциальном сечении рассеяния

x) Теория Редже предсказывает довольно слабую  $t$  - зависимость этого отношения. Так в случае одного полюса Померанчука  $\alpha(t) = ctg \frac{\pi j(t)}{2}$  где  $j(t) \sim 1 + 0,4t$  - траектория этого полюса, а  $t$  - выражено в Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>. Напротив, если не выполняется теорема Померанчука и реджистика неверна, картина рассеяния отличается от дифракционного; с ростом энергии вклад  $Re A_n$  в упругое рассеяние вперед становится главным, в этом случае  $\alpha(t)$  может быстро изменяться в функции  $t$ , а ширина дифракционного конуса  $\Delta$  должна убывать максимально допустимым в теории образом  $\Delta = \frac{const}{\ln 2s}$

$\sigma(K, N)$  на нуклонах при  $|t| \lesssim 0,6 + 0,8 \text{ Гэв}^2/c^2$  и при больших  $|t|$ . Ввиду того, что при небольших  $|t|$  амплитуда, связанная с вакуумным полюсом (Померанчука) в основном мнимая, ожидается, что с ростом энергии будет контрастнее  проявляться "первый интерференционный минимум" в дифференциальном сечении на нуклоне (уменьшается вклад вещественной части от невакуумных полюсов, заполняющий минимум). Можно заметить, что в таком подходе задачи анализа результатов измерений  $\sigma_{\pi N}$  и  $\sigma$  - ядро упругих рассеяний оказывается тесно связанными <sup>x)</sup>.

3. Важность выполнения нашей ядерной программы связана также с тем, что это, по-видимому, позволяет точнее выявить возможности применения реакций на ядрах для получения сведений о таких экзотических процессах, как  $p+N \rightarrow p+N$  / 3 /  $N^*+N \rightarrow N^{**}+N$  и т.д./23/ (В работе / 3 / Форманека и Трефила предлагается, например, исследовать реакцию  $\pi d \rightarrow p d$  включая область  $t \lesssim 0,25 \text{ Гэв}^2/c^2$ , где также предсказывается существование интерференционного минимума. Модуль и фаза амплитуды реакции  $\pi N \rightarrow p N$  определяют позицию

<sup>x)</sup> Представляется следующая схема "нуклон-ядерного" "бутстрапа".

Учёт перерассеяний в эйкональном приближении **как-то** объясняет структуру  $(d\sigma/dt)$  для  $\sigma_{\pi N}$  - рассеяния. Для проверки гипотезы о заполнении минимума вкладом  $Re A_{\pi N}$  нужна информация о  $Re A_{\pi N}(t)$ . Ее получим из экспериментов по когерентному рассеянию на ядрах в области I-го интерференционного минимума. При этом опять же используется эйкональное, а точнее, глауберовское приближение.

и глубину интерференционного минимума).

4. Обосновывая необходимость методических разработок, создания аппаратного комплекса и проведения экспериментов по упругому рассеянию пионов на ядрах мы имеем ввиду и такой методический аспект: в исследованиях упругих процессов будет отработана новая техника выделения упругих и неупругих когерентных реакций. Мы надеемся, что тем самым будет открыта возможность постановки ряда важных экспериментов /26,27/ по неупругому, когерентному рождению на ядре, и в первую очередь на ядре  $He^4$ , имеющем вакуумные квантовые числа и, как элементарная частица, не имеющая в связанном состоянии возбужденных уровней.

Простой анализ, учитывающий значения квантовых чисел  $\alpha$  - частицы и пиона, показывают, что приведенная выше реакция  $\pi\alpha \rightarrow p\alpha$  определяется в рамках модели с полюсами Редже, только одной  $\omega$  - траекторией и поэтому ее исследование представляет такой же интерес, как и реакции типа перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ .

По той же причине вакуумных квантовых чисел  $\alpha$  - частицы,  $p$  - мезон в реакции  $\pi\alpha \rightarrow p\alpha$  рождается фотоподобным, без продольной компоненты поляризации /11/ В связи с этим А.М.Балдиным и Р.М.Рындиным была подчеркнута исключительная важность совместного исследования этой реакции и реакции  $\gamma\alpha \rightarrow \pi\alpha$ . Это явилось бы лучшим способом проверки „VDM“ гипотезы (модели векторной доминантности) поскольку в таком случае нет проблем, связанных с определением трансверсальной компоненты, а следовательно, отсутству-

ют известные неопределенности принципиального плана, связанные с выбором системы отсчета .

В. Методические возможности выполнения программы экспериментов и этапы реализации проекта

Г. Проблема измерения дифференциальных сечений упругого Пр-рассеяния при высоких энергиях и очень малых углах рассеяния  $\theta \sim \frac{0,03 \div 0,06}{КГ ГэВ / С I}$  соответствующих области кулоновской интерференции, представляет исключительно сложную техническую и методическую задачу <sup>х)</sup>. Помимо трудностей, связанных с выделением нужной области самых малых углов рассеяния, на которую приходится лишь  $\sim 1/25$  всего упругого сечения, важную роль играют вопросы корректного определения эффективности многоэлементного детектора, работающего в нерассеянном пучке, эффекты кратного кулоновского рассеяния, конечного углового и импульсного разрешения, а также связанные с ними вопросы неаддитивности измерений с пустой и полной мишенями и т.п.

---

х) Это обстоятельство неоднократно отмечалось, например, в публикациях группы Линденбаума.

(См. /1 /, / 28 /) <sup>xx)</sup> Поэтому естественно, что для наших измерений нужна аппаратура, обладающая весьма высоким угловым и импульсным разрешением ( $\Delta\theta \sim 5 \cdot 10^{-5}$  рад.,  $\frac{\Delta P}{P} \lesssim 0,25\%$ )<sup>x)</sup>, достаточно большим угловым захватом ( $\Delta\Omega \sim 200 \text{ mster}$ ), но и вместе с тем обладающая достаточно надежной и оперативной системой контроля эффективности регистрации и характеристик разрешающей способности.

В настоящем проекте необходимое разрешение обеспечивается как хорошим пространственным разрешением детекторов (0,3-0,5 мм) с небольшим количеством вещества на пути частиц, так и достаточно большими измерительными базами и большой величиной интеграла  $\int N(\rho) d\rho$  в анализирующем магните.

---

xx) Эти моменты вероятно были причиной расхождения интерференционных данных бруксейвских работ /16 / 1964-1965г.г. и 1967-1969г.г. по Пр-рассеянию, а также данных этих работ по рр.-рассеянию с данными группы ЦЕРНа. Возможно, этими же моментами определяется удивительная ситуация в рр.-рассеянии, возникшая в связи с результатами, полученными недавно с помощью искровых акустических камер на протонном пучке 1-2 Гэв/с. Дополнительные трудности, с которыми связаны интерференционные измерения Пр-рассеяния (пионные пучки существенно хуже протонных, мешает фон  $\mathcal{P}_m$  - распадов) объясняют то обстоятельство, что несмотря на известную важность Пр-данных, такие измерения проводились лишь в двух группах в Бруксейвене и в Дубне.

---

x) Такая точность определения баланса энергии системы до и после рассеяния нужна для выделения эффекта упругого Пр-рассеяния из фона неупругих реакций на водороде.



Предлагается применить в сущности ту же методику (*on-line*) спектрометрирования кинематических параметров рассеянных частиц, которая успешно использовалась в аналогичных экспериментах на синхрофазотроне Дубны. При этом, естественно, будет использован накопленный опыт проведения измерений и обработки данных /28/. Использование в интерференционных измерениях на ускорителе ИФВЭ применявшейся в Дубне методики с бесфильмовыми искровыми камерами обеспечивает существенно лучшие условия по угловому и импульсному разрешению, чем в аналогичных измерениях с помощью годоскопической системы из сцинтилляционных счетчиков - в варианте с искровыми спектрометром в несколько раз меньше вещества, искажающего траектории заряженных частиц вследствие мольеровского рассеяния. Как уже отмечалось, это обстоятельство в значительной степени способствует уменьшению систематических погрешностей эксперимента, в котором в области малых передач,  $1/t \sim 10^{-3}$  (Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) имеет место весьма быстрое изменение сечения  $d\sigma/dt \sim 1/t^2$ , обусловленное электромагнитными эффектами. Кроме того заметим, что имевшаяся в дубненских опытах /28/ высокая точность определения координаты точки взаимодействия позволила свести к нескольким процентам фон когерентного рассеяния на ядрах воздуха, окружающего мишень, в то время как в брукхайвенских экспериментах /16/ с годоскопом этот фон составлял  $\sim 50-100\%$  эффекта. И, наконец, в спектрометре с искровыми камерами существенно меньше отдельных элементов, чем в сцинтилляционном годоскопе, следовательно, меньше забот

с оперативным контролем эффективности системы.

Вместе с тем, сцинтилляционный годоскоп обладает гораздо большим быстродействием, чем искровые камеры, мёртвое время которых составляет несколько миллисекунд. Однако в условиях работы в прямом пучке, когда измеряются малые углы рассеяния, не превышающие величину углового разброса пучка, приходится анализировать траекторию каждой пучковой частицы. В таких условиях скорость набора статистики обычно определяется возможностями ЭВМ. Так в брукхейвских <sup>Н</sup> экспериментах по Пр-рассеянию за один импульс излучения на узкий интерференционный интервал  $t$  приходилось лишь около одного события упругого рассеяния, для выборки которого на ЭВМ РДР-6 анализировалось несколько тысяч пионных траекторий. В дубненских измерениях Пр-рассеяния удалось обойти существенные ограничения на скорость набора статистики, обусловленные мертвыми временами искровых камер и возможностями ЭВМ-БЭСМ-3М (или БЭСМ-4). Это было достигнуто благодаря применению быстрого триггера / 2,8/. Быстрое детектирование актов рассеяния на углы, превышающие несколько миллирадиан, осуществлялось с помощью газовых дифференциальных черенковских счетчиков /1с, 2,8/. Однако, применение аналогичной системы при самых больших энергиях пионов на ускорителе ИФВЭ потребовало бы весьма существенного улучшения оптики счётчика и параметров магнитного канала.

В данном проекте предполагается применить другую триггерную систему, основанную на использовании проволочных пропорциональных координатных детекторов и соответствующей

логики, вырабатывающей решение - "Не было (было) рассеяния на угол больший заданного" - за время, не превышающее  $3 \cdot 10^{-7}$  сек. Помимо весьма либеральных требований, которые предъявляются к параметрам пучка при использовании такой системы мы надеемся получить в этом случае более высокий коэффициент ( $K \sim 50$ ) подавления прямого пучка. (В опытах с черенковскими счетчиками коэффициент подавления составлял  $K = 10 \pm 20$ ).

В таком случае, особенно при наибольших энергиях пионных пучков ИФВЭ, скорость накопления событий может оказаться не ниже, чем в опыте с применением годоскопа. Разумеется мы не собираемся заниматься противопоставлением лучших характеристик сцинтилляционного годоскопа (высокая скорость счета) лучшим характеристикам бесфильмового искрового спектрометра (лучшая координатная точность, и соответственно, лучшее импульсное и угловое разрешение и т.п. Преимущества их являются дополнительными друг к другу, так что разумный подход заключается в использовании обоих типов таких работающих установок в единой широкой программе исследований <sup>х</sup>), какой представляется важная программа исследования структуры *ЯМ* - взаимодействий.

---

<sup>х</sup>) Простейшим примером работы в рамках единой программы могут быть дублирующие измерения с помощью двух независимых установок. Можно напомнить не мало примеров полезности повторных измерений, тем более, что речь идет об таких важных и сложных опытах как интерференционные измерения Пр-рассеяния.

В объединении ресурсов, опыта и достижений, имеющих в ИФВЭ, ОИЯИ и других институтах стран-участниц, заключается основной организационный момент настоящего предложения.

2. Исследование когерентных реакций высокоэнергичных пионов с ядром представляет исключительно сложную методическую задачу. В нашем проекте, как и во многих других предложениях, выделенное (по сравнению с опытами на других ядрах) положение занимает исследование когерентных реакций на

$\alpha$  - частицах. Большинство предложений (см. например, /11, 26, 27/ исследований реакций с  $\alpha$  - частицей связано с тем, что здесь "само ядро" с простейшими квантовыми числами "фильтрует" спиновые и изоспиновые компоненты в амплитуде рассеяния, в результате чего в ней остаются лишь простейшие (например, в амплитуде  $\mathcal{M}$  упругого рассеяния только скалярная функция). К тому же ядро  $\text{He}^4$  как частица-мишень обладает следующими важными качествами: это одно из наиболее легких, хорошо изученных ядер, с наибольшей энергией связи (без уровней возбуждения в связанном состоянии) и небольшим зарядом.

До последнего времени когерентные реакции высокоэнергичных пионов с  $\alpha$  - частицами и более тяжелыми ядрами по настоящему фактически не исследовались ввиду уже упомянутых методических трудностей выделения когерентных актов х)

---

х) Почти во всех опытах со средними и тяжелыми ядрами основным способом выделения когерентных событий была регистрация реакции при малых  $|t|$ . Здесь, как показывает эксперимент, вид дифференциального сечения  $d\sigma/dt \sim \exp R^2_{\text{я}}/2 \cdot t$  определяется в основном радиусом ядра  $R_{\text{я}}$ . Однако реакции с возбуждением уровней ядра, по-видимому, также связаны с ядерным радиусом взаимодействия  $\sim R_{\text{я}}$ , как и когерентное рассеяние (рождение). Поэтому в таких работах явно не обосновано использование самого привлекательного момента

Для выделения по балансу энергии таких событий от фоновых, идущих с развалом ядра, необходимо, при энергиях, превышающих несколько Гэв, иметь точность определения импульсов первичных и вторичных частиц не менее чем на порядок лучше достигнутой в современных типовых экспериментах по упругому рр и Пр-рассеянию. (В последних применяются магнитные "on-line" спектрометры для дискриминации от фона реакций с рождением пионов. Если при энергиях в несколько Гэв "лобовой путь" улучшения точности определения баланса энергии может оказаться применимым для выделения когерентного эффекта, то с увеличением энергии этот путь представляется явно не перспективным.

Вместе с тем, на международных конференциях 1969 года /29a/ и 1970 года /29б/ дубненской группой, участвующей в данном проекте, было впервые продемонстрировано (в экспериментах при 3.48 и 6.13 Гэв/с) надёжное выделение когерентных событий на ядре  $He^4$ . Оно получено в том случае, когда регистрировались параметры  $\{P_\alpha, \theta_\alpha\}$  частицы отдачи <sup>x)</sup>. Здесь проявились преимущества газонаполненной мишени - трекового детектора частиц отдачи. Газовая среда обеспечивает достаточную длину пробега для сильноионизирующих частиц отдачи, имеющих импульсы, характерные для рассеяния в дифракционном конусе. Измерение лишь двух кинематических параметров отдачи угла  $\theta_\alpha$  и импульса  $P_\alpha$  (по пробегу в газе) позволяет, как это уже отмечалось, выделить нужную реакцию, причем условия

---

<sup>x)</sup> некоторых когерентных реакций - использования правил отбора по спине и чётности.

---

<sup>x)</sup> На рис. 2 приведено распределение, характеризующее выделение упругого  $\pi d \rightarrow \pi \alpha$  - рассеяния.

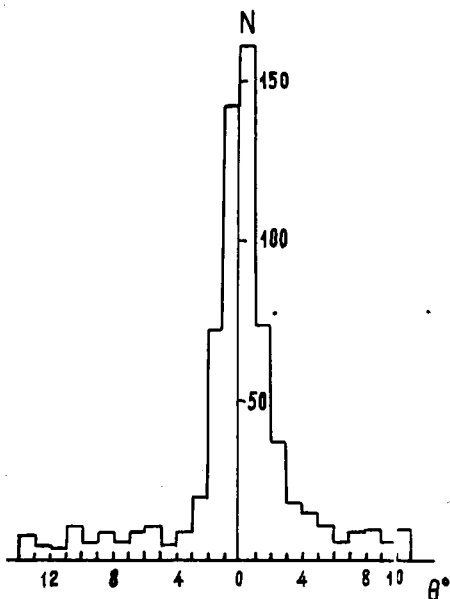


Рис. 2 Распределение отклонений измеренных величин углов  $\alpha$  - частицы отдачи относительно кинематической прямой угол-импульс (импульс налетающих нуклонов 3,48 Гэв/с,  $\alpha$  - частицы отдачи 115-135 Мэв/с).

$$\frac{d\sigma}{dt} \frac{mb}{(gev/c)^2}$$

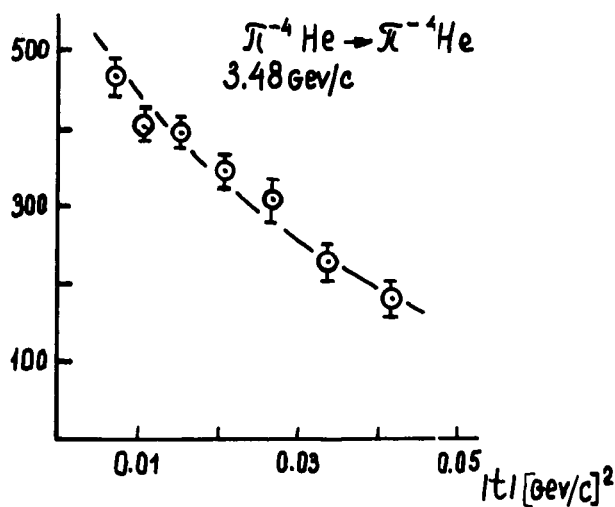


Рис. Дифференциальное эффективное сечение когерентного  $\pi^- \alpha$  рассеяния при 3,48 Гэв/с. Кривая рассчитана по формуле Чина и Лесняка ( *Phys. Letters* 24B, 227 (1967) )

измерений при  $E \approx 1$  Гэв почти не зависят от начальной энергии /1ас/. (Напомним, что при заданном импульсе начальной пучковой частицы, значения импульса и угла ( $P_{\alpha}, \theta_{\alpha}$ ) частицы отдачи определяют с удовлетворительной точностью важнейшие характеристики процесса  $t$  и  $m$  эфф.

С учётом приведенных здесь соображений и имеющегося опыта, в данном проекте предложена электронная методика исследования когерентных реакций, которая представляется наиболее перспективной. Наряду с измерением характеристик релятивистских продуктов реакции для этого используются искровые камеры "on-line" спектрометра) предлагается определение кинематических параметров частицы отдачи.

В ЛВЭ ОИЯИ уже имеется определённая методическая база и задел работы в этом направлении. Освоена методика работы с искровыми камерами (так уже упоминалось о серии экспериментов /28/, проведенных авторами проекта). Изготовлена и проходит дальнейшие стадии методической разработки жидкогелиевая мишень - сцинтилляционный детектор энергий частиц отдачи. Использование этой мишени - детектора предполагается в первых "on-line" экспериментах по упругому

$T_{\alpha} \rightarrow T_{\alpha}$  рассеянию. Освоена и разрабатывается техника проволочных пропорциональных камер и ионизационных измерений полного заряда в трековой колонке. На основе использования этой техники и техники измерения времен дрейфа электронной колонки, оставляемой сильноионизирующей частицей отдачи в газовой среде мишени-детектора, проектом предусматривается



разработка прибора для исследования когерентных ядерных реакций <sup>x</sup>). Речь, в сущности, идет о бесфильмовом методе измерения параметров траектории части отдачи. Мы надеемся, что удастся измерять не только энергию останавливающейся сильноионизирующей частицы, но и определять изменение энергии вдоль траектории. Надо думать, что в таком случае информации будет достаточно для того, чтобы с хорошим ~~пер~~пределением выделить при высоком уровне некогерентного фона даже весьма редкие когерентные события при самых высоких энергиях имеющих пучков. Предусматривается использование регулируемых низких температур газовой среды мишени-детектора для обеспечения оптимального соотношения скорости генерации полезных событий (в газе) и фона (в стенках), а также для регулировки диапазона величины пробегов (в газе) отдачи или продуктов их расщепления.

Как уже отмечалось, в первую очередь предусматривается работа с наполнением  $\text{He}^4$  ( $\text{He}^3$ ) в качестве рабочего газа-мишени.

При работе с легкими ядрами изотопов гелия или водорода (предполагается исследование характеристик прибора с  $\text{H}_2$  и  $\text{D}_2$

---

<sup>x</sup>) Помимо использования такого детектора в сформулированной нами программе, разрабатываемый электронный метод регистрации параметров ядерных продуктов реакции может быть применён и в ряде других экспериментов.

наполнением) в качестве критерия полезности события может, например, считаться появление запаздывающих (вследствие дрейфа электронов) сигналов, соответствующих генерации в газе детектора одного и только одного трека останавливающейся частицы (удельная ионизация которой на порядки больше, чем от пучковой частицы).

При исследовании реакций на довольно тяжелых ядрах (при заполнении детектора благородными газами *Ne, Ar, Xe, Kr*) кинетическая энергия  $W = \frac{p^2}{2M} \approx \frac{t}{2M} \approx \frac{0,01 \div 0,05}{2 \cdot 50} \approx 0,1 \div 0,5 \text{ мэВ}$  ядра ничтожна мала (и, конечно, невозможно наблюдать пробег такого ядра, при параметрах газовой среды, близких к нормальным). В таком случае кинематические параметры события определяются по релятивистским продуктам реакции, а информация, получаемая с детектора частицы отдачи используется для дискриминации фона, соответствующего расщеплению ядра на легкие фрагменты (*p, d, T, He<sup>4</sup> . . .*), которые регистрируются в газовом детекторе.

-33-

Ч А С Т Ь I

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО П р - РАССЕЯНИЯ И  
РАССЕЯНИЯ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ИЗОБАР ПРИ  
НЕБОЛЬШИХ ПЕРЕДАЧАХ  $5 \cdot 10^{-4} < -t < 0,6$  (Гэв/с)<sup>2</sup>  
при 50 Гэв/с + 60 Гэв/с.

Предлагаемый эксперимент предполагается провести на пучке, имеющемся на Серпуховском ускорителе. Магнитный канал приведен на рис. I-1a, 1б. В настоящее время разрешение по импульсу в канале составляет 0,35% [30], однако, его, по-видимому, удастся довести до (0,15-0,20)%, которая в данном эксперименте более желательна. Обоснование требований, предъявляемых к аппаратуре для данного эксперимента можно будет найти в приложении № I-1.

Экспериментальная установка состоит из нескольких узлов:

- 1) H<sub>2</sub> мишень;
- 2) спектрометр, состоящий из искровых камер, работающих в линии с ЭВМ;
- 3) триггера, включающего в себя обычные сцинтилляционные счетчики, черенковский счетчик, а также пропорциональные камеры и быстрое логическое устройство, анализирующее информацию этих камер.

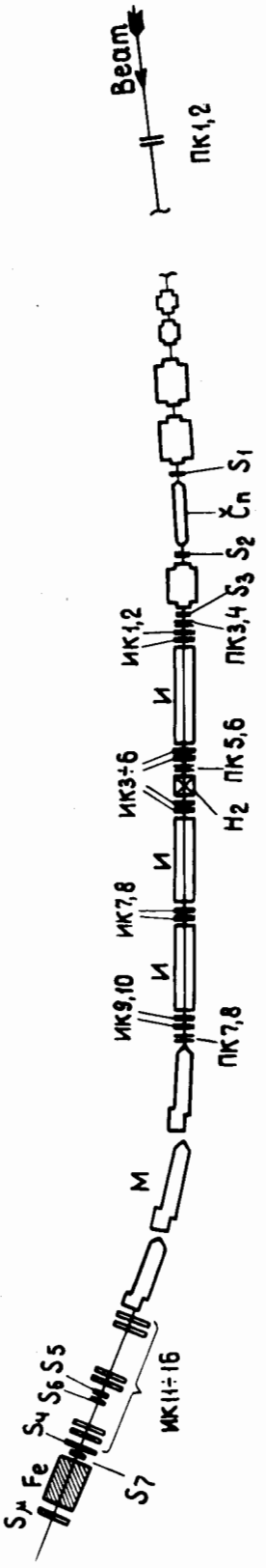
H<sub>2</sub> - мишень

Предлагается использовать слегка модернизированную имеющуюся мишень. Под модернизацией подразумевается удлинение вакуумных рукавов мишени.

Искровые камеры

Предлагается использовать искровые камеры, разработанные в ЛВЭ ОИЯИ. Предъявляемые к ним требования следующие

- 1) многотрековость - 5-6 искр;
- 2) время памяти - 2 мсек



- ИК - искровые камеры
- СК - сцинтилляционные счетчики
- М - анализирующий магнит
- H<sub>2</sub> - жидководородная мишень
- ПК - пропорциональные камеры
- Щп - пороговый черенковский счетчик
- Fe - поглотитель
- И - объемы заполненные гелием

Рис. I-1a. Схема эксперимента

- 3) точность измерения координат - 0,3 мм;
- 4) мертвое время - 2 + 3 msec
- 5) эффективность к рабочей искре - 93%;
- 6) размеры камер:

ИК1-ИК4 - 250x250 мм<sup>2</sup>

ИК5-ИК10 - 420x600мм<sup>2</sup>

ИК11-ИК16 - 750x1500мм<sup>2</sup>

### Триггер

Триггер вырабатывает импульс запуска для искровых камер. Схема запуска такова:  $(S_1 S_2 S_3 + \overset{Y}{C}_n + S_4 - S_M)$  + логический сигнал с пропорциональных камер ( )

Счётчики  $S_1 S_2 S_3$  считают поток первичных частиц и стробируют все остальные узлы триггера. Размер пластинок в этих счетчиках 40x40x5мм<sup>3</sup>. В счётчиках используются стандартные кожухи и умножители. Черенковский счётчик служит для выделения частиц одного сорта, в нашем случае  $\Pi$ -мезонов. В качестве такого счётчика предполагается использовать имеющийся. Счётчик  $S_4$  стоит после анализирующего магнита и служит для подавления запусков от неупругих процессов, а также процессов с рассеянием на слишком большие углы.

Размеры счётчика  $S_4$  750x1500мм<sup>2</sup>. Счётчик  $S_M$  служит для запрета запуска, если вторичная частица -  $\mu$  мезон. В качестве такого счётчика предполагается использовать имеющийся в настоящее время на данном пучке.

Счётчики  $S_5 S_6 S_7$  используются для контроля за эффективностью установки.

Пропорциональные камеры и быстрое логическое устройство служат для предварительного анализа угла рассеяния  $\Pi$ -мезона в  $H_2$  - мишени и для выработки запускающего импульса, если значение угла рассеяния находится в интересующей нас области. Условия выработки запускающего импульса следующие:

1)  $\theta_{1x} \leq B$

2)  $|\theta_{2x} - \theta_{1x}| \geq C$  или  $|\theta_{2y} - \theta_{1y}| \geq C$  или  $|\theta_{2x} - \theta_{1x}| + |\theta_{2y} - \theta_{1y}| \geq C\sqrt{2}$

Требования, предъявляемые к пропорциональным камерам, таковы:

- 1) точность камер - 0,5 мм для камер ПК1-ПК6;  
1 мм для камер ПК7-ПК8;
- 2) размеры камер -  $100 \times 100 \text{ мм}^2$  для камер ПК1-ПК6 <sup>x)</sup>;
- 3) эффективность - 98%

---

x) Используемая площадь камер ПК1-ПК6 будет составлять  $50 \times 50 \text{ мм}^2$ .

xx) Если эффективность пропорциональных камер окажется выше 99%, то условие "запуск, если  $\theta \geq \theta_{min}$ " можно будет заменить условием "запрет запуска, если  $\theta < \theta_{min}$ ". В этом случае площадь камер ПК7-ПК8 можно сократить до размеров  $100 \times 100 \text{ мм}^2$ .

Э В М

В качестве ЭВМ предполагается использовать БЭСМ-3М в "on-line" режиме. Машина должна иметь АЦПУ и магнитофон СДС. "on-line" программа будет создана на основе существующей программы (КРАН) группой ЛВТА. Для "off-line" обработки предполагается использовать БЭСМ-6 и СДС.

Стандартная электроника

В схемах, вырабатывающих мониторный и триггерный сигнал предполагается использовать стандартные блоки электроники - изделия ЦЭМ ОИЯИ.

Общее количество схем 120 штук. Кроме того, необходима стойка "цифропечать", стойка "Вишня" и блок управления, обеспечивающий синхронизацию работы электроники с ускорителем.

Затраты времени на ускорителе и ЭВМ

Для получения точности для  $\Delta \alpha$  ( $\alpha = \frac{Re A \Delta g}{Im A \Delta g}$ ) порядка 0,02 необходимы затраты ~25 часов на ускорителе и на ЭВМ в "on-line" режиме (по расчёту).

Предполагается провести экспозицию при двух энергиях. Для этого потребуется ~100 часов на ускорителе ИФВЭ. На наладку аппаратуры предполагается затратить 300 часов на синхрофазотроне ОИЯИ и 200 часов на ускорителе ИФВЭ. Итого, общее время на ускорителе ИФВЭ - 300 часов и на ускорителе ОИЯИ - 300 часов.

Затраты на ЭВМ

- 1) 1000 часов на БЭСМ-4 ЛВЭ и БЭСМ-3М
- 2) 400 часов на БЭСМ-6 и СДС.



ПРИЛОЖЕНИЕ N I-1

Необходимыми условиями для успешного проведения эксперимента по  $\Pi^+$ р - рассеянию являются высокие угловое и импульсное разрешение экспериментальной установки. Оно должно быть тем выше, чем выше энергия первичного пучка. Импульсное разрешение должно быть таково, чтобы можно было отделить упругую реакцию  $\mathcal{A}p \rightarrow \mathcal{A}p$  от неупругих, из которых следует рассмотреть только реакцию  $\mathcal{A}p \rightarrow \mathcal{A}^*\mathcal{A}p$ , для которой потеря импульса первичной частицы может быть наименьшей из всех возможных других неупругих реакций. Нерезонансное рождение  $\Pi$ -мезона может дать потерю импульса первичной частицы  $\geq$

$\rightarrow$  140 Мэв/с. Однако фазовый объём этого процесса в области (140-300) Мэв/с настолько невелик, что вкладом его в упругий пик можно пренебречь.

Более заметный вклад, хотя тоже небольшой, может дать реакция  $\mathcal{A}p \rightarrow \mathcal{A}N_{1238}$ . Для этой реакции наименьшая потеря импульса первичной частицы составляет 300 Мэв/с. Для пучка 60 Гэв/с, эта величина составляет 0,5%. Чтобы отделиться от этой реакции, необходимо иметь импульсное разрешение  $\frac{0,5\%}{3} \simeq (0,15-0,20)\%$ . Чтобы получить такую точность, нужно анализировать не только импульс вторичной частицы, как это делалось в нашем предыдущем эксперименте [28], но и импульс первичной частицы.

В настоящее время магнитный канал, на котором предполагается проводить эксперимент, имеет разрешение по импульсу  $\sim 0,35\%$ . Однако, поставив перед импульсным коллиматором прибор с лучшим пространственным разрешением (пропорциональная камера), чем имеется сейчас (спинтилляционный годоскоп), можно увеличить

эту точность до 0,15-0,20%.

Угловое разрешение установки зависит от координатной точности искровых камер, базы для определения угла рассеяния частиц и количества вещества на трассе до мишени и после мишени, которое определяет многократное рассеяние пучка. Существующие базы рассматриваемого канала позволяют с искровыми камерами, аналогичными тем, которые использовались в нашем эксперименте [28] (точность 0,3-0,5) мм, получить примерно такое же разрешение по переданному импульсу, какое мы имели.

Важным моментом в постановке эксперимента является скорость набора статистики. Она обеспечивается избирательным запуском искровых камер. Система должна запускаться только в том случае, если угол рассеяния больше некоторого минимального угла ( $\theta \geq \theta_{min}$ ). В качестве этого минимального угла выбирается угол соответствующий квадрату переданного импульса, равному  $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^2/c^2$  x).

Для импульса 60 ГэВ/с этот угол равен 0,4. *mrad*.

Систему запуска искровых камер предполагается сделать на основе пропорциональных камер и быстрой логики, которая вырабатывает импульс запуска, если угол рассеяния, измеренный пропорциональными камерами, больше минимального. Поскольку

---

x) При  $(-t) \leq 0,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{gev}^2}{c^2}$  кулоновская часть амплитуды рассеяния значительно больше ядерной и величина амплитуды становится малозависящей от  $\mathcal{L} = \frac{Re A_{\text{яд}}}{Im A_{\text{яд}}}$ .

пропорциональные камеры используются только для запуска, к ним предъявляются меньшие требования на точность измерения угла рассеяния, однако, она тоже не должна быть меньше некоторого предела. Попробуем оценить этот предел.

Если частица рассеялась на угол  $\theta$ , то вероятность в результате измерения угла получить (любое) значение  $\theta_I$  равна

$$\frac{\theta_1}{\sigma^2} \exp\left[-\frac{\theta_1^2 + \theta^2}{2\sigma^2}\right] I_0\left(\frac{\theta\theta_1}{\sigma^2}\right)$$

где  $\sigma$  — точность измерения угла,  
 $I_0$  — функция Бесселя мнимого аргумента.

Так что, имея конечную точность, мы всегда можем получить в результате измерения значение  $\theta_1 \geq \theta_{min}$  и, следовательно, сделать запуск, хотя истинный угол рассеяния был значительно меньше этой величины. Найдем значение  $\sigma$ , при котором коэффициент подавления прямого пучка будет  $\sim 50$ . Прямой пучок при прохождении через мишень многократно рассеивается

и в результате имеет распределение по углам  $x) W(\theta) = \frac{\theta}{\theta_0^2} \exp\left[-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right]$

где  $\theta_0$  — характерный угол, который зависит от толщины мишени ( $l$ ) и импульса пучка ( $p$ ). Для  $l = 50$  см и  $p = 60$  Гэв/с величина  $\theta_0$  составляет  $\sim 0,05$  mrad.

В интервале углов  $0 \div 3\theta_0$  содержится 99% прямого пучка, испытавшего многократное рассеяние. Вероятность запуска от частицы рассеянной на угол не больше, чем  $3\theta_0$ , есть

$$W(\sigma) = \int_0^{3\theta_0} d\theta \frac{\theta}{\theta_0^2} \exp\left[-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right] \int_{\theta_{min}}^{\infty} d\theta_1 \exp\left[-\frac{\theta_1^2 + \theta^2}{2\sigma^2}\right] I_0\left(\frac{\theta\theta_1}{\sigma^2}\right)$$

x) Для оценок аппроксимируем мольеровское распределение гауссовым.

Расчёт по этой формуле показывает, что неравенство  $W(\sigma) \ll \frac{I}{50}$  удовлетворяется для  $\sigma \ll 0,15 \text{ mrad}$ .

Отсюда, при имеющихся базах на данном пучке, получаем требуемую точность для пропорциональных камер, стоящих до мишени, равную  $\sim 0,5$  мм и для камер после мишени -  $\sim 1$  мм.

Условие запуска  $\theta_{12} \geq A$  в декартовых координатах выглядит как условие

$$\sqrt{\theta_{12x}^2 + \theta_{12y}^2} \geq A \quad (\text{а})$$

Логическая схема выполнить такой анализ не в состоянии.

Замена этого условия условиями

$$|\theta_{12x}| \geq B \text{ или } |\theta_{12y}| \geq B \quad (\text{в})$$

приводит к размытию граничного условия в интервале от  $B$  до  $B\sqrt{2}$  или  $\pm 20\%$  от среднего значения. Такая угловая характеристика триггера является неудовлетворительной.

Условие

$$|\theta_{12x} + \theta_{12y}| \geq C \quad (\text{с})$$

эквивалентно условию (в). Однако совместное использование условий (в) и (с), то есть

$$|\theta_{12x}| \geq B \text{ или } |\theta_{12y}| \geq B \text{ или } |\theta_{12x} + \theta_{12y}| \geq B\sqrt{2}$$

приводит к размытию границы от  $B$  до  $1,09B$ , то есть к разбросу относительно среднего значения  $\pm 4,5\%$ , что является достаточно хорошим приближением к условию (а).

Несмотря на то, что в предполагаемом эксперименте изучаются однотрековые события, требования к многотрековости искровых камер отнюдь не лишни, так как в связи с возросшими базами по сравнению с нашим экспериментом и в связи с появлением логического устройства в цепи запуска, задержка высоковольтного импульса по отношению к моменту прохождения частицы через искровую камеру увеличится и составит  $\approx 1 \mu\text{sec}$ . За это время через камеры может пройти еще несколько частиц. Для однотрековых камер такие случаи окажутся неэффективными и величина этой неэффективности может оказаться значительной. Усложнение блока камер после магнита в сравнении с предыдущим экспериментом также связано с необходимостью анализа многоискровых событий.

ЧАСТЬ ПА

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ КОГЕРЕНТНОГО

$\pi^- \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$  РАССЕЯНИЯ ПРИ 6 ГЭВ/С - 60 ГЭВ/С

(Использование жидкогелиевого сцинтилляционного  
детектора в качестве спектрометра энергии частиц  
отдачи).

СОДЕРЖАНИЕ ЧАСТИ ПА

№№ стр.

|     |                                                                                            |    |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.  | Цели эксперимента                                                                          | 45 |
| 2.  | Схема эксперимента и работа установки                                                      |    |
| 2.1 | Измерение параметров рассеянной частицы                                                    | 48 |
| 2.2 | Гелиевая мишень — спектрометр энергии частицы<br>отдачи.                                   | 48 |
| 2.3 | Работа установки                                                                           | 50 |
| 3.  | Выделение когерентных событий                                                              |    |
| 3.1 | Методика выделения когерентных событий при<br>$ t  > 0.1 \text{ Гэв}^2/c^2$                | 51 |
| 3.2 | работа в области кулоновской интерференции                                                 | 52 |
| 4.  | Ожидаемая статистика.                                                                      | 54 |
| 5.  | Ожидаемая точность в определении $t$                                                       | 59 |
| 6.  | Приложение №1 — Оценки светосбора из жидкогогелиевого<br>сцинтилляционного счетчика.       | 61 |
| 7.  | Приложение №2 — Определение импульса налетающих<br>пионов с точностью $\sim 0.1 \pm 0.2\%$ | 63 |

### I. ЦЕЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА.

Предлагается измерить дифференциальное сечение упругого  $\pi^- \alpha$  рассеяния при  $E_{\pi^-} = 6$  Гэв в интервале передач 4-х импульса ( $1 \times 10^{-3} < -t < 0.4$ ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>, включая районы:

- а) кулоновской интерференции
- б) дифракционного конуса
- в) 1-го минимума кривой  $(\frac{d\sigma}{dt})_{\pi^- \alpha} = f(t)$  - область интерференции однократного и двукратного рассеяний
- г) 2-го максимума кривой  $(\frac{d\sigma}{dt})_{\pi^- \alpha} = f(t)$ , обусловленного преимущественно двукратным рассеянием.

В области дифракционного конуса за время порядка сотни часов предполагается произвести измерения дифференциальных сечений с точностью порядка нескольких процентов.

Физической целью эксперимента является определение модуля и фазы спиновнезависимой части симметричной амплитуды  $\mathcal{N}$  рассеяния  $\mathcal{F}_{nsf}^+ = \frac{1}{2} (\mathcal{F}_{nsf}^{\pi^- p} + \mathcal{F}_{nsf}^{\pi^+ p})$  в исследуемом интервале передач  $t$ . Для перехода от дифференциального сечения  $\pi^- \alpha$  рассеяния к параметрам амплитуды  $\mathcal{F}_{nsf}^+$  будет использована модель Глаубера.

Если при  $|t| > 0.2$  Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> есть надежда определить структуру  $\mathcal{N}$  амплитуды, реализуя программу полного опыта, включающую измерения на поляризованной мишени, то в районе передач  $|t| < 0.2$  Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> предлагаемый способ определения  $\mathcal{F}_{nsf}^+$  представляется единственным.



Вместе с тем этот диапазон передач является возможно наиболее интересным при проверке тех или иных динамических гипотез сильных взаимодействий—на этот диапазон приходится основная доля сечения упругого рассеяния; этот диапазон наиболее близко примыкает к особенностям в  $t$  - канале и поэтому, например, в теории с комплексными угловыми моментами, здесь процессы с обменом отдельными реджионами играют ещё определяющую роль, в то время как при больших передачах основную роль играют процессы обусловленные перерассеянием (разрезами).

Для этой программы мы выбрали ядро  $He^4$  как наиболее подходящую мишень для изучения взаимодействий бесспиновых частиц. Данные по такому процессу были впервые получены нашей группой в области небольших передач  $t$  ( $0.007 < -t < 0.046$ ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> методикой спектрометрирования параметров частиц отдачи /29/.

Для продвижения в область больших переданных импульсов в настоящем проекте предусматривается использование "on-line" техники спектрометрирования как параметров рассеянной частицы (с помощью магнитного спектрометра с бесфильмовыми камерами), так и энергии частицы отдачи (с помощью жидкогелиевого сцинтилляционного детектора, являющегося одновременно мишенью) \*.

При получении ожидаемого разрешения жидкогелиевого спектрометра по энергии можно будет планировать проведение подобного эксперимента при серпуховских энергиях, где выделение когерентных событий лишь на основе определения параметров рассеянной

---

\* Предложение об использовании жидкогелиевой мишени для спектрометрирования энергии частиц отдачи было сделано нами в 1967 году и тогда же обсуждено на научно-техническом совете ЛВЭ ОИЯИ. К концу 1970 года жидкогелиевая мишень была изготовлена и отдана на криогенные испытания.

частицы вообще невозможно.

Предлагаемый эксперимент может оказаться первым шагом на пути исследования других, более экзотических и трудных в экспериментальном плане, но интересных / 11 / когерентных реакций на гелии, например, таких как  $\pi^+ \alpha \rightarrow \rho^+ \alpha$

Выбор начальной энергии в 6 Гэв обусловлен несколькими соображениями в основном методического и технического характера

1. На канале пионов с импульсом 2 ÷ 7 Гэв имеется освоенный группой, участвующей в реализации проекта, комплекс работающей аппаратуры "on-line" спектрометра рассеянных пионов.

2. При наибольшей энергии, достигнутой в ЛВЭ и при имеющихся ограничениях по максимальной величине углового захвата установка может регистрировать большой интервал  $t$ .

---

\* Хотя, возможно, с точки зрения физики наибольший интерес в настоящее время представляют измерения при меньших энергиях ( $\sim 1$  Гэв), где становится возможным фазовый анализ, а следовательно и проверка предложенного нами метода определения структуры амплитуды  $\pi N$  рассеяния, основанного на использовании приближения Глаубера.

частицы вообще невозможно.

Предлагаемый эксперимент может оказаться первым шагом на пути исследования других, более экзотических и трудных в экспериментальном плане, но интересных /11/ когерентных реакций на гелии, например, таких как  $\pi^+ \alpha \rightarrow \rho^+ \alpha$

Выбор начальной энергии в 6 ГэВ обусловлен несколькими соображениями в основном методического и технического характера

1. На канале пионов с импульсом 2 ÷ 7 ГэВ имеется освоенная группой, участвующей в реализации проекта, комплекс работающей аппаратуры "on-line" спектрометра рассеянных пионов.

2. При наибольшей энергии, достигнутой в ЛВЭ и при имеющихся ограничениях по максимальной величине углового захвата установка может регистрировать большой интервал  $t$ .

---

\* Хотя, возможно, с точки зрения физики наибольший интерес в настоящее время представляют измерения при меньших энергиях ( $\sim 1$  ГэВ), где становится возможным фазовый анализ, а следовательно и проверка предложенного нами метода определения структуры амплитуды  $\pi N$  рассеяния, основанного на использовании приближения Глаубера.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И РАБОТА УСТАНОВКИ.

В предлагаемом эксперименте одновременно измеряются параметры рассеянной частицы и энергии частицы отдачи. Схема эксперимента показана на рис. ПА-1.

### 2.1 Измерение параметров рассеянной частицы.

Угол рассеяния в мишени и импульс рассеянных пионов определяется с помощью магнитного спектрометра, состоящего из искровых камер ИК 1-9 и анализирующего магнита 9СП-40. Этот спектрометр был использован в опытах по исследованию упругого  $\pi p$  рассеяния /28/. В настоящем эксперименте в магнитном спектрометре предлагается лишь замена 2-х последних искровых камер (расположенных после анализирующего магнита) на камеры больших размеров.

### 2.2 Гелиевая мишень-спектрометр энергии частицы отдачи.

Гелиевая мишень в нашем эксперименте служит одновременно спектрометром энергии частиц отдачи.

$\alpha$  - частицы отдачи, при передачах 4-х мерного импульса ( $0.1 < -t < 0.46$ ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> имеющие энергию в десятки Мэв, вызывают в гелии сцинтилляционную вспышку, интенсивность которой значительно превышает интенсивность вспышки от пучкового пиона. Внутренняя поверхность мишени покрыта светотрансформирующим слоем. Свет попадает на 2 фотомножителя ( $S_2$  и  $S_3$  на рис. ПА-1)\*. Амплитуды сигналов с фотомножителей

---

\* Подробности, касающиеся светосбора из жидкогогелиевого сцинтилляционного счетчика, приведены в Приложении I к части II А.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И РАБОТА УСТАНОВКИ.

В предлагаемом эксперименте одновременно измеряются параметры рассеянной частицы и энергия частицы отдачи. Схема эксперимента показана на рис. ПА-1.

### 2.1 Измерение параметров рассеянной частицы.

Угол рассеяния в мишени и импульс рассеянных пионов определяется с помощью магнитного спектрометра, состоящего из искровых камер ИК 1-9 и анализирующего магнита 9СП-40. Этот спектрометр был использован в опытах по исследованию упругого  $\pi p$  рассеяния  $128$ . В настоящем эксперименте в магнитном спектрометре предлагается лишь замена 2-х последних искровых камер (расположенных после анализирующего магнита) на камеры больших размеров.

### 2.2 Гелиевая мишень-спектрометр энергии частицы отдачи.

Гелиевая мишень в нашем эксперименте служит одновременно спектрометром энергии частиц отдачи.

$\alpha$  - частицы отдачи, при передачах 4-х мерного импульса ( $0.1 < -t < 0.46$ ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> имеющие энергию в десятки Мэв, вызывают в гелии сцинтилляционную вспышку, интенсивность которой значительно превышает интенсивность вспышки от пучкового пиона. Внутренняя поверхность мишени покрыта светотрансформирующим слоем. Свет попадает на 2 фотоумножителя ( $S_2$  и  $S_3$  на рис. ПА-1)\*. Амплитуды сигналов с фотоумножителей

---

\* Подробности, касающиеся светосбора из жидкогелиевого сцинтилляционного счетчика, приведены в Приложении I к части II А.

Измерительный павильон  
1<sup>го</sup> корпуса ЛВЭ

Схема расположения  
аппаратуры для исследований  
 $\pi^0$  →  $\pi^0$  рассеяния на малые углы.

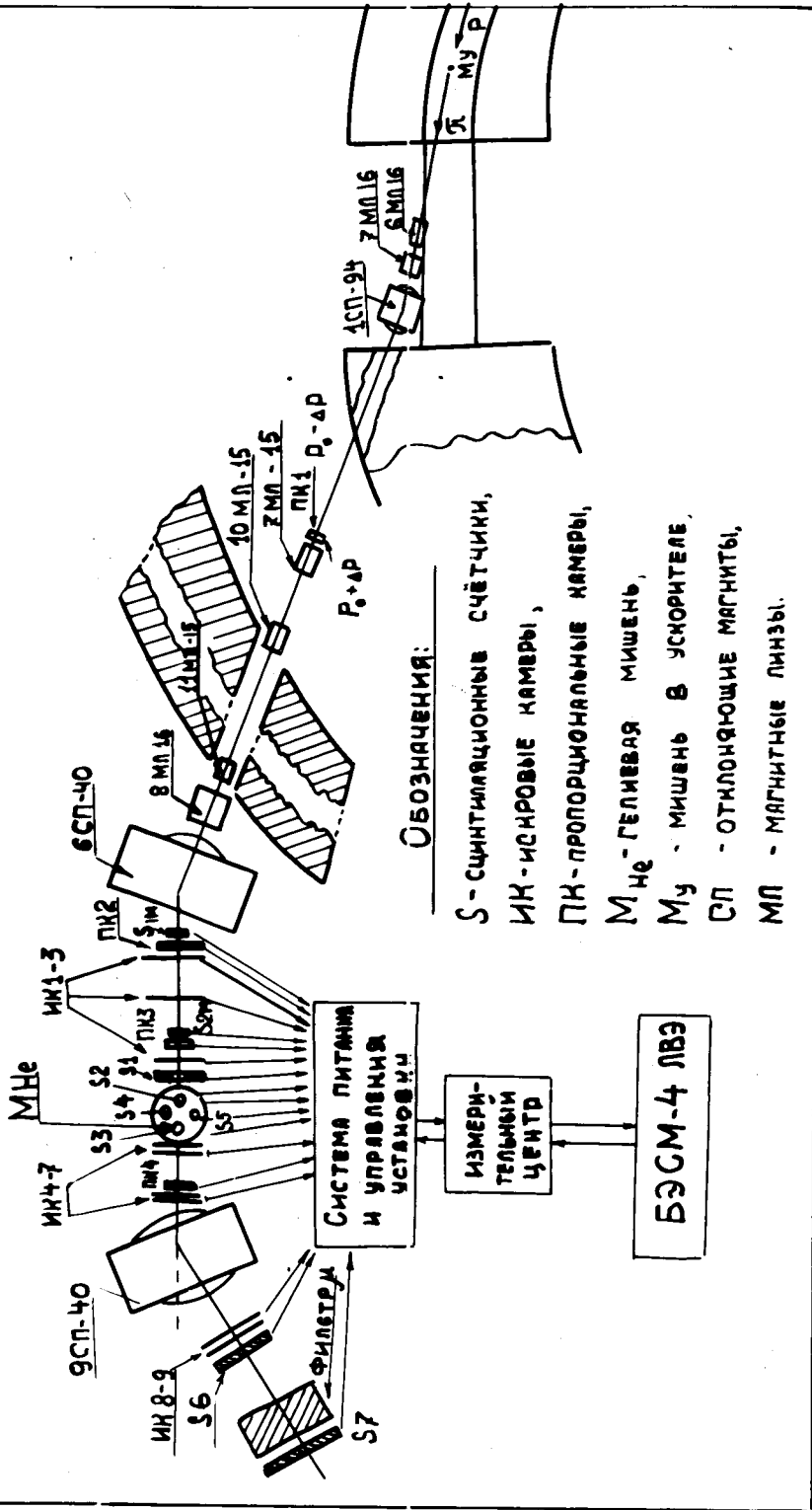


РИС. II А-1

(измеряются, кодируются и передаются на ЭВМ. Энергия частицы отдачи пропорциональна сумме амплитуд сигналов с ФЭУ.

$W_{\alpha} = K_1 V_1 + K_2 V_2$  Здесь  $V_1$  и  $V_2$  сигналы с ФЭУ гелиевого счетчика ( $S_2$  и  $S_3$  на рис. ПА-I),  $K_1$  и  $K_2$  экспериментально определ<sup>яем</sup>ые калибровочные множители.  $\alpha$  частицы для интересующего нас интервала передач по  $t$  ( $-t < 0.46$  Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) останавливаются в мишени.

| $ t $ (Гэв/с) <sup>2</sup> | $E_{кин}$ (МэВ) | $P_{\alpha}$ (Мэв/с) | пробег               |                      |
|----------------------------|-----------------|----------------------|----------------------|----------------------|
|                            |                 |                      | в г/см <sup>2</sup>  | в см (в жидк. гелии) |
| 0.09                       | 12.0            | 300                  | $1.44 \cdot 10^{-2}$ | 0.11                 |
| 0.20                       | 26.6            | 447                  | $5.87 \cdot 10^{-2}$ | 0.45                 |
| 0.38                       | 50.6            | 617                  | $1.87 \cdot 10^{-1}$ | 1.44                 |
| 0.46                       | 62.0            | 678                  | $2.72 \cdot 10^{-1}$ | 2.09                 |

Параметры мишени:

- $l$  - длина по пучку - 120 мм
- $\phi$  - диаметр - 30 мм

Количество вещества на пути пионов в мишени  $d_{He} \approx 1.5$  г/см<sup>2</sup>

Мишень окружена сцинтилирующим пластиком ( $S_4$  и  $S_5$  на рис. ПА-I), регистрирующим частицы, возникающие при развале ядра. Антисовпадательный импульс с этого пластика может быть включён в схему запуска искровых камер. Мы предусматриваем, однако, другой вариант, когда сигнал с антисовпадательного счётчика передаётся на ЭВМ в качестве дополнительной информации о событии.

### 2.3 Работа установки.

Мониторирование пучка осуществляется совпадениями  $M \cap S_1 + S_2 - S_1$ . Счетчик  $S_1$  имеет в центре отверстие  $\phi = 6$  см. Счетчики  $S_2$  и  $S_3$  (ФЭУ, смотрящие в жидкогелиевую мишень) определяют энерговыделение в мишени по вспышке сцинтилляции. Счетчики  $S_4$  и  $S_5$  (ФЭУ, смотрящие в пластик, окружающий гелиевую мишень) регистрируют фоновые взаимодействия (о выделении когерентных событий из фона см. п.3). Счетчик  $S_6$  размером  $500 \times 500$  мм<sup>2</sup> определяет апертуру установки. Счетчик  $S_7$  регистрирует заряженные частицы ("M - мезоны"), прошедшие через фильтр из свинца и железа толщиной  $\sim 1.2$  метра.

Если угол рассеяния в мишени  $M$  не превышает заданной величины, быстрая решающая схема, связанная с пропорциональными камерами ПК2, ПК3, ПК4 вырабатывает сигнал  $R_1$ . В случае совпадений  $M \cap R_1 + S_6$  запускаются искровые камеры. В условиях работы искровых камер в прямом пучке пионов применение системы избирательного запуска позволяет увеличить скорость набора статистики в десятки раз /28/. ИК 1 + 3 определяют траекторию пионов до мишени, ИК 4 + 7 их траекторию после мишени, по X-координате в ИК 8 + 9 определяются отклонения заряженных частиц в магните. Сведения об амплитуде сигналов с ФЭУ гелиевого сцинтиляционного счетчика, координатах пиона в пропорциональных искровых камерах, числе пионов, сосчитанных монитором, сигналах о срабатывании счетчиков  $S_4, S_5, S_6, S_7$  передаются на ЭВМ и записываются на магнитную ленту. Программным путём контролируется нормальная работа установки, канала, ускорителя.



### 3. ВЫДЕЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СОБЫТИЙ.

#### 3.1 Методика выделения когерентных событий

при  $|t| > 0.1 \text{ Гэв}^2/c^2$ .

Выделение когерентных процессов представляет трудную экспериментальную задачу. В самом деле на развал ядра гелия уходит энергия  $\sim 20 \text{ Мэв}$ . Если при импульсах пионов порядка нескольких Гэв ещё можно за счёт лучшего энергетического разрешения установки, измеряющей рассеянные пионы, создать условия, при которых обеспечивается точность определения баланса энергии, достаточная для дискриминации от фоновых процессов <sup>\*</sup>, то при энергиях в десятки Гэв такой способ представляется практически нереальным. Для выделения эффекта упругого рассеяния при заданной передаче  $\sqrt{E} = p\theta$  в нашем случае определяется дополнительный параметр — энергия частицы отдачи.

Ожидается, что эффект упругого рассеяния будет проявляться как пик гистограммы по  $\Delta = p\theta - \sqrt{2M_\alpha W_\alpha}$  (см. рис. ПА-2), возвышающийся над фоновым распределением, связанным с событиями некогерентного типа.

Здесь:

$P$  — импульс налетающего пиона

$\theta$  — угол рассеяния пиона

$M_\alpha$  — масса  $\alpha$  — частицы отдачи

$W_\alpha$  — энергия  $\alpha$  — частицы отдачи.

Увеличение отношения эффект/фон, которое может оказаться необходимым при измерениях в области I-го минимума, может быть получено как за счёт улучшения точности измерения импульсов,

<sup>\*</sup> Для этого необходимо измерять импульс налетающих и рассеянных пионов с точностью  $0.1 \pm 0.2\%$  (см. приложение №2 к части ПА)

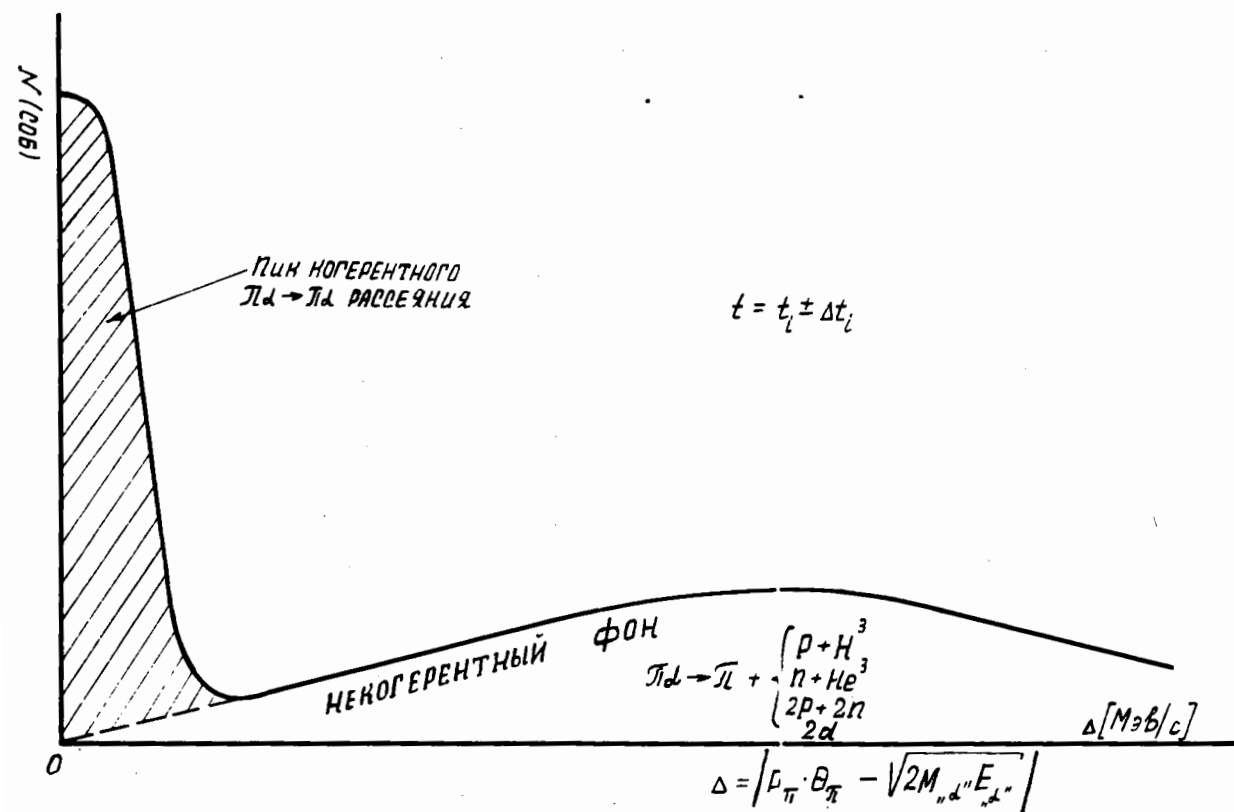


Рис. ПА-2.

Выделение когерентных  $\pi^+ \alpha \rightarrow \pi^+ \alpha$  событий

так и особенно, за счёт улучшения разрешающей способности энергии сцинтилляционного детектора - мишени.

Определение разрешающей способности детектора может быть произведено экспериментально в методических исследованиях с  $\alpha$  - источником и пучком; теоретические оценки приведены в приложении № I к части ПА.

Ожидается разрешение

$$\Delta E_{\alpha} / E_{\alpha} \approx 10\% \text{ для } E_{\alpha} = 10 \text{ МэВ}$$

$$\Delta E_{\alpha} / E_{\alpha} \approx 3\% \text{ для } E_{\alpha} = 50 \text{ МэВ}$$

Если в экспозиции при 6 Гэв/с будет получено хорошее выделение когерентных событий только по измерениям импульса налетающего и рассеянного пионов (при достижении  $\Delta P/P = (0.1+0.2)\%$ ), то можно будет проверить экспериментально, как при разных  $t$  изменяются возможности выделения когерентных реакций с помощью нашей техники.

Эта информация позволит оценить методические возможности для экспериментов по  $\pi^{\pm}\alpha$  рассеянию при  $\sim 30$  и  $60$  Гэв/с (при таких энергиях практически невозможно обеспечить отделение некогерентных событий, измеряя только импульсы налетающей и рассеянной частицы).

### 3.2 Работа в области кулоновской интерференции.

При исследовании упругого  $\pi^{\pm}\alpha$  рассеяния в области кулоновской интерференции кинетическая энергия  $\alpha$  - частицы отдачи слишком мала, чтобы регистрировать её с хорошим разрешением (значительно меньше средней энергии ( $\sim 3$  Мэв), оставляемой в мишени пучковым пионом).

$$E_{\alpha} = p^2 / 2M_{\alpha} \approx \frac{(45 \text{ МэВ/с})^2}{2 \times 4000} \approx \frac{2000}{8000} = 0.25 \text{ МэВ}$$

Подвляющее большинство взаимодействий ( $> 90\%$ ) в этой области — упругие. В случае квазиупругих событий в мишени будет наблюдаться дополнительное энерговыделение в результате потери энергии частицами, образовавшимися при развале ядра. Будем дискриминировать события, когда сигналы с гелиевого сцинтилляционного счетчика будут превышать некоторое пороговое значение.

При этом, вследствие флуктуаций потерь энергии релятивистской пучковой частицы, будет, конечно, выброшена часть полезных не фоновых событий. Доля таких "ложных" случаев развала можно оценить, запуская в каком-нибудь цикле (например, в каждом десятком) установку от нерассеянных пионов и снимая для такого запуска распределение энерговыделений в мишени. К тому же значительная часть случаев рассеяния, идущих с развалом ядра, будет зарегистрирована счетчиками  $S_4$  и  $S_5$ . Кроме того в опытах на синхрофазотроне Дубны (при энергиях налетающих пионов в несколько Гэв) можно обеспечить такие условия, когда погрешности определения баланса энергий (равенства энергий частиц до и после акта упругого рассеяния) меньше энергии дезинтеграции  $He_2^4$  ( $\sim 28$  Мэв). Для этого необходимо определять импульсы пионов с точностью  $(0.1 + 0.2)\%$  (Наш опыт работы указывает на то, что можно создать такие условия). В этом случае когерентный акт выделяется даже без информации с гелиевой мишени-спектрометра только по балансу энергии.

#### 4. Ожидаемая статистика.

Число случаев рассеяния  $N(t)$  в интервал передач  $4^X$  мерного импульса ( $t \div t + \Delta t$ ), регистрируемых установкой за I цикл работы ускорителя :

$$N(t) = J_{\pi} \cdot n_0 \cdot \ell \cdot \Delta\sigma(t) \cdot \varepsilon_r(t) \cdot \varepsilon_p(t).$$

- где
- $J_{\pi}$  - интенсивность пучковых ~~пучков~~ пучков.
  - $n_0$  - число атомов гелия на  $1 \text{ см}^3$  - ( $n_0 = 2 \cdot 10^{22} \text{ ат/см}^3$ )
  - $\ell$  - длина мишени ( $\ell = 12 \text{ см}$ )
  - $\varepsilon_r(t)$  - геометрическая эффективность установки - доля телесного угла, соответствующего интервалу ( $t \div t + \Delta t$ ), вырезаемая установкой.
  - $\varepsilon_p(t)$  - эффективность регистрации однократных событий спектрометром с искровыми камерами. Для оценки статистики  $\varepsilon_p(t)$  берётся равной - 0,5
  - $\Delta\sigma(t)$  - эффективное сечение рассеяния в интервале ( $t \div t + \Delta t$ )

$$\Delta\sigma(t) = \frac{d\sigma}{dt}(t) \cdot \Delta t$$

Расчёт ожидаемой статистики проведён для  $2^X$  предполагаемых экспозиций при 6 Гэв/с

1. Для района ( $1 \times 10^{-3} < -t < 0,16$ ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>, включающего область кулонов<sup>ск</sup>ой интерференции.

2. Для района ( $0,1 < -t < 0,46$ ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>, включающего область интерференции однократного и двукратного рассеяний.

Теоретические величины  $\frac{d\sigma}{dt}(t)$  берутся из расчётов профессора Чжа и доктора Лесняка ( см. рис. IIA-3 ).

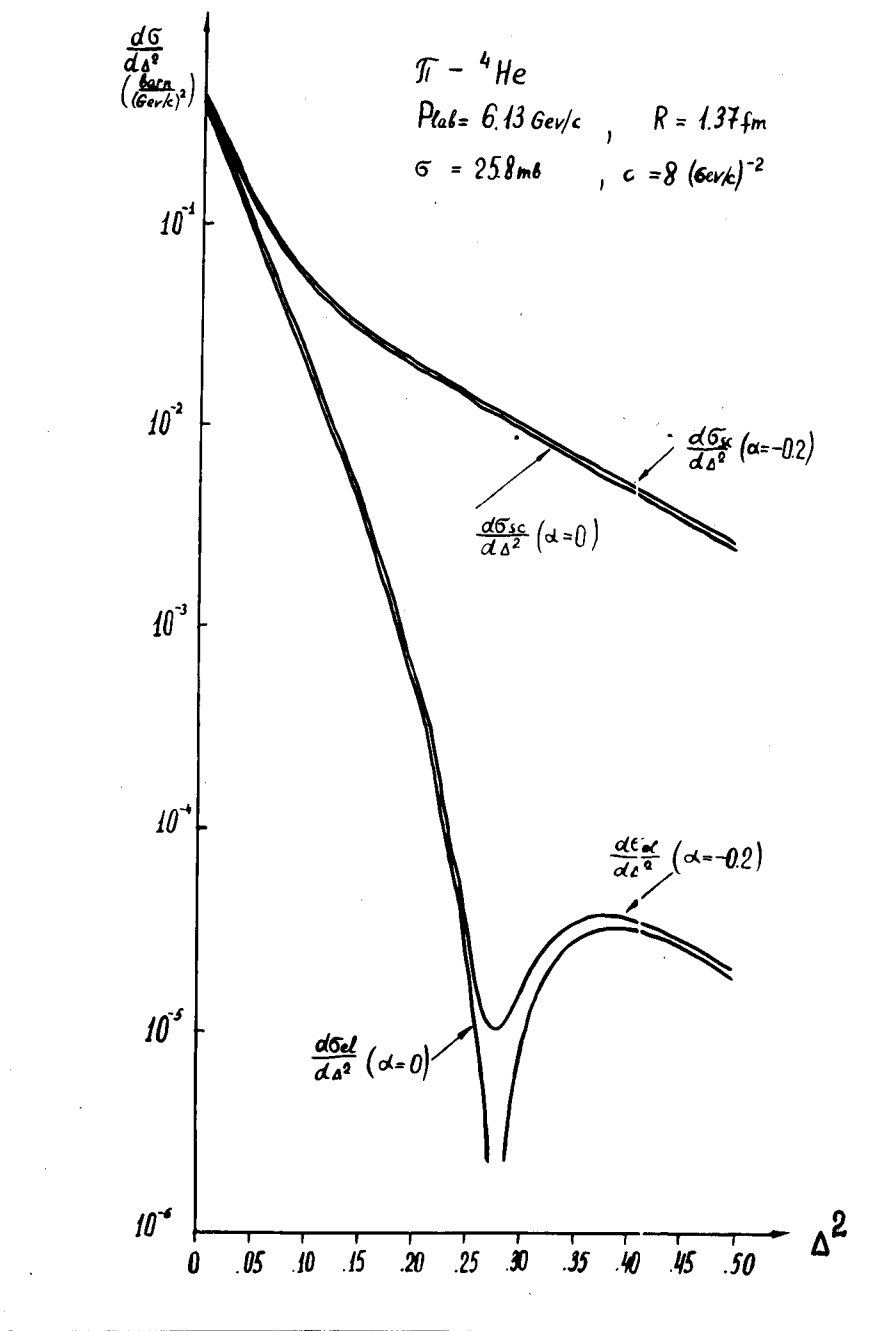


Рис. ПА-3

- $\frac{d\sigma_{el}}{d\Delta^2}$  - дифференциальное сечение упругого  $\pi\alpha \rightarrow \pi\alpha$  рассеяния
- $\frac{d\sigma_{sc}}{d\Delta^2}$  - дифференциальное сечение суммы упругого и квазиупругого  $\pi\alpha \rightarrow \pi\alpha$  рассеяния (без рождения новых частиц)
- $\Delta^2 \approx t$  - квадрат 4-х мерного переданного импульса

Оценки сделаны в предположении, что отношение реальной части к мнимой для  $\pi N$  рассеяния ( $\alpha = \frac{Re A_N}{Im A_N}$ )

$$\alpha_{\pi N} = \frac{\alpha_{\pi p} + \alpha_{\pi^+ p}}{2} \approx -0,2$$

В таблицах IIA-1-2 приведены значения  $\Delta \sigma_{рас}$  - ожидаемого числа случаев упругого и квазиупругого рассеяния ( без рождения новых частиц ) и  $\Delta \sigma_{упр}$  - числа случаев только упругого рассеяния в заданный интервал квадратов  $4^X$  мерного переданного импульса  $\Delta t$ .

Во время I экспозиции ( $0,001 \text{ Гэв}^2/c^2 < -t < 0,16 \text{ Гэв}^2/c^2$ ) искровые камеры будут находиться в <sup>не</sup>рассеянном пучке ( в расчётах центр тяжести пучка предполагался несколько смещенным к край искровых камер для большего перехвата по  $t$  ).

Допустимое число запусков установки за цикл ( при "растяжке" излучения  $\sim 400_{msec}$  )  $\sim 50 - 100$ . Ожидаемое отношение числа пучковых пионов, регистрируемых монитором к числу запусков установки ( коэффициент отбора )  $\sim 50$ . Расчётная интенсивность пучка берётся равной  $2 \cdot 10^3 \pi / \text{цикл}$ .

Во второй экспозиции для перехвата большего интервала по  $t$  / ( $0,10 \text{ Гэв}^2/c^2 < -t < 0,46 \text{ Гэв}^2/c^2$ ) искровые камеры, стоящие за мишенью, и сцинтилляционный счетчик, S6, задающий апертуру установки, смещаются относительно пучка таким образом, что пучок проходит вне камер. В этом случае число пионов, попадающих в апертуру установки составляет доли процента от числа пучковых частиц. Для расчётов ожидаемо<sup>й</sup> статистики во 2ой экспозиции интенсивность пучка берётся равной  $J\pi = 5 \cdot 10^4 \pi / \text{цикл}$ .

Суммарное число событий упругого рассеяния на весь интервал , приходящийся на экспозицию.

для Iой экспозиции - за цикл \_\_\_\_\_  $\sim 2$

(  $0,001 < -t < 0,16$  )  $\text{Гэв}^2/c^2$  за 100 часов собственно экспозиции -  $10^5$

для 2ой экспозиции - за цикл \_\_\_\_\_  $\sim 0,5$

(  $0,10 < -t < 0,46$  )  $\text{Гэв}^2/c^2$  за 300 часов собственно экспозиции  $\sim 10^5$

Расчетная интенсивность пучка  $2 \cdot 10^3 \pi / \text{цикл}$

Расчетное время экспозиции **100** часов ( по 400 циклов в час )

$t$  ( Гэв/с)<sup>2</sup>    0,001-    0,01-    0,02-    0,04-    0,06-    0,08-    0,10-    0,12-    0,14-  
                   -0,01\*    -0,02    -0,04    -0,06    -0,08    -0,10    -0,12    -0,14    -0,16

$(\frac{dc}{dt})$  рас ( mb/Гэв<sup>2</sup>с<sup>-2</sup> )    405    310    215    130    90    64    49    39    32

$(\frac{dc}{dt})$  упр ( mb/Гэв<sup>2</sup>с<sup>-2</sup> )    385    280    180    100    59    31    17    9    4,6

$E_{\Gamma}$  ( % )    100    75    50    27    21    18    16    15    13

Число    И рас    0,870    0,557    0,540    0,169    0,095    0,056    0,0376    0,0280    0,0200  
 событий  
 на интервал  
 за 1 цикл    И упр    0,830    0,506    0,432    0,128    0,062    0,027    0,0130    0,0064    0,0028

Число    N рас    34800    22300    21600    6750    3780    2240    1505    1120    800  
 событий  
 за 100    N упр    33200    20200    17300    5150    2485    1080    522    258    114  
 часов

соответственно  
 экспозиции

\*

При расчете ожидаемой статистики учтена лишь ядерная часть амплитуды упругого  $\pi N$  рассеяния. Учет кулоновской части амплитуды рассеяния приведет к некоторому увеличению статистики в интервале ( 0,001-0,01 ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>. Для остальных интервалов кулоновским эффектом можно пренебречь.



2 экспозиция ( $0,1 < -t < 0,46$ ) Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>  
 расчётная интенсивность пучка  $5 \cdot 10^4$  П/цикл.  
 расчётное время экспозиции - 300 часов (по 400 циклов в час)

## Район дифракционного конуса

| $t$ (Гэв/с) <sup>2</sup>                                           | 0,10<br>+0,12 | 0,12<br>+0,14 | 0,14<br>+0,16  | 0,16<br>+0,18   | 0,18<br>+0,20   | 0,20<br>+0,22   | 0,22<br>+0,24    | 0,24<br>+0,26    |
|--------------------------------------------------------------------|---------------|---------------|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|------------------|------------------|
| $(\frac{d\sigma}{dE})$ рас (мб/Гэв <sup>2</sup> /с <sup>-2</sup> ) | 49            | 39            | 32             | 27              | 23              | 20              | 17               | 15               |
| $(\frac{d\sigma}{dE})$ упр (мб/Гэв <sup>2</sup> /с <sup>-2</sup> ) | 17            | 9             | 4,6            | 2,2             | 1,0             | 0,44            | 0,14             | 0,044            |
| $\xi \Gamma$ (%)                                                   | 16            | 15            | 13             | 12              | 11              | 11              | 10,5             | 10               |
| Число событий на<br>интервал<br>за 1 цикл                          | 0,94<br>0,327 | 0,70<br>0,162 | 0,50<br>0,0172 | 0,388<br>0,0318 | 0,303<br>0,0132 | 0,264<br>0,0058 | 0,213<br>0,00177 | 0,180<br>0,00053 |
| Число событий за 300 часов                                         | 113000        | 82000         | 60000          | 46600           | 36350           | 31700           | 25600            | 21600            |
| Число событий за 300 часов собствен. экспоз.                       | 39200         | 19400         | 8600           | 3800            | 1580            | 695             | 212              | 64               |

используем для

Район I Г0 минимума и 2 Г0 максимума

|                          |               |               |               |               |              |               |               |               |               |               |      |
|--------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|--------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|------|
| $t$ (Гэв/с) <sup>2</sup> | 0,26<br>-0,28 | 0,28<br>-0,30 | 0,30<br>-0,32 | 0,32<br>-0,34 | 0,34<br>0,36 | 0,36<br>-0,38 | 0,38<br>-0,40 | 0,40<br>-0,42 | 0,42<br>-0,44 | 0,44<br>-0,46 | 0,46 |
|--------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|--------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|------|

|                                                                |    |    |     |     |     |     |     |     |     |     |
|----------------------------------------------------------------|----|----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $(\frac{dG}{dE})_{рас}$ (mb/Гэв <sup>2</sup> с <sup>-2</sup> ) | II | 13 | 9,8 | 8,4 | 7,4 | 6,5 | 5,6 | 5,0 | 4,6 | 3,8 |
|----------------------------------------------------------------|----|----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|

|                                                                |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|----------------------------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $(\frac{dG}{dE})_{упр}$ (mb/Гэв <sup>2</sup> с <sup>-2</sup> ) | 0,012 | 0,019 | 0,028 | 0,034 | 0,038 | 0,039 | 0,037 | 0,033 | 0,030 |
|----------------------------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|

|          |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
|----------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $EГ$ (%) | 9,5 | 9,0 | 9,0 | 8,5 | 8,5 | 8,5 | 8,0 | 8,0 | 7,5 | 7,5 |
|----------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|

|                                     |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Число событий на интервал за I цикл | 0,148 | 0,119 | 0,106 | 0,091 | 0,075 | 0,067 | 0,054 | 0,048 | 0,041 | 0,034 |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|

|                          |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|--------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $N_{упр} \times 10^{-3}$ | 0,148 | 0,130 | 0,205 | 0,302 | 0,347 | 0,387 | 0,374 | 0,355 | 0,297 | 0,270 |
|--------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|

|                                                  |           |       |       |       |       |      |      |      |      |      |
|--------------------------------------------------|-----------|-------|-------|-------|-------|------|------|------|------|------|
| Число событий за 300 часов собственно экспозиции | $N_{рас}$ | 17750 | 14300 | 12700 | 10900 | 9050 | 8000 | 6450 | 5750 | 4100 |
|--------------------------------------------------|-----------|-------|-------|-------|-------|------|------|------|------|------|

|           |    |    |    |    |    |    |    |    |    |    |
|-----------|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|
| $N_{упр}$ | 18 | 15 | 25 | 36 | 41 | 46 | 45 | 42 | 35 | 33 |
|-----------|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|

### 5. ОЖИДАЕМАЯ ТОЧНОСТЬ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРА $t$

При вычислении  $t$  по параметрам рассеянного пиона точность в определении  $t$  обуславливается точностью определения импульса  $P$  налетающего пиона и точностью определения угла  $\theta$  рассеяния в мишени:  $t \approx (P\theta)^2$

В настоящее время импульс налетающих пионов в канале определяется с точностью  $\sim 1\%$ .

Неточность в определении угла рассеяния складывается из:

а) неточности, вызванной многократным рассеянием пионов в жидкогелиевой мишени

$$\Delta\theta_{\text{мишени}} = \frac{2I}{P\beta} \sqrt{\frac{e_0}{L}} \text{ рад} = \frac{2I}{6000} \sqrt{\frac{12}{683}} \approx 0,45 \text{ млрд}$$

~~мишени~~

б) неточности, вызванной многократным рассеянием пионов на трассе канала и неточностью определения угла рассеяния из-за погрешностей в определении координат искр в камерах.

Суммарная неточность, обусловленная этими причинами определена экспериментально при экспозиции с пустой мишенью в опыте по исследованию упругого  $\Pi^-p$  рассеяния.

$$\Delta\theta \text{ установки} \approx 0,40 \text{ млрд}$$

Общая неточность в определении угла рассеяния

$$\Delta\theta = \sqrt{(0,45)^2 + (0,40)^2} \approx 0,60 \text{ млрд}$$

Тогда для значений  $t = 0,10$  (Гэв/с)<sup>2</sup> и  $t = 0,30$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, соответственно, имеем:

---

| $t$ (ГэВ/с) <sup>2</sup> | $\theta$ мград | $\Delta\theta/\theta$ % | $\frac{\Delta t}{t} = 2\left(\frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{\Delta\theta}{\theta}\right)$ | $\Delta t$ (ГэВ/с) <sup>2</sup> |
|--------------------------|----------------|-------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------|
| 0,10                     | 51,6           | ~ 1,2                   | ~ 4,4%                                                                                     | ~ 4,5 · 10 <sup>-3</sup>        |
| 0,30                     | 86,5           | ~ 0,7                   | ~ 3,4%                                                                                     | ~ 1,0 · 10 <sup>-2</sup>        |

р-н минимума

---

ПРИЛОЖЕНИЕ № I к части IIA

ОЦЕНКИ СВЕТОСБОРА ИЗ ЖИДКОГЕЛИЕВОГО  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА.

В планируемом эксперименте по изучению упругого рассеяния пионов на ядрах гелия будут регистрироваться  $\alpha$  - частицы отдачи с кинетическими энергиями от 12 Мэв до 50 Мэв. В работе / IIA-1/ сообщается, что  $\alpha$  - частицами в жидком гелии при ионизации и рекомбинации электронов с ионами создаются фотоны с длиной волны  $\lambda = 1500 \text{ \AA}$  ( что соответствует энергии  $\sim 10$  эв).

Полагая, что эффективность конверсии энергии ионизации в свет в жидком гелии  $\sim 1\%$  /IIA-2/, получим, что на 1 фотон надо  $\sim 1000$  эв ( в жидком ксеноне на 1 фотон надо  $\sim 240$  эв), тогда на 1  $\alpha$  - частицу получим

$$\frac{12 \cdot 10^6 \text{ эв}}{10^3 \text{ эв}} = 1,2 \cdot 10^4 \text{ фотонов с}$$

$\lambda = 1500 \text{ \AA}$

Ввиду невозможности непосредственно использовать фотоны такой длины волны из-за непрозрачности баллона фотоумножителя для  $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ , необходима трансформация этих фотонов в видимый свет. Коэффициент трансформации положим  $\sim 100\%$  ( см., например, /IIA-2/, стр. 97). Покрывая трансформатором света ( дифенилстильбеном) внутренность гелиевой мишени, мы можем ожидать выхода света в направлении к фотоумножителю  $\sim 10\%$  (из-за телесного угла и излучения света дифенилстильбена во все стороны) и потерь еще на 50% за счет отражений света от поверхностей разделительных стекол и световодов из алюминизированной пленки. Коэффициент отражения от стекол  $s_i = 1,5$  равен 4% при

падении света от нормального до 45, коэффициент отражения алюминия  $\sim 90\%$ . Таким образом, из  $12 \cdot 10^3$  фотонов к фотопомножителю дойдет  $\sqrt{\frac{12 \cdot 10^3}{10.2}} \approx 600$  фотонов. Полагая квантовый выход фотоэлектронов для

сурьмяно-цезиевых фотокатодов  $\sim 10\%$  (чувствительность  $\sim 40 \frac{\mu\text{KA}}{\text{cm}} / \text{IIA-3/}^*$ ), получим  $\sim 60$  фотоэлектронов, создающих импульс на выходе ФЭУ со статическим разбросом  $\sim \sqrt{60} = \pm 7,75$ , что даёт полуширину на половине максимума  $= \frac{7,75}{60} \cdot 100\% = 13\%$  или разброс по энергиям  $\approx \pm 1,5$  Мэв.

Экспериментально полученное в работе /IIA-I/ амплитудное разрешение в 25-30% для  $\alpha$  частиц отдачи от рассеяния нейтронов с кинетической энергией  $\sim 22$  Мэв на угол 120 (это соответствует энергии  $\alpha$  - частиц отдачи в 12 Мэв) /IIA-4/, хорошо согласуется со сделанными выше оценками.

При 50 Мэв амплитудное разрешение будет давать точность определения энергии  $\pm 3$  Мэв.

#### ЛИТЕРАТУРА К ПРИМЕЧАНИЮ

IIA-I J.E. Simmons, R.V. Perkins R.S.J.  $\checkmark$  32 №II p II73-79 (1961)

IIA-2 В.Ф. Герасимов, В.С. Зенкевич

Газовые сцинтилляторы  $\frac{c - 344 \cdot I}{c - 929}$  (ЛВЭ)

см. также R.S.I  $\checkmark$  30 стр. 838 и стр. II30 (1959 г.)

IIA-3 Дж. Биркс. Сцинтилляционные счетчики, ИИЛ, 1955 г.

IIA-4 А.М. Балдин, В.И. Гольданский, И.Л. Розенталь

Кинематика ядерных реакций (стр. 51, формула (10,29),

1959 г.

---

\* Такова чувствительность фотокатода ФЭУ-65 (на этот тип ФЭУ мы ориентировались ранее). Предпочтительнее использовать ФЭУ-49, чувствительность которых в среднем  $\sim 200 \mu\text{KA/cm}$ , тогда можно ожидать, что амплитудное разрешение улучшится.

7. ПРИЛОЖЕНИЕ № 2 К ЧАСТИ ПА.

Определение импульса налетающих пионов с точностью

0,1:± 0,2%

Имеется возможность повысить точность в определении импульса налетающих пионов, вызвавших рассеяние до 0,1±0,2%. В принципе это можно сделать с помощью магнита БСП-40, стоящего перед мишенью, и системы искровых камер, определяющих направление частицы до и после магнита.

Однако для достижения указанной точности, нужны большие базовые расстояния, отсутствующие в наших условиях. Можно достичь той же цели другим способом. Предлагается установить в фокусе I-го объектива магнитного канала ( в районе " импульсной щели") пропорциональную камеру ПК1, измеряющую "горизонтальную координату X, прохождения пиона. Значение координаты кодируется и передается на ЭВМ. Таким образом для каждого случая мы как бы уменьшаем размеры импульсной щели и тем самым уменьшаем неопределенность в значении импульса пучковой частицы, с которой было связано срабатывание искровых камер.

При существующем в настоящее время разбросе импульса в канале

$\Delta p/p=1\%$  в районе "импульсной щели" хроматизм изображения точечной мишени  $M_{yc}$ , находящейся в поле магнитной дорожки синхрофазотрона, составляет  $\Delta x \sim 9$  мм (  $\Delta x$  - поперечная линейная дисперсия). Тогда в предположении точечной мишени  $M_{yc}$  и в пренебрежении абберациями линз для  $\Delta x = 0,9$  мм имеем  $\Delta p/p=0,1\%$ . Фактически токи в магнитном канале могут быть застабилизированы с точностью  $\sim 10^{-4} = 0,01\%$ , а поле ускорителя на "столе" за

время „растяжки“  $\sim 500$  миллисекунд имеет нестабильность  $\leq 0,02\%$ . Во время экспозиции предусматривается измерение и передача на ЭВМ данных напряженности магнитного поля ускорителя и в магнитах канала с точностью лучше  $0,1\%$ .

Таким образом точность измерения импульса налетающих пионов  $\Delta p/p \approx 0,1 \pm 0,2\%$  может быть достигнута при разрешающей способности пропорциональной камеры ПК1  $\Delta x \lesssim 1$  мм и мишени Mus с радиальным размером порядка нескольких десятых миллиметра<sup>х)</sup>.

Если измерять с такой же точностью ещё и импульс рассеянной частицы, то при энергиях налетающих пионов в несколько Гэв, возникает возможность выделения когерентных событий только по балансу импульса пиона до и после рассеяния (без анализа данных с гелиевого спектрометра энергии частиц отдачи).

---

х) Линейное увеличение I-го объектива в горизонтальной плоскости порядка единицы.



ЧАСТЬ ПБ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДРЕЙФОВОЙ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ  
В ОПЫТАХ ПО ИЗУЧЕНИЮ КОГЕРЕНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПИОНОВ С ЯДРАМИ

## А Н Н О Т А Ц И Я

В части П Б описан проект гелиевой мишени-бесфильмового трекового детектора частиц отдачи. В детекторе одновременно определяются:

а) полная энергия частицы отдачи и величина ионизационных потерь энергии вдоль трека;

б) координаты точки в камере, в которой произошло событие, вызвавшее появление частицы отдачи;

в) угол вылета частицы отдачи по отношению к направлению падающего на мишень пучка;

г) полный пробег частицы отдачи.

Мишень-детектор предлагается использовать в установке по изучению реакций  $\pi\alpha \rightarrow \pi\alpha$  и  $\pi\alpha \rightarrow \rho\alpha$ .

Укрупнённая смета стоимости узлов предлагаемого детектора и примерный план-график по созданию его приводятся ниже.

СОДЕРЖАНИЕ

части ПБ

№№ стр

|         |                                                                                                                                                 |    |
|---------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Глава I | К применению дрейфовой пропорциональной камеры для исследования когерентных реакций                                                             |    |
| § 1.    | Функции дрейфовой пропорциональной камеры в установке для изучения упругого когерентного $\pi\alpha \rightarrow \pi\alpha$ - рассеяния. . . . . | 69 |
| § 2.    | Схема выделения когерентной реакции. . . . .                                                                                                    | 70 |
| § 3.    | Сравнение ионизационного метода регистрации частицы отдачи со сцинтилляционным методом, используемым в жидкогелиевом счётчике. . . . .          | 71 |
| Глава 2 | Принцип работы и характеристики дрейфовой пропорциональной камеры с высокой плотностью рабочего газа.                                           |    |
| § 1.    | Схема дрейфовой пропорциональной камеры ("Д.П.К")                                                                                               | 74 |
| § 2.    | Геометрические размеры камеры . . . . .                                                                                                         | 76 |
| § 3.    | Оценка величины дрейфового напряжения $V$ дрейфа. . . . .                                                                                       | 77 |
| § 4.    | Оценка величины рабочего напряжения $V_0$ на пропорциональном промежутке . . . . .                                                              | 78 |
| § 5.    | Форма и величина выходного импульса . . . . .                                                                                                   | 79 |
| § 6.    | Ожидаемая точность определения кинематических характеристик частицы отдачи . . . . .                                                            | 81 |
| § 7.    | Возможность измерения трех проекций трека частицы отдачи . . . . .                                                                              | 82 |
| § 8.    | Точность измерения в трёхкоординатной камере угла вылета частицы отдачи . . . . .                                                               | 83 |

ГЛАВА III. Применение дрейфовой пропорциональной камеры для изучения когерентных реакций с легкими ядрами (изотопы водорода и гелия) и с ядрами атомов благородных газов

|                                                                                                                                           |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| § 1. Схема установки для изучения неупругой когерентной $\pi^-d \rightarrow \rho^-d$ реакции                                              | 85 |
| § 2. Схема идентификации когерентной $\pi^-d \rightarrow \rho^+d$ - реакции                                                               | 87 |
| § 3. Точность определения переданного 4 - импульса и эффективной массы пионной системы только при помощи 3-х координатной камеры "Д.П.К". | 88 |
| § 4. Функции дрейфовой пропорциональной камеры в опытах по изучению когерентных взаимодействий пионов с другими ядрами                    | 90 |
| Литература к части ПБ.                                                                                                                    | 96 |

## Г Л А В А I

### К ПРИМЕНЕНИЮ ДРЕЙФОВОЙ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ РЕАКЦИЙ

#### § I. Функции дрейфовой пропорциональной камеры в установке для изучения упругого когерентного $\pi^-d \rightarrow \pi^-d$ рассеяния

Как указывалось в вводной части ( см. раздел В , пункт 2 )  
измерение кинематических характеристик частицы отдачи позво-  
ляет надёжно выделить когерентный эффект. Из того, что при  
передачах  $0,01 \leq |t| \leq 0,40$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, энергия  $\alpha$ -частицы  
отдачи лежит в интервале

$$1 \leq T_d \leq 50 \text{ (MeV)}$$

ясно, что кинематические характеристики частицы отдачи  
должны определяться непосредственно в мишени.

Описываемая ниже мишень-детектор частицы отдачи в опытах  
по изучению когерентного упругого  $\pi^-d \rightarrow \pi^-d$  - рассеяния  
имеет следующие функции:

1) мишени, обеспечивающей необходимую скорость набора  
статистики, 2) трекового детектора, определяющего, по крайней  
мере, величину проекции трека частицы отдачи на заданную  
координатную плоскость; 3) спектрометра энергии частицы отдачи;  
4) триггерного элемента, исключающего запуск от некогерентных  
событий, сопровождающихся развалом  $\alpha$ -частицы<sup>х</sup>).

х) В случае такого события, хотя бы одна из частиц-продуктов  
развала  $\alpha$ -частицы, может пройти через пропорциональный  
промежуток ( см. главу 2 , §1 ) и вызывает появление импуль-  
са, совпадающего по времени с импульсом запуска установки.

Такую мишень предполагается использовать как в опытах по  $\pi^-d$ -взаимодействию при малых  $|t|$ , так и для изучения когерентного взаимодействия пионов с ядрами атомов благородных газов (см. главу 3 этого раздела).

§ 2. Схема выделения когерентной  $\pi^-d \rightarrow \pi^-d$ -реакции

Было уже отмечено, что сечение когерентного упругого  $\pi^-d \rightarrow \pi^-d$ -рассеяния мало в указанном выше интервале передач  $|t|$  по сравнению с сечением некогерентных процессов. Поскольку  $d$ -частица имеет простейшие квантовые числа (спин 0, изоспин 0), и только виртуальные уровни возбуждения, то некогерентная ( $\pi^-d$ ) реакция сопровождается развалом  $d$ -частицы.

Измерение двух проекций трека частицы отдачи и ее полной энергии вместе с определением направления и величины импульса быстрой частицы позволяет надёжно выделить изучаемый процесс.

В качестве дополнительного критерия для идентификации частицы можно добавить результаты измерений ионизационных потерь энергии частицей отдачи<sup>х)</sup> вдоль ее траектории.

Детектором-мишенью, способным удовлетворить всем вышеперечисленным требованиям, является, по нашему мнению, дрейфовая пропорциональная камера  $\mathcal{D}PK$ , наполненная гелием.

---

х) Простейший способ идентификации частицы отдачи, состоящий в использовании соотношений "пробег-энергия", требует независимого определения полного пробега, т.е. измерения 3-х проекций трека, и энергии частицы отдачи. Его достоинство в том, что кинематические характеристики быстрой частицы не используются для идентификации частицы отдачи. При

При нормальном давлении необходимая плотность гелия обеспечивается его охлаждением (в объёме камеры) до низких температур, вплоть до величины порядка нескольких десятков градусов Кельвина.

Информация о параметрах частицы отдачи содержится в электрических импульсах, поступающих на систему кодирования. Эта информация будет использована при проведении экспериментов в режиме "он-лайн".

§ 3 Сравнение ионизационного метода регистрации частицы отдачи со сцинтилляционным методом, используемым в жидкогелиевом счётчике.

В жидкогелиевой мишени по амплитуде сцинтилляционной вспышки, вызванной прохождением через жидкий гелий частицы отдачи, определяется одна (и только одна) кинематическая характеристика частицы отдачи -- её энергия (см. часть ПА).

Идентификация события и выделение когерентных событий производится с использованием кинематических параметров (импульса и угла рассеяния) сыстрой частицы и информации об энергии частицы отдачи.

Энергетическое разрешение жидкогелиевого детектора определяется числом световых квантов, возникших при прохождении частицы отдачи через жидкий гелий, эффективностью трансформации света из ультрафиолетовой области к области чувствительности ФЭУ, эффективностью и однородностью светосбора, характеристиками ФЭУ и характеристиками системы измерения и кодирования сигнала.

В отличие от этого способа измерения энергий, при работе по ионизационному методу разрешение ионизационного прибора по энергии определяется, в первую очередь, числом собираемых электронов, стабильностью напряжений и характеристиками системы измерения и кодирования сигнала.

Поскольку число электронов ионизации, образовавшихся вдоль трека частицы отдачи, много больше числа световых квантов и поскольку прочие факторы, влияющие на разрешение прибора, при работе по ионизационному методу легче учесть и свести их влияние к минимуму, постольку ионизационный метод измерения энергии предпочтительнее перед сцинтилляционным. Действительно, ожидаемое разрешение по энергии альфа-частицы для жидкогогелиевого счётчика  $\sim 10\%$  для  $E_\alpha = 10$  Мэв, (см. часть II А), тогда как ионизационный метод может обеспечить разрешение  $\sim 1\%$  для  $E_\alpha = 10$  Мэв<sup>\*</sup>). Заметим, что плотность рабочего вещества в ионизационном приборе меньше, чем в жидкогогелиевом счётчике. Однако, охлаждая газ до низких температур и увеличивая длину камеры вдоль пучка, можно обеспечить необходимую скорость набора статистики (поскольку длина камеры не ограничена условиями эффективного светосбора), а разбивая камеру на отдельные секции — уменьшить эффективную ёмкость камеры, определяющую амплитуду выходного импульса.

Ниже описывается дрейфовая пропорциональная камера, являющаяся ионизационным прибором и предназначенная для определения энергии, пробега и пространственного положения трека частицы отдачи. Однако определение всех перечисленных характеристик частицы отдачи требует создания сложной и дорогостоящей

<sup>\*</sup> См., например, доклад Л.Б. Голованова, И.А. Голутвина и др. на Международной конференции по аппаратуре, Дубна, 1970 г.



Схема и  
системы кодирования информации. Поэтому при реализации проекта предполагается вначале ограничиться лишь измерением энергии частицы отдачи. Функции ДК на этом этапе: 1) мишень, 2) спектрометр энергии частицы отдачи, 3) элемент триггерной системы. Отбор событий в этом случае (в экспериментах, аналогичных описанным в части II А) будет производиться с использованием кинематических параметров быстрой частицы и информации об энергии частицы отдачи.

На следующем этапе предполагается развитие созданного прибора и превращение его в трековый детектор-спектрометр частицы отдачи, описанный ниже.

Г Л А В А 2

ПРИНЦИП РАБОТЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРЕЙФОВОЙ  
ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ  
РАБОЧЕГО ГАЗА

§ I. Схема дрейфовой пропорциональной камеры

На рис. I приведена схема дрейфовой пропорциональной камеры, состоящей из двух частей I и II<sup>х)</sup>. Каждая из них является, по существу, отдельной камерой и состоит из дрейфового промежутка AC (AC') и пропорционального промежутка CF (C'F').

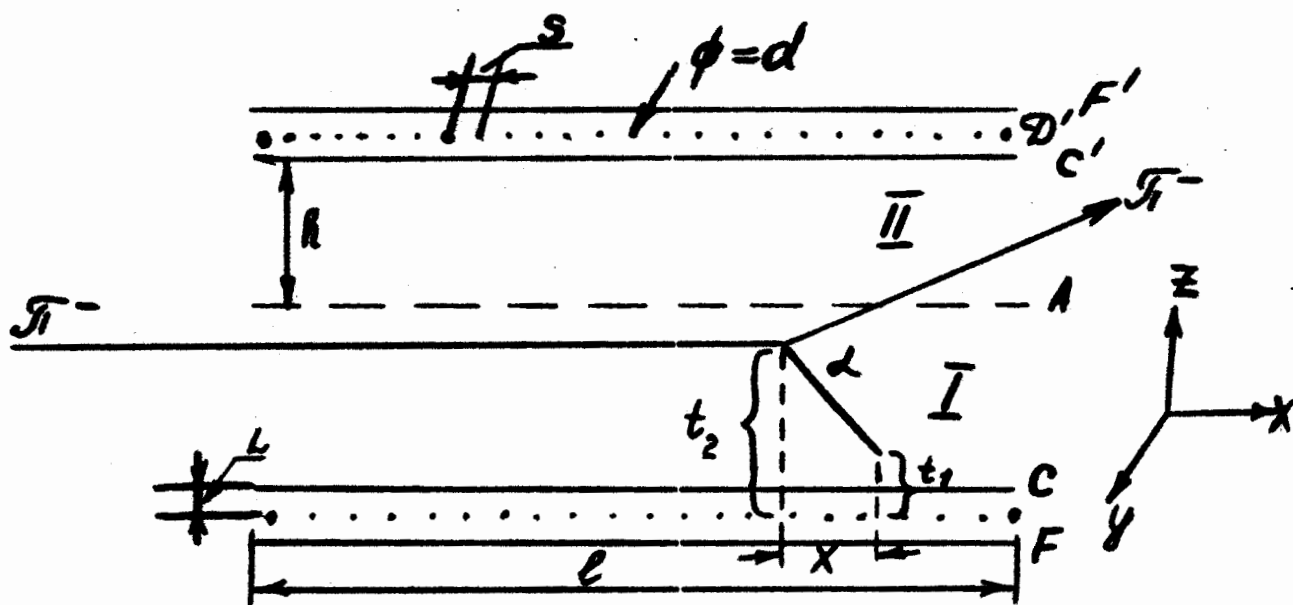


Рис. I.

х) Такая конструкция позволяет: во-первых, использовать меньшие дрейфовые напряжения, во-вторых, увеличить эффективность подавления запусков от событий с развалом ядра-мишени, и в-третьих, увеличить быстродействие камеры, — по сравнению с тем случаем, когда используется обычная камера с одним дрейфовым промежутком вдвое большим.

A — высоковольтный электрод, выполненный в виде металлической сетки, С — промежуточная сетка.

Электроны, образовавшиеся вдоль трека частицы отдачи, движутся под действием напряжения  $V_{\text{дрейф}}$ , приложенного к дрейфовому промежутку, со скоростью  $v_{\text{дрейф}}$  и проходят сетку С. Под действием напряжения  $V_0$ , приложенного к пропорциональному промежутку, у проволочек  $\varnothing$  (на которые проектируется трек) электроны, пришедшие из дрейфового промежутка, вызывают пропорциональный разряд. В результате, на каждой из упомянутых проволочек появляется импульс напряжения.

Координата  $X$  некоторой точки трека определяется по номеру сработавшей проволочки.

Координата  $Z$  той же точки определяется из соотношения

$$Z = \Delta t \cdot v_{\text{дрейф}}$$

где  $\Delta t = t_{\text{запуск}} - t_{\text{запуск}}$  — время подачи импульса запуска (начало отсчёта)  $t$  — время появления импульса.

Энергия  $\Delta E$ , оставленная частицей отдачи, пропорциональна числу электронов на участке трека  $\Delta \ell$ , проектирующемся на одну проволочку. Амплитуда импульса с отдельной проволочки пропорциональна ионизационным потерям энергии, а сумма амплитуд импульсов пропорциональна полной энергии частицы отдачи.

Поэтому импульсы, поступающие с проволочек, после усиления распределяются на три канала, в которых кодируется

номер  $i$ -ой проволочки, величина  $\Delta t$  для той же проволочки, и амплитуда импульса с неё. Эта информация затем посылается в ЭВМ и используется при обработке результатов эксперимента.

## § 2. Геометрические размеры камеры

При определении геометрических размеров камеры (длины, ширины, высоты дрейфового промежутка), а также плотности гелия мы исходили из следующих условий.

1)  $\alpha$  - частица с кинетической энергией

$$1 \leq T_{\alpha} \leq 50 \text{ (МэВ)}$$

должна полностью останавливаться в камере;

2) длина камеры и плотность гелия должны обеспечить требуемую скорость набора статистики и выполнение условия

$$T_{\alpha} \gg \Delta E_{max}.$$

где  $\Delta E_{max}$  - максимальная энергия, оставленная быстрой частицей в камере.

Учитывая, что камеру предполагается использовать и для изучения когерентной  $\pi^{-}\alpha \rightarrow \rho^{-}\alpha$  реакции <sup>xx)</sup>, геометрические размеры камеры:

длина:  $l = 100$  см

высота:  $h = 10$  см

ширина:  $2h = 20$  см

плотность газа:  $\rho = 4 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> (может варьироваться)<sup>x)</sup>.

x) При работе в интервале передач  $0.01 \leq 1/t \leq 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>  
плотность газа  $\rho \approx 5 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>, для интервала

$0.1 \leq 1/t \leq 0.25$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>  $\rho \approx 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>

xx) Сечение этой реакции порядка 50 барн (при  $P_{\pi} = 5$  ГэВ/с)  
и максимально при  $T_{\alpha} \sim 20$  МэВ.

Геометрические параметры пропорционального промежутка ( $L, S, d$ ), влияние которых на характеристики пропорциональной камеры рассмотрено Шарпаком /1/, были выбраны типичными для пропорциональных камер

$$L = 4 \text{ мм}, \quad S = 2 \text{ мм}, \quad d = 50 \mu$$

Внешний вид камеры схематически показан на рис.

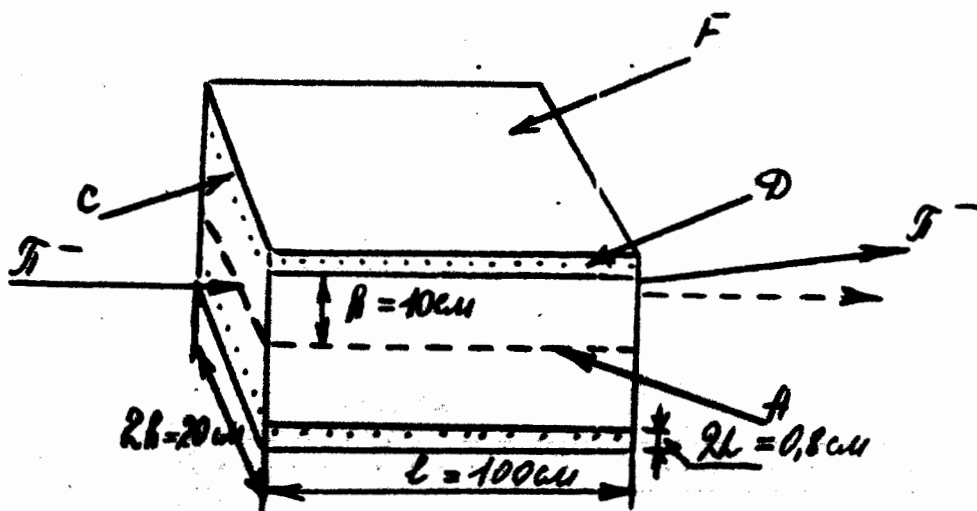


Рис.

### § 3. Оценка величины дрейфового напряжения

Величина дрейфового напряжения равна

$$V_{\text{дрейф}} = 270 \text{ кВ}, \quad \left( \text{при этом } v_{\text{дрейф}} = 1,2 \frac{\text{см}}{\mu \text{сек}} \right)$$

Оценка проведена с учётом следующих условий:

I) Во время дрейфа электронов в дрейфовом промежутке не должно быть неупругих столкновений электронов с атомами рабочего газа;

2) За время развития пропорционального разряда на отдельной проволочке положительные ионы, образовавшиеся вблизи нее, не должны заметно сдвигаться от этой проволочки.

Последнее условие необходимо для того, чтобы свести к минимуму влияние величины угла наклона трека к плоскости ОХУ на амплитуду выходного импульса ( см. § 5 ). Если отказаться от измерения энергии частицы отдачи, то последнее условие можно отбросить, и работать при гораздо меньших дрейфовых напряжениях, однако, в этом случае максимальное время собирания заряда со всего трека увеличится.

#### § 4 Оценка величины рабочего напряжения $V_0$ на пропорциональном промежутке

Величина рабочего напряжения на пропорциональном промежутке зависит от параметров камеры  $h$ ,  $S$ ,  $d$ , рода рабочего газа и его плотности.

В качестве рабочего газа выбран химически чистый гелий. Требуемая плотность его ( см. § 2 этой главы ) обеспечивается охлаждением газа до низких температур. ( Например, для  $\rho = 4 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> температура газа должна быть  $\sim 15^\circ\text{K}$  ).

Поскольку процессы, происходящие вблизи проволочки в пропорциональной камере и в обыкновенном цилиндрическом пропорциональном счётчике одни и те же, то оценивая величину  $V_0$  мы можем использовать результаты теории цилиндрического пропорционального счётчика.

При параметрах камеры, указанных в § 2 и заданном коэффициенте

газового усиления  $K=50$ , получаем:  $V_0 \approx 5,3 \text{ кВ}$   
 (точность оценки  $\approx 30\%$ )

Допустимая нестабильность  $\frac{\Delta V}{V_0}$  источника питания  $\frac{\Delta V}{V_0} \leq 0,1\%$ ,  
 при допустимой нестабильности  $\frac{\Delta K}{K}$  величины  $K \frac{\Delta K}{K} \approx 1\%$   
 (эти условия обеспечивают измерение энергии частицы отдачи  
 с точностью не хуже 5%. Такая точность необходима для того,  
 чтобы с помощью соотношений "пробег-энергия" разделить ядра  
 $\text{He}^4$  и  $\text{He}^3$ .)

### § 5. Форма и величина выходного импульса

Пусть  $\alpha$  - частица отдачи возникает в когерентной  
 $\pi^- d \rightarrow \rho^- \alpha$  реакции при импульсе пиона 5 Гэв/с. В этом слу-  
 чае в интервале энергий  $10 \leq T_\alpha \leq 30 \text{ (Мев)}$  угол  
 вылета  $\alpha$  - частицы отдачи практически не зависит от ее  
 энергии и равен примерно  $73^\circ$ . Вследствие этого, трек части-  
 цы отдачи лежит на поверхности конуса с углом между осью и  
 образующей равным  $\theta_\alpha \approx 73^\circ$ . Осью конуса является направле-  
 ние вектора импульса падающего  $\pi^-$  мезона (которое перпен-  
 дикулярно собирающим проволочкам), а вершина конуса находит-  
 ся в точке, в которой произошла реакция.

Очевидно, что на одну отдельную проволочку собираются  
 электроны с участка трека длиной  $\Delta l = \frac{S}{\cos \theta_\alpha}$ , где  $S$  - шаг  
 катушки собирающих проволочек, и величина  $\Delta l$  не зависит  
 от угла наклона трека и плоскости собирающих проволочек  
 (т.е. число электронов, собираемых на отдельную проволочку,  
 не зависит от упомянутого угла). Однако если постоянная  
 времени  $\mathcal{R} \tau_0$  цепочки на выходе проволочки сравнима с

величиной  $\Delta T$ , ( которая определена ниже) и с величиной  $\tau_+$  - временем дрейфа положительных ионов от проволочки до некоторого, большого по сравнению с ее диаметром, расстояния  $r_k$ , то амплитуда импульса может зависеть от величины  $\Delta T$  ( величина  $\Delta T$  есть разность между временами собирания электронов с начала и конца рассматриваемого участка трека  $\Delta \ell$  ) поскольку электроны, собирающиеся на проволочку, " размазаны" во времени. Надлежащим выбором дрейфового напряжения этот эффект можно сделать достаточно малым и пренебречь им.

Максимальная амплитуда импульса с проволочки оценивается как

$$V_{max} \sim \frac{enK}{C_0} \quad , \text{ где}$$

$n$  - число электронов, собираемых на одну проволочку,  $K$  - коэффициент газового усиления,  $C_0$  - ёмкость проволочки по отношению к "земле". Для выбранных выше параметров камеры и энергии  $\alpha$  - частицы 20 Mev  $n \sim 4 \cdot 10^4$  электронов. Полагая  $C_0 \sim 5 \text{ пф}$  и  $K = 50$  получаем:

$$V_{max} \sim 70 \text{ мв.}$$

форма импульса ( при  $\Delta T = 0$  ) описывается функцией

$$V(t) = V_{max} \cdot C \left\{ \ln \left( \frac{t}{\tau} + 1 \right) + \frac{t}{RC_0} \right\} e^{-\frac{t+\tau}{RC_0}}$$

где  $\tau$  - характерное время дрейфа положительных ионов,  $C$  - характеристика камеры, зависящая от её геометрии. При  $\Delta T \neq 0$  форма импульса изменяется. Длительность фронта импульса при  $RC_0 \sim 1 \mu\text{сек.}$  и  $\Delta T = 0$  ожидается порядка  $0,2 \mu\text{сек.}$ , при  $\Delta T = \Delta T_{max} \sim 0,5 \mu\text{сек.}$  - порядка  $0,5 \mu\text{сек.}$



На амплитуду выходного импульса могут влиять процессы рекомбинации электронов в колонке и "прилипание" электронов к атомам гелия с образованием ионов  $He^-$ . Однако эти эффекты малы и ими можно пренебречь.

На точность измерения энергии частицы отдачи влияет также (помимо упомянутых факторов) и зависимость коэффициента газового усиления от величины начальной ионизации, появляющаяся вследствие искажения внешнего поля полем заряда положительных ионов вблизи проволоки. Однако в нашем случае этим эффектам можно пренебречь, поскольку заряд положительных ионов мал по сравнению с зарядом проволоки. (Действительно, линейная плотность заряда проволоки оценивается

$$\text{величиной } Q_{\text{пров.}} = V\tilde{C} = \frac{5 \cdot 10^3 \cdot 6 \cdot 10^{-2}}{300} \left( \frac{\text{сГсЕФ}}{\text{см}} \right) \approx 1,0 \left( \frac{\text{сГсЕФ}}{\text{см}} \right),$$

(где  $\tilde{C}$  - межэлектродная емкость, см. , а линейная

плотность заряда положительных ионов вблизи проволоки

равна  $q_+ \sim \frac{e_{\text{ПК}}}{e}$  , (где  $e$  порядка ширины трека)

$e \sim 0,2$  см (§ 6) , т.е.

$$q_+ \sim \frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 17 \cdot 10^5}{0,2} \left( \frac{\text{сГсЕФ}}{\text{см}} \right) \approx 4 \cdot 10^{-3} \left( \frac{\text{сГсЕФ}}{\text{см}} \right)$$

Таким образом,

$$Q_{\text{пров.}} \gg q_+$$

### § 6. Ожидаемая точность определения кинематических характеристик частицы отдачи

а) Точность определения величины  $X$  - проекции трека частицы отдачи определяется шагом намотки  $S$  и её можно оценить величиной  $\Delta X \sim S = 2 \text{ мм}$ .

импульса на проволочке электрода  $\Phi$  сопровождается появлением на электроде  $C$  или  $F$  (вблизи места разряда) импульса противоположной полярности (см. 1, 2, 4). По существу такое же явление использовалось и в работе / 4 / для определения двух координат точки прохождения частицы сквозь пропорциональную камеру. При этом электрод (например,  $F$ ) представляет собой ряд проволочек, натянутых перпендикулярно основному. Точность определения второй координаты сравнима с точностью определения  $X$  - координаты, однако, амплитуда индуцированного импульса на порядок меньше, чем основного.

Учитывая достоинства трехкоординатной камеры (см. примечание к § 2 главы 1) представляется целесообразным экспериментально исследовать возможности измерения 3-й координаты, и если они имеются, то реализовать их.

### § 8. Точность измерения в трехкоординатной камере угла вылета частицы отдачи

Как упоминалось выше, точность определения  $X$  - проекции ( $x$  и  $y$  - проекции) трека частицы отдачи определяется величиной  $S$  - расстоянием между собирающими проволочками ( $x$  и  $y$  - проекциями) и расстоянием  $S'$  между проволочками, с помощью которых определяется  $y$  - проекция трека). Точность определения величины  $Z$  - проекции трека определяется величиной  $\bar{z}$ , характеризующей расплывание "изображения" трека вследствие диффузии электронов.

При выбранном выше режиме работы камеры  $\Delta X \sim \Delta y \sim \Delta Z \sim 2$  мм.

Считая  $\Delta y \sim \Delta z$ , оценим точность определения угла  $\theta_\alpha$  в "трехкоординатной" камере. Имеем следующие соотношения:

$$\operatorname{tg} \theta_\alpha = \frac{R \sin \theta_\alpha}{R \cos \theta_\alpha} = \frac{\sqrt{y^2 + z^2}}{x} = 4$$

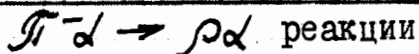
Тогда  $\delta \varphi = \frac{\delta \theta_\alpha}{\cos^2 \theta_\alpha} = \frac{\Delta X}{R \cos^2 \theta_\alpha}$  (при  $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z$ )

Отсюда:  $\delta \theta_\alpha = \frac{\Delta X}{R}$

При  $R \approx 8,8 \text{ см}$  и  $\Delta X \sim 0,2 \text{ см}$ ;  
 $\delta \theta_\alpha \sim 1^\circ \sim 0,05^\circ$

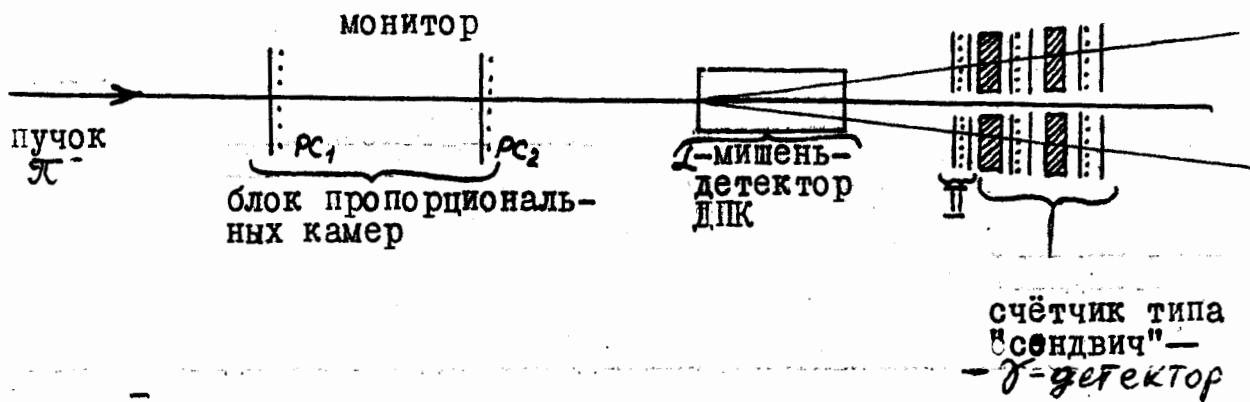
**Глава 3. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЙ ДРЕЙФОВОЙ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ РЕАКЦИЙ С ЛЁГКИМИ ЯДРАМИ ГЕЛИЯ И ЯДРАМИ АТОМОВ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ.**

**§ 1** Схема установки для изучения неупругой когерентной



Как уже отмечалось для проверки модели векторной доминантности (V.D.M.) и реакции когерентного рождения (например,  $\pi^- + \text{ядро} \rightarrow \rho^- \text{ядро}$ ) наиболее удобной частицей-мишенью является ядро гелия (см. вводную часть). Изучение этой реакции мы предлагаем осуществить с помощью описанной в главе 2 дрейфовой пропорциональной камеры.

Схема установки представляется следующей.



Блок II предназначен для определения направления вектора импульса  $\pi^-$ -мезона, продукта распада  $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ ; счётчик типа "сэндвич" - для регистрации фотонов распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и определения вектора импульса  $\pi^0$ -мезона по координатам

"головок" ливней (вызванных фотонами в свинцовом конверторе), которые измерятся с помощью искровых камер  $SC$ , и <sup>(по)</sup> величине

$E_\gamma$ -сигнала ~~в искровых камерах~~  $SC$  в  $\gamma$ -детекторе.

Запуск установки осуществляется по следующей схеме:

1. Был сигнал от монитора
2. Не было незапаздывающего сигнала от мишени-детектора, соответствующего развалу  $\alpha$  - частицы
3. В правой (левой) части установки был сигнал от пропорциональной камеры (зарегистрирован один трек от  $\mathcal{F}$ -мезона, продукта распада  $\rho^- \rightarrow \mathcal{F}^- \mathcal{F}^0$ )
4. В левой (правой) части установки не было сигнала от пропорциональной камеры
5. В правой (левой) части установки, в счётчике типа "сэндвич" ~~от пропорциональной камеры~~, суммарная амплитуда  $E_{\gamma}$ -сигнала ~~от пропорциональной камеры~~ меньше заданной
6. В левой (правой) части установки суммарная амплитуда  $E_{\gamma}$ -сигнала ~~от пропорциональной камеры~~ больше заданной.

Таким образом, запуск установки происходит лишь в том случае, когда из мишени вылетает одна заряженная частица и два (или более)  $\mathcal{F}$  - кванта.

ФОН. Ожидается, что ложные запуски в основном будут вызваны некогерентными  $\mathcal{F}\alpha \rightarrow \rho A_1 A_2 \dots$  реакциями, идущими с развалом  $\alpha$  - частицы, поскольку стоящая за мишенью-детектором аппаратура не загружается прямым пучком. Сечение таких процессов можно оценить по формуле  $\sigma_{\text{некогер.}} \approx \sigma_{\text{free}} \cdot A$  161, где

$A$  - число нуклонов в ядре,  $\sigma_{\text{free}}$  - полное сечение реакции  $\mathcal{F}N \rightarrow \rho N$  на свободном нуклоне.

$$\sigma_{free} \approx \sigma_{\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p} \approx \sigma_{\pi^+ n \rightarrow \rho^+ n} \sim 0,5 \text{ мбарн.};$$

$$\text{и } \sigma_{некогер.} \approx 2 \text{ мбарн}$$

Число "ложных" запусков  $N_{ложн.} \sim \sigma_{некогер.};$

и число "истинных" запусков, соответствующих когерентной  $\pi^+ d \rightarrow \rho^+ d$  реакции равно  $N_{ист.} \sim \sigma_{ког.};$  причём

$$\frac{N_{ложн.}}{N_{ист.}} = \frac{\sigma_{некогер.}}{\sigma_{ког.}} \sim \frac{2 \text{ мбарн.}}{50 \cdot 10^{-3} \text{ мбарн.}} = 40.$$

При выбранных выше параметрах камеры и интенсивности

$10^4 \text{ П /цикл}$   $N_{цикл} \sim 10 \text{ соб/час}$ . Тогда число запусков, соответ-

ствующих некогерентному рождению  $\rho$ -мезона, порядка

$$N_{ложн.} \sim 400 \text{ соб/час} \sim 1 + 2 \text{ соб/цикл.}$$

Таким образом, ожидается, что число запусков будет небольшим.

## § 2. Схема идентификации когерентной

### $\pi^+ d \rightarrow \rho^+ d$ реакции

Кинематика реакции в лабораторной системе при энергии падающих пионов  $P_{\pi} = 5 \text{ Гэв}$  и энергии  $d$ -частицы отдачи  $20 \text{ Мэв}$  такова :

Угол вылета  $d$ -частицы отдачи

$$\theta_d \approx 73^\circ$$

Угол вылета  $\rho^+$ -мезона

$$\theta_{\rho} \approx 4,1^\circ$$

Максимальный угол вылета распадного

$\pi^+$ -мезона

$$\theta_{\pi} \approx 27,8^\circ + \theta_{\rho}$$

Импульс падающего  $\pi^+$ -мезона

$$P_{\pi} \approx 5,00 \text{ Гэв/с}$$

Импульс  $\rho^-$  - мезона

$$P_{\rho} \approx 4.92 \text{ Гэв/с}$$

Энергия  $\alpha$  - частицы отдачи

$$T_{\alpha} = 20 \text{ Мэв}$$

Все углы определяются по отношению к направлению падающего пучка.

Выделение когерентной  $\pi^{-}\alpha \rightarrow \rho^{-}\alpha$  реакции производится по кинематике этой реакции.

На установке измеряются ( для надёжного выделения когерентных событий на фоне большого пика некогерентных  $\pi\alpha$  реакций) следующие кинематические параметры:

1. Импульс и направление вектора импульса первичного  $\pi$ -мезона.
2. Вектор импульса  $\alpha$  - частицы отдачи.
3. Направление вектора импульса заряженного пиона - продукта распада  $\rho^-$ - мезона.
4. Вектор импульса нейтрального пиона - продукта распада  $\rho^-$ - мезона.

§ 3. Точность определения переданного 4 -импульса и эффективной массы пионной системы только при помощи 3-х координатной камеры "ДПК"

Положим, что импульсы начального пучка известны с точностью  $\sim 1\%$ , а энергия частицы отдачи определяется с точностью  $\sim 5\%$ . Импульс начального пучка 5 Гэв/с, энергия  $\alpha$  - частицы отдачи 20 Мэв. Тогда в реакции  $\pi^{-}\alpha \rightarrow \rho^{-}\alpha$  угол вылета  $\alpha$  - частицы  $\theta_{\alpha} \approx 73^{\circ}$ .

Учитывая, что  $M_\alpha \gg T_\alpha$ ,  $P_\pi \gg m_\pi$ ,  $P_\rho \gg m_\rho$   
 ( где  $P_\pi$  - импульс падающего пиона,  $P_\rho$  - импульс  
 $\rho$  - мезона,  $m_\pi$  и  $m_\rho$  соответственно массы  $\pi$  и  $\rho$  -ме-  
 зонов) получаем из закона сохранения 4 - импульса следующее  
 соотношение:

$$m_\rho^2 \approx m_\pi^2 - 2T_\alpha (P_\alpha + M_\alpha) + 2P_\pi \sqrt{2M_\alpha T_\alpha} \cos \theta_\alpha$$

Отсюда  $\langle \delta m_\rho \rangle = \sqrt{\left(\frac{\partial m_\rho}{\partial x_i}\right)^2 \delta x_i^2}$

, где

$$x_1 = T_\alpha, \quad x_2 = \theta_\alpha, \quad x_3 = P_\pi$$

Подставляя численные значения, получаем:

$$\frac{\partial m_\rho}{\partial T_\alpha} \delta T_\alpha \sim 8 \text{ МэВ}$$

$$\frac{\partial m_\rho}{\partial \theta_\alpha} \delta \theta_\alpha \sim 48 \text{ МэВ} \quad \text{т.е.} \quad \langle \delta m_\rho \rangle \sim 50 \text{ МэВ}$$

$$\frac{\partial m_\rho}{\partial P_\pi} \delta P_\pi \sim 7 \text{ МэВ}$$

Энергия частицы отдачи связана с квадратом переданного  
 4-импульса соотношением

$$T_\alpha \approx \frac{1 \pm 1}{2 M_\alpha}$$

Следовательно, точность измерения величины  $1 \pm 1$  также  $\sim 5\%$ .

Как видно, при использовании одного лишь детектора  
 частицы отдачи ( прибора "ДПК") обеспечивается точность  
 определения эффективной массы порядка собственной ширины  
 $\rho$  - мезона. Эта точность может быть обеспечена вплоть до  
 энергии  $\sim 50$  ГэВ, если при таких энергиях иметь достижимую  
 точность определения импульса первичной частицы  $\frac{\Delta P}{P} \sim 0.3\%$ .

При самых больших энергиях ( $\sim 50$  ГэВ) использование  
 результатов измерения кинематических характеристик продуктов



распада  $\rho$  - мезона, очевидно, существенно не улучшит точность определения величин  $m_{\text{эфф}}^2$  и  $|t|$ .

Информация о продуктах распада  $\rho$  - мезона используется при этом для идентификации реакции и измерения угловых корреляций (которые вызваны тем обстоятельством, что  $\rho$  - мезон, рождающийся в  $\mathbb{P}^{-2} \rightarrow \rho \alpha$  реакции, поляризован).

§ 4. Функции дрейфовой пропорциональной камеры в опытах по изучению когерентных взаимодействий пионов с другими ядрами

4а) Реакции пионов с легкими ядрами

Важность исследования когерентных взаимодействий пионов с легкими ядрами,  $\text{H}^1$ ,  $\text{D}^2$ ,  $\text{T}^3$ ,  $\text{He}^3$  \*) была подчеркнута во вводной части. Описанная в главе 2-й камера ДПК позволила бы определить все кинематические характеристики частицы отдачи и надёжно идентифицировать её, и потому представляется наиболее удобным прибором для проведения таких опытов. Функции мишени-детектора остаются теми же, что и в опытах по упругому когерентному рассеянию ( см. гл. 1 § 3 ).

4б) Реакции пионов с ядрами ( $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Xe}$ ,  $\text{Kr}$ ) атомов благородных газов

Кроме исследования когерентных реакций пионов с легкими ядрами во вводной части была отмечена необходимость постановки и проведения опытов по изучению когерентных реакций с тяжелыми

ядрами типа ядер  $Ne$ ,  $Ar$ ,  $Xe$ ,  $Kr$  и других. Поскольку энергия ядра отдачи, а соответственно, и пробег, малы, то определить все кинематические характеристики этих ядер затруднительно. Однако, в этом случае можно использовать описанный в главе 2 прибор для дискриминации некогерентных событий, сопровождающихся развалом ядра либо большим энерговыделением в точке взаимодействия. ( При этом события с возбуждением ядра не дискриминируются).

При этом функции мишени-детектора изменяются, и заключаются в следующем: если был развал ядра мишени, то как правило вырабатывается ( " без дрейфового запаздывания") импульс запрета на запуск установки <sup>х)</sup>. Если не было развала ядра и большого энерговыделения в точке взаимодействия, то определяются координаты точки взаимодействия.

Очевидно, что в такого рода опытах необходимо спектрометрирование быстрой частицы. Мишень-детектор может обеспечить отбор упругих событий, а идентификация реакции и определение переданного  $q$  - импульса производится обычными способами

х) См. примечание на стр. 74.

*Королев*  
*А. Голуб*  
*В. Лагу*  
*М. С. Минин*  
*С. С. Минин*  
*М. С. Минин*

Л И Т Е Р А Т У Р А

к в в о д н о й ч а с т и и к ч а с т я м I и П А

1. а) В.А.Никитин, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов. Вопросы физики элементарных частиц, т.5, 609 (1965). Изд. АН Арм.ССР, г.Ереван.  
б) S.J.Lindenbaum, Review Report, Oxford Intern.Conference on Element. Part.(1965).See also:Phys.Rev.Lett.19,193,(1967)  
в) Л.Н.Струнов. Международная школа по физике высоких энергий, 639, Попрадское Плесо, ЧССР (1967), см.также автореферат диссертации I-5010 (Дубна,1970)
2. а) Н.Bethe, Ann. of Phys., 3, 190 (1958).  
б) M.P.Locher. CERN Preprint 67/859/5-TH799  
в)G.B.West and D.R.Yennie. Preprint "On Coulomb Interference in High Energy Scatt."Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University, Ithaca, New York.  
д) L.D.Soloviev, CERN 68-7,February 29,1967.  
  
е) Л.Д.Соловьев, А.В.Щелкачев. ЯФ, 8, 540 (1968)  
Препринт ОИЯИ P2-457I (1969)
3. J.Formanek, J.Trefil Nucl. Phys., B3, 155 (1967)
4. R.I.Glauber, High Energy Collision Theory Lectures in theoretical physics (Interscience Publishers, 1959)
5. H.Palevsky, J.S.Friedes, R.J.Sutter, G.W.Bennett,G.J.Igo, W.D.Simpson, G.S.Phillips, N.S.Wall, D.M.Corley, R.L.Stearns and B.Fottshalk, PRL 18, 1200 (1967).

6. См. материалы XIV Международной конференции по физике высоких энергий в Вене (1968 г.) Раппортерский доклад Г. Беллеттини.
7. a) V. Franco and R. J. Glauber. Phys. Rev. 156, 1685 (1965)  
Phys. Rev. 142, 1195 (1966).  
b) W. Czyż and L. Leśniak. Phys. Lett. 24B, 227 (1967).  
c) R. H. Bassel and C. W. Wilkin, PRL 18, 871 (1967).
8. E. Kujawski, David Sacha and J. S. Trefil PRL 21, 583 (1968)
9. Школа в Герцег-Нови ( Югославия) по физике высоких энергий (1969 год) Лекции Бертолки.
10. H. Alvensleben, H. Becker et al. DESY 70/6
11. a) В. М. Шехтер. Теоретическая физика и физика элементарных частиц ИНИ АН СССР Москва (1965) стр. 93  
б) Р. М. Рындин "Письма ЖЭТФ" 12 № 6 329 (1970).
12. Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений. ГИФМЛ (1958).
13. В. Гейзенберг. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц. Изд. МИР. Москва, 1968 г., стр. 23.
14. А. Эйнштейн. "Геометрия и опыт" Петроград, 1923.
15. Д. И. Блохинцев. УФН т. 89, вып. 2, 185 (1966)
16. А. А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И. Т. Тодоров. УФН т. 88 вып. 1, 51.
17. См., например, раппортерский доклад А. Н. Тавхелидзе на XV Международной конференции по физике элементарных частиц и приведенные там ссылки. Киев (1970)

18. a) M.D.Goldberger. Relations de Dispersion et Particules Elementaires. Herman. Paris (1960).  
b) G.Höhler, G.Ebel, Y.Gisecke Z.Physik, 180, 430 (1964).  
c) V.S .Barashenkov. Phys. Lett., 19, 699 (1966) Fortschr.  
d. Phys. 14, 741-769 (1966)
19. A.A.Logunov, L.D.Soloviev, A.N.Favhelidze. Phys.Lett. 24B, 181 (1967)
20. D.C.Вернов. ТМФ ( т.1, 1970 г.)
21. См., например, раппортерский доклад Моррисона на XV Международной конференции в Киеве (1970).
22. V.Baluni, Yu.S.Vernov. EFI-TF-6 (Erevan.1970)"Sum Rule for Ratio of the  $\pi^-p$  and  $\pi^+p$  Forward Scattering Amplitudes"
23. S.Frautschi, O.Kofoed-Hansen, R.Margošis. Preprint CERN TH-936.
24. В.Н.Грибов. ЖЭТФ 53, 654 (1967)
25. К.А.Тер-Мартirosян. Препринт ИТЭФ № 693 (1969)
26. a) L.Stodolski, Phys.Rev. 144, N4, 1145 (1966).  
b) M.Ross and L.Stodolski, Phys.Rev. 149, (1966) 1172.
27. М.И.Подгорецкий, В.Г.Гришин. ЯФ т.8, в.2, стр.379 (1968)
28. а) Г.Г.Воробьев, Н.Н.Говорун, И.А.Голутвин, Ю.В.Заневский, И.М.Иванченко, С.С.Кирилов, Ю.Т.Киришин, Д.Киселевска, Е.В.Лазутин, Р.Ляйсте, Т.С.Нигманов, Б.Ничипорук, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, В.П.Пугачевич, В.Д.Рябцов, И.М.Ситник, Д.А.Смолин, Л.Н.Струнов, Э.Н.Цыганов.  
Препринт ОИЯИ РІ-4445, Дубна, 1969 г.

- в) I.M.Ivanchenko, I.A.Golutvin, N.N.Govozun, S.S.Kirilov, Yu.T.Kityushin, D.Kiselevska, E.V.Lazutin, R.Lyajste, B.Nichiporuk, T.S.Nigmanov, A.A.Nomofilov, N.M.Piskunov, V.P.Pugachevich, V.D.Byabtsov, I.M.Sitnik, D.A.Smolin, L.N.Strunov, E.N.Tsygenov, G.G.Vorobyov, Yu.V.Zanevsky, Report N411 on the Lund.Intern.Conf. on Element.Part.

(1969)

См.рапортерский доклад. Dilella p. 151-153 in (1969)

Proceeding of the Lund Intern.Conf. Editor G.Von Dardel

- с) Г.Г.Воробьев, Н.Н.Говорун, И.М.Иванченко, С.С.Кирилов, Р.Ляйсте, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, И.М.Ситник, Л.Н.Струнов, В.И.Шаров " Исследование вещественной части амплитуды  $\Pi$ -р рассеяния при энергиях 1,95, 2.44, 4.17 и 5.65 Гэв/с". Доклад № 18 (1a) на XV Международной конференции по физике элементарных частиц, Киев 1970. См. так же рапортерский доклад АЛЛАБИ на Киевской конференции.

29. А.А.Номофилов, И.М.Ситник, Л.А.Слепец, Л.Н.Струнов.

- а) Доклад на Международной конференции в Стони-Брук (сентябрь 1969 год ).

- б) Доклад 16 (1a) на киевской конференции (1970)

"Elastic  $\Pi\alpha$  - Scattering at 3.48 and 6.13 Gev/c"

30. А.А.Борисов, А.Р.Бугорский, Ю.В.Бушнин, А.А.Деревчинов, А.Ф.Дунайцев, В.Д.Зильченков, Ю.А.Матуленко, А.П.Мешанин, Ю.В.Михайлов, С.Б.Нурушев, В.А.Сенько, Е.В.Смирнов, В.В.Сиксин, Л.Ф.Соловьёв, В.В.Соловьянов.

Доклад на ICINER , Дубна, 1970.

Л И Т Е Р А Т У Р А

к части ПБ

1. G.Charpak. Nucl.Instr. & Meth. 80, N1 1970.
2. "Искровые камеры" Дубна 1969 год. Труды Международной конференции по искровым камерам, стр. 257, 275.
3. В.Векслер, Л.Грошев, Б.Исаев. "Ионизационные методы исследования излучений" Госиздат, Москва, 1949.
4. IEEE Trans.Nucl.Sci. 17, N3, 43, 1970.
5. Р.М.Рындин " Письма ЖЭТФ" 12, № 6, 329 (1970)
6. L.Stodolski, Phys.Rev. 144, N4, 1145 (1966)
7. Доклад I6 (Ia) на Киевской конференции (1970 г.)  
"Elastic ~~Scattering~~ Scattering at 3,48 and 6,13 Gev/c"