


СЗУ6а +СЗУ66е

К-821

771/76

Кривохижин В.  и др.

Б2-1-9414.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б2-1-9414

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19

76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Сотрудничество: Берлин-Будапешт-Дубна-Москва-Прага-Серпухов-
София-Тбилиси.

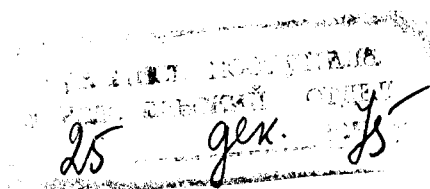
БЭ-1-9414

В.Г.Кривохижин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов, И.А.Савин, В.Д.Кекелидзе,
Г.Айхнер, А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баладин, В.К.Бирулёв,
В.И.Генчев, И.М.Гешков, В.М.Горшков, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гусь-
ков, И.М.Иванченко, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, В.В.Кухтин, А.Н.Мак-
симов, И.Манно, А.Н.Морозов, М.Новак, А.В.Позе, Х.-Э.Рызек, А.Е.Сен-
нер, Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов, Г.Г.Тахтамышев.

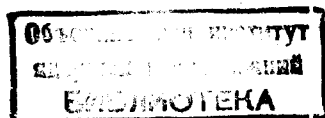
ПОИСК ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

(Предложение эксперимента на ускорителе ИФВЭ ГКИАЭ)

Депонированное сообщение ОИЯИ



г.Дубна, 1975 г.



А Н Н О Т А Ц И Я .

Предлагается осуществить поиск очарованных мезонов и барионов, имеющих малую ширину распада, соответственно по каналам:

$$M^{\pm} \rightarrow K_S^0 + \pi^{\pm}, M^0 \rightarrow K_S^0 + \pi^+ + \pi^-, M^{\pm} \rightarrow K_S^0 + K^{\pm}, M^{\pm} \rightarrow K_S^0 + M^{\pm} + \nu$$

с массой до 2,5 Гэв/с² и по каналам $V^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+, V^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^-,$
 $V^+ \rightarrow K_S^0 + p, V^+ \rightarrow \Lambda^0 + M^+ + \nu$ с массой до 3,5 Гэв/с².

Эксперимент предлагается провести на серпуховском ускорителе с помощью установки БИС ОИЯИ, действующей на пучке нейтральных частиц 4Н, в два этапа:

1. С помощью установки в существующей конфигурации достигнуть уровня $\sigma R \approx 10^{-31} \text{ см}^2$, где σ - сечение генерации искомым частиц, а R - доля их распадов по регистрируемым каналам;

2. С помощью модернизированной установки БИС достигнуть уровня $\sigma R < 10^{-32} \text{ см}^2$.

I. Теоретические предсказания для свойств искомых частиц и имеющиеся экспериментальные данные.

Целью предлагаемого эксперимента является поиск частиц с неравным нулю новым квантовым числом C , называемым "очарование". Актуальность этой задачи усилилась после открытия \mathcal{J} или Ψ -частиц^{/1,2/} в связи с предположением, что они являются представителями семейства очарованных векторных мезонов с величиной очарования $C=0$. Такая интерпретация Ψ -частиц не только значительно увеличивает интерес к поискам частиц с $C \neq 0$, но и заметно сужает интервал ожидаемых значений их масс.

Настоящее предложение базируется на предсказаниях гипотезы, исходящей из представления о 4-х типах кварков^{/3-5/}, четвертый из которых является носителем нового квантового числа и имеет $C=1$. Эта гипотеза находится в хорошем согласии с недавно обнаруженными нейтральными токами и популярна.

Как известно, мезоны в кварковом представлении являются связанными системами кварков и антикварков. Если существует четвертый кварк - носитель нового квантового числа очарования (C^*), то должны существовать триплеты векторных и псевдоскалярных мезонов с $C = \mp 1$, а также векторный и псевдоскалярный синглеты с $C=0$.

Кварковый состав, основные квантовые числа и обозначения очарованных псевдоскалярных мезонов с $C \neq 0$ приведены в таблице I^{/9/}. Соответствующие векторные мезоны обозначаются D^{*+} , D^{*0} , F^{*+} и т.д. Совокупность очарованных мезонов обозначается ниже как M_C .

^{*}) Квантовые числа C - кварка: $Q = +2/3$, $I = 0$, $S = 0$, $C = +1$.

В таблице II приведены обозначения, кварковый состав, изотопический спин и странность очарованных барионов с $C=1$. Их совокупность обозначается ниже как B_c .

Если частицу $\Psi(3,1)$ отождествить с векторным мезоном кваркового состава $c\bar{c}$, то, пользуясь феноменологическими массовыми формулами, можно оценить массу мезонов с $C=\pm 1$. Для D -мезонов получаются значения массы в интервале $(1,8+2,2)$ ГэВ/с².

F -мезоны несколько тяжелее D -мезонов. Векторные мезоны тяжелее псевдоскалярных.

Если не привязывать массу очарованных мезонов к массе частицы

$\Psi(3,1)$, то возможно ожидать как меньшие, так и большие значения их масс.

Для очарованных барионов с одним C -кварком ($C=+1$) возможны значения масс, начиная от $\approx 2,1$ ГэВ/с².

Теория исходит из того, что очарование сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых.

Поэтому частицы с $C \neq 0$ должны рождаться ассоциативно. В частности, мезоны M_c должны рождаться либо парами $M_c + \bar{M}_c$, либо в паре с барионом: $\bar{M}_c + B_c$. Таким образом, выше порога этого процесса количество \bar{M}_c больше количества M_c , (аналогично преимущественному рождению K -мезонов по сравнению с \bar{K}). Следствием ассоциативного рождения очарованных частиц являются относительно высокие энергетические пороги их рождения. Например, при массе мезона M_c равной $2,2$ ГэВ/с² порог рождения пары $M_c + \bar{M}_c$ в нуклон-нуклонном столкновении равен около 20 ГэВ.

По аналогии с ассоциативным рождением странных частиц можно ожидать быстрый рост сечения генерации очарованных частиц с ростом энергии взаимодействия. Теоретические оценки сечения генерации

очарованных мезонов весьма неопределенны (от 10^{-28} см² и ниже). Интуитивные оценки этих сечений можно сделать на основе аналогии между очарованными и странными мезонами. Сечение рождения φ -мезона (состав $S\bar{S}$) меньше сечения рождения странного векторного мезона K^* (состав $P\bar{S}$ или $n\bar{S}$); сечение рождения мезонов со странным кварком меньше, чем для мезонов, составленных из p - и n -кварков; сечение рождения векторных мезонов меньше, чем сечение рождения соответствующих псевдоскалярных мезонов. Поэтому можно ожидать, что сечения рождения очарованных мезонов будут удовлетворять неравенствам:

$$\sigma(D) > \sigma(D^*) > \sigma(F^*) > \sigma(\Psi(3,1))$$

Сечение генерации $\Psi(3,1)$ в pp -столкновениях при 30 ГэВ около 10^{-34} см². При серпуховских энергиях можно ожидать рост этого сечения больше, чем на один порядок. Сечение рождения на ядрах соответственно больше. Поэтому оптимистическая оценка сечения генерации очарованных мезонов порядка одного мкбарна в столкновениях нуклон-ядро при энергиях серпуховского ускорителя не лишена оснований.

Распады псевдоскалярных, т.е. наиболее лёгких очарованных мезонов, D и F должны происходить только за счёт слабого взаимодействия.

Векторные очарованные мезоны должны распадаться на псевдоскалярные за счёт сильных взаимодействий, с испусканием Π -мезонов, если их массы удовлетворяют неравенству $M_c(I^-) > M_c(O^-) + M_\Pi$, и за счёт электромагнитных с испусканием гамма-квантов, если $M_c(I^-) < M_c(O^-) + M_\Pi$. Очарованные барионы при массе $B_c > B_c + M_c$

должны распадаться за счёт сильного взаимодействия с испусканием очарованного мезона; при $V_c < V_c + M_c$ распад может происходить только за счёт слабого взаимодействия.

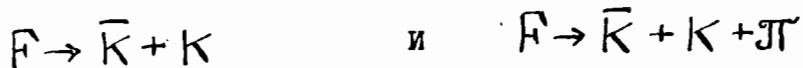
Время жизни очарованных мезонов и барионов оценивается в $10^{-14} - 10^{-12}$ сек., т.е. их распадные пробеги малы.

Полуптонные каналы распадов мезонов, типа $D \rightarrow \bar{K} + \ell + \nu$, могут составлять по некоторым оценкам^{/9/} от 1% до 10% от полной вероятности. Основными должны быть нелептонные распады:

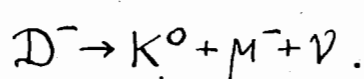
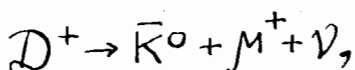
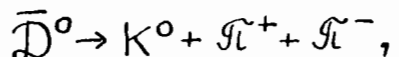
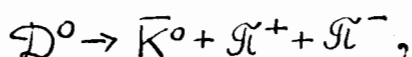
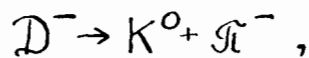


Соотношение между этими двумя каналами сильно зависит от массы распадающейся частицы. По оценке^{/9/} при массе ≈ 2 ГэВ/с² распад нейтральных D-мезонов на $\bar{K} + \pi$ составляет около 50% всех нелептонных распадов, распад на $\bar{K} + \pi + \pi$ около 40%. Для D^+ мезонов двухчастичный распад может быть подавлен приблизительно на порядок. По другим оценкам^{/6/} возможно, что при массе около 2 ГэВ двухчастичный нелептонный распад будет составлять малую долю от трёхчастичного. Возможно также, что число нелептонных и полуплептонных распадов одного порядка.

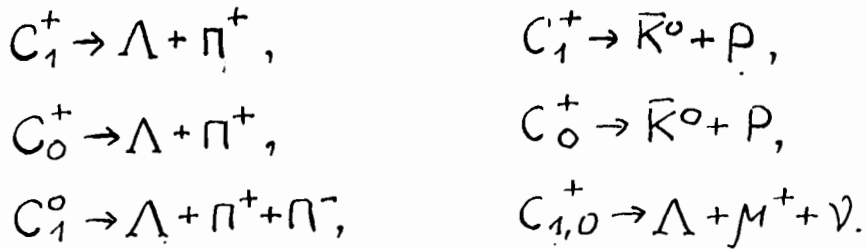
Для F-мезонов основными распадами должны являться



Распады мезонов с образованием K^0 (\bar{K}^0), которые могут регистрироваться в предлагаемом эксперименте, следующие:



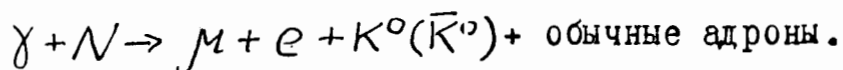
Слабые распады барионов с $C=+1$ и $S=0$ должны преимущественно приводить либо к образованию барионов с $C=0$ и $S=-1$ (т.е. Λ или Σ -гиперонов) и пионов, либо к образованию \bar{K} -мезонов и нуклонов. В эксперименте могут регистрироваться распады:



Поиск адронов с большой массой и малой шириной распада представляет интерес не только с точки зрения гипотезы очарованных частиц. Гипотеза связанных барион-антибарионных состояний^{/6/}, нашедшая в последнее время экспериментальное подтверждение, предсказывает существование достаточно узких мезонов с массой, несколько меньше массы двух барионов. Согласно этой гипотезы должны, в частности, иметься мезоны, являющиеся связанными состояниями $\Lambda\bar{\Lambda}$ (или $\bar{\Lambda}\Lambda$) с массой около 2-х ГэВ, распадающиеся с образованием K (\bar{K}) -мезонов.

Эксперименты по поискам очарованных частиц, проведенные в других лабораториях, до настоящего времени не дали определенных результатов. Имеются сообщения о единичных событиях, наблюдаемых в пузырьковых камерах и фотоэмульсиях, которые могут быть интерпретированы как случаи образования очарованных частиц: например, в пучке протонов с энергией 300 ГэВ от ускорителя ФНАЛ в фотоэмульсии обнаружено образование в ливне нейтральной частицы, распавшейся за время около 10^{-13} сек на две заряженные частицы, из которых одна - электрон, а другая адрон. Масса нейтральной частицы больше 1,25 ГэВ^{/7/}. В нейтринном пучке в Брукхэйвене в пузырьковой камере наблюдалось событие $\nu + p \rightarrow \mu^- + \Lambda + l^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^+$, которое интерпретируется как рождение очарованного бариона^{/8/}. В нейтринном

пучке в ЦЕРНе в пузырьковой камере "Гаргамель" наблюдается событие, которое расшифровано как



Аргументом в пользу существования очарованных частиц является наблюдение в Батавии $\mu^+ \mu^-$ пар в пучке нейтрино^{/10/}.

В то же время эксперимент на нейтронном пучке в Батавии (средняя энергия около 200 ГэВ), выполненный с помощью магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами, не обнаружил образования узких резонансов, распадающихся по каналам $K^+ \pi^-$ и $K^- \pi^+$ ^{/11/}. В работе приведена в качестве верхней границы величина $\sigma R \approx 10^{-31}$ см². Однако в данном эксперименте производилась выборка событий, могущая исказить результат. Также не были обнаружены пики в спектре эффективных масс тех же систем в эксперименте группы Тинга на выведенном протонном пучке в Брукхэйвене^{/12/}.

В связи с последними двумя результатами следует указать, что теоретически рассматривалась возможность запрета указанных двух-частичных распадов очарованных мезонов^{/16/}.

В Стенфорде с помощью жидководородной пузырьковой камеры в пучке π^+ -мезонов с импульсом 15 Гэв/с производились поиски очарованных мезонов и барионов, распадающихся соответственно на K^0 или Λ^0 и пионы^{/17/}. Полученные верхние границы сечений для разных типов распадов искомым частиц составляют от нескольких единиц до нескольких десятков мкбарн.

Из приведённых выше теоретических аргументов, а также имеющихся до настоящего времени экспериментальных данных можно сделать следующие выводы:

I. Поиски очарованных частиц в нейтронном пучке ускорителя ИФВЭ необходимо проводить до уровня $\sigma R < 1$ мкбарн;

2) следует обратить особое внимание на поиск полулептонных распадов искомых частиц, а также других, ещё не исследованных, возможных типов их распадов.

2. Экспериментальная установка и возможности эксперимента.

2.1 Общее описание эксперимента.

Предлагаемый нами эксперимент состоит в регистрации и исследовании таких событий, когда при облучении мишени нейтронами высоких энергий образуется K^0 (\bar{K}^0)-мезон (или Λ -гиперон) и одновременно в той же точке ещё одна или две заряженные частицы, положительные или отрицательные. В эксперименте используется установка БИС (бесфильмовый искровой спектрометр^{/13/}, см.рис.2 и 4), расположенная на канале нейтральных частиц $4H^{14}$.

В данном эксперименте K^0 (\bar{K}^0) - мезоны регистрируются по распаду $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, Λ - гипероны - по распаду $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Направления вылета и импульсы всех частиц определяются с помощью искровых камер. Если среди вторичных частиц есть мюоны, они могут быть идентифицированы детектором мюонов. Восстановленные траектории полёта частиц ассоциируются вначале попарно в V^0 -образное событие, возникающее из распадного объёма, а затем в V^0 и заряженные частицы, вылетевшие из мишени Т. Для полностью восстановленного события вычисляется эффективная масса и другие характеристики в предположении, что оно образует систему из K^0 (или Λ^0) и заряженных частиц (одной или двух), возникших в той же точке. Точность определения эффективной массы будет составлять около $5 \text{ МэВ}/c^2$.

Как было указано выше, для очарованных частиц в исследуемом интервале масс даже для распада за счёт слабого взаимодействия следует ожидать достаточно малых времён жизни. Поэтому точка распада искомых частиц должна лежать близко к точке их генерации в мишени.

Большие массы искомым адронов приводят к большим поперечным импульсам распадных частиц. Это может служить поисковым признаком и сильно уменьшает фон в области исследуемых эффективных масс. Однако, большие поперечные импульсы распадных частиц приводят к относительно большим углам их разлёта и требуют относительно больших телесных углов, захватываемых установкой.

Спектр нейтронов в канале 4Н не измерялся. На рис.1 представлен спектр нейтронов, выведенных под углом 0° к внутреннему пучку протонов энергии 70 ГэВ. В канале 4Н, где частицы выведены под углом, отличным от нуля (10,3 мрад.), спектр нейтронов может оказаться более мягким. Для данного эксперимента желательно осуществить вывод частиц в канал 4Н под углом 0° .

Первый этап эксперимента, как отмечалось выше, будет начат на имеющейся установке, оптимизированной для предлагаемой задачи. Второй этап эксперимента начнётся с включения в установку новых элементов (детекторов и электроники) и завершится - с полностью модернизированной установкой.

2.2. Экспериментальная установка (I-ый этап работы).

Схема установки, оптимизированной на основе расчётов методом Монте-Карло, приведена на рис.2, где А - счётчик антисовпадений (размер $250 \times 250 \times 10 \text{ мм}^3$); Т - мишень, на которой генерируются искомые частицы (графит или Ве, диаметр 60 мм, толщина несколько сантиметров); ПК - двухкоординатная пропорциональная камера размером $200 \times 200 \text{ мм}^2$, установленная непосредственно за мишенью Т; ПК - однокоординатная пропорциональная камера размером $400 \times 300 \text{ мм}^2$, расположенная за распадным объёмом длиной 100 см; ИК - двухкоординатные искровые камеры размером $600 \times 420 \text{ мм}^2$ с магнитострикционным съёмом информации; Φ - годоскоп сцинтилляционных счётчиков, общим размером $600 \times 420 \text{ мм}^2$; СП-40 - магнит с размером межполюсного зазора $100 \times 28 \times 150 \text{ см}^3$; Г1 и Г2 - сцинтилляционные годоскопы Г1 -

10 счётчиков размером $120 \times 250 \times 5 \text{ мм}^3$ каждый и ГП -12 счётчиков размером $150 \times 400 \times 7 \text{ мм}^3$ каждый; детектор мюонов - блоки вещества ($2 \times 100 \text{ см}$ железа и $2 \times 40 \text{ см}$ свинца) и 2-а ряда сцинтилляционных счётчиков (всего 14 счётчиков); M_H -монитор пучка-телескоп из 3-х сцинтилляционных счётчиков диаметром 10 см.

Описание электронных схем установки БИС дано в /15/. С помощью этих схем вырабатывается сигнал запуска установки (триггер), когда выполняются следующие условия:

1) Нет срабатываний счётчика А; 2) есть срабатывание ПК-1 в области, соответствующей размерам мишени Т; 3) есть 2 или больше срабатываний ПК-2; 4) есть срабатывание левой и правой ветвей фронтального годоскопа; 5) есть 3 или больше срабатываний в ГП. На основе результатов пробного сеанса работы установки БИС в данном канале оказалось, что скорость запуска при этом около 200 событий за цикл при сбросе на внутреннюю мишень 10^{11} протонов. Счётчики детектора мюонов дают сигналы о прохождении мюонов. При необходимости они могут быть включены в триггер. В этом случае скорость запуска уменьшается в 10-20 раз. Установка работает на линии с ЭВМ БЭСМ-3М. Вся информация, поступающая в ходе эксперимента, записывается на магнитную ленту. Дальнейшая обработка данных производится на мощных ЭВМ в институтах Сотрудничества. Желательно в возможно короткие сроки провести замену ЭВМ БЭСМ-3М на ЕС-1010. Это существенно повысит надёжность связи установки с ЭВМ и даст возможность передачи большего количества информации, что необходимо для эффективного использования времени ускорителя и подключения новых элементов установки в процессе её модернизации.

2.3 Оптимизация установки и оценка эффективности регистрации искомых событий методом моделирования.

Расчёты по оптимизации установки методом Монте-Карло,

определение её эффективности и уточнения требований к системе запуска были разделены на два этапа. Сначала были произведены упрощённые расчёты для двухчастичных распадов искомым частиц. Затем проводились детальные расчёты как для двухчастичных, так и для трёхчастичных распадов.

Как видно из рис.3, эффективность регистрации искомым частиц установкой БИС по распадам $K^0 \Pi^\pm$ (с последующим двухчастичным распадом $K^0 (\bar{K}^0)$ -мезона) сильно зависит от импульса и массы этих частиц: при заданной массе частицы и при импульсах ниже некоторого "порогового" она пренебрежимо мала, а затем растёт с ростом импульса, достигая величины процента. С уменьшением массы частицы уменьшается пороговый импульс и увеличивается эффективность регистрации при заданном значении импульса.

Искомые частицы в исследуемом интервале масс могут регистрироваться только, если они вылетают вперёд в с.ц.м. Например, мезон с массой $2 \text{ ГэВ}/c^2$, распадающийся по каналу $M_c \rightarrow K^0 + \Pi$, эффективно регистрируется, начиная с импульса около $24 \text{ ГэВ}/c$ в л.с., что при импульсе первичного нейтрона $60 \text{ ГэВ}/c$ соответствует продольному импульсу в с.ц.м. около $1,65 \text{ ГэВ}/c$ или $0,4$ от максимального кинематически возможного импульса для рождения мезона в реакции $N + N \rightarrow N + N + M_c + \bar{M}_c$. Для мезонов с массой $1,8 \text{ ГэВ}/c^2$ порог регистрации соответствует импульсу в с.ц.м. около $0,3$ от максимального.

Анализ показал, что установкой регистрируются распады с перпендикулярными импульсами вторичных частиц, близкими к максимальным в с.ц.м., т.е. такие распады, когда вторичные частицы летят в с.ц.м. в направлении близком к оси абсцисс. Следует отметить, что в этом случае фон в области искомым эффективных масс наименьший.

Эффективность установки ограничивается размерами детекторов. Однако наибольшее ограничение на эффективность регистрации накладывает апертура магнита, прежде всего вертикальный размер межполюсного

зазора. Поэтому расстояние от мишени Т до магнита выбрано минимальным, для чего блок детекторов между распадным объёмом и магнитом максимально приближен к последнему, насколько это позволила конструкция его элементов.

Эффективность установки расчёт при уменьшении магнитного поля. Поскольку разрешение по эффективной массе при этом ухудшается, величина поля в магните, обеспечивающая изменение поперечной составляющей импульса около 0,6 ГэВ/с, выбрана как компромисс этих двух противоположных требований.

Большая часть событий, прошедших апертуру магнита (около 2/3 при "поле" 0,6 ГэВ/с) не захватывается имеющейся установкой из-за недостаточной площади искровых камер и сцинтилляционных годоскопов за магнитом.

Для трёхчастичных распадов искомым частиц вероятность попадания вторичных частиц в зазор магнита больше, чем для двухчастичных, из-за меньшей средней величины перпендикулярных импульсов распадных частиц. Однако, доля случаев, когда регистрируются все распадные частицы, прошедшие зазор магнита, в этом случае меньше, чем для двухчастичных распадов.

Оценка эффективности регистрации искомым частиц усредненная по импульсному спектру может быть сделана в предположении, что их инклюзивный спектр в с.ц.м подобен инклюзивному спектру K^0 -мезонов от P^- -взаимодействий при 40 ГэВ, для которого имеются экспериментальные данные. При этом общая эффективность регистрации искомым мезонов по двухчастичным модам распада составляет величину порядка 10^{-3} .

При общей эффективности регистрации $\epsilon = 10^{-3}$, интенсивности нейтронов в канале 10^7 частиц/имп. и количестве ядер углерода

в мишени 5×10^{23} за одни стук может быть зарегистрировано до 5 событий, если σR равняется 10^{-31} см^2 .

Следует подчеркнуть, что в эксперименте набор статистики для всех искомым частиц и всех регистрируемых типов распадов происходит параллельно.

Величина фона в области искомым эффективных масс и перпендикулярных импульсов может быть определена в ходе эксперимента. Для предварительной оценки фона использованы экспериментальные данные по эффективной массе $K^0\pi$ системы от $\pi^-\rho$ взаимодействий при 40 ГэВ/с, полученные с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ, а также данные по исследованию распадов K^0 -мезонов с помощью установки БИС. Из них следует, что количество событий в области искомым эффективных масс быстро убывает с увеличением перпендикулярного импульса и при $p_{\perp} > 0,9$ ГэВ/с в пределах имеющейся статистики равно нулю. Это даёт верхнюю границу для фона 10^{-29} см^2 .

Более точное определение фона, как отмечено выше, можно сделать в ходе проведения эксперимента, которое и определит необходимое время работы БИС на ускорителе. Предварительно это время оценивается в 1000 часов для первого этапа эксперимента.

2.4 Необходимая модернизация установки (2-й этап работы).

Эффективность установки в существующей конфигурации позволит наблюдать искомые частицы в случае, если сечение их генерации соответствует оптимистическим оценкам. Для поиска новых частиц на уровне $\sigma R \ll 10^{-31} \text{ см}^2$ необходимо провести модернизацию установки БИС.

Одним из главных этапов на этом пути является замена искровых камер и годоскопов перед магнитом на пропорциональные камеры, так как сейчас:

а) загрузка искровых камер ИК1-ИК9 частицами, образующимися при взаимодействии нейтронов в мишени, ограничивает допустимую интенсивность падающего пучка и толщину мишени Т;

б) конструкции имеющихся искровых камер и сцинтилляционного годоскопа Ф не позволяют уменьшить расстояние от распадного объёма до магнита и тем самым увеличить телесный угол для распадных частиц. (Желательно в этом смысле размещение одной из пропорциональных камер между обмотками магнита, непосредственно около полюсных наконечников, что могло бы одновременно облегчить "сшивание" траекторий полёта частиц до и после магнита.);

в) сцинтилляторы годоскопов Ф и Г1 содержат определённое количество вещества, являющегося основным источником многократного рассеяния частиц, ограничивающего разрешение спектрометра;

г) система запуска установки, использующая годоскопы, не достаточно гибка и эффективна, так как размеры отдельных счётчиков сравнимы с типичным расстоянием между частицами, а количество счётчиков в каждом годоскопе невелико по сравнению с количеством частиц, которые должны регистрироваться.

Следует также иметь в виду, что основные элементы установки БИС, созданные к 1969 году, за шесть лет их работы практически исчерпали свой ресурс, морально устарели и в настоящее время в работе недостаточно надёжны.

Кроме того, ЭВМ БЭСМ-3М, на линии с которой действует установка БИС, ограничивает эффективность использования времени ускорителя, так как может принимать информацию только о 25 событиях за цикл, что, как показали результаты пробного сеанса, недостаточно даже при малой интенсивности сброса ускоренных протонов на мишень канала 4Н и незначительных толщинах мишеней Т. Создание эффективного триггера, который будет поддерживать число запусков в цикле на уровне 25 при любой возможной интенсивности взаимодействий

нейтральных частиц в мишени Т, не представляется возможным, поскольку не известна динамика процесса рождения искомым частиц.

Следует также отметить, что БЭСМ-3М не позволяет осуществить быстрое считывание данных при использовании новой аппаратуры в стандарте "КАМАК".

Схема модернизированной установки, с которой предполагается провести второй этап эксперимента, представлена на рисунке 4, где показаны её новые элементы - двухкоординатные пропорциональные камеры (ПК3 и ПК4 - размер 400×300 мм², ПК5 и ПК6 - размер 800×300 мм², ПК7-ПК10 - размер 1000×600 мм²) с общим количеством нитей около 5000; - 8 искровых камер размером 2000×1000 мм²; - детектор электронов, состоящий из 160 черенковских счётчиков полного поглощения, расширяющий возможности идентификации распадаемых частиц.

Помимо элементов, изображённых на схеме, модернизированная установка будет включать всю необходимую новую электронную аппаратуру и возможно ЭВМ типа ЕС1010, что позволит принимать и записывать на магнитные ленты не менее 100 событий за цикл работы ускорителя.

Эффективность модернизированной установки БИС будет превосходить эффективность имеющейся установки на порядок величины, и поиск очарованных частиц может быть доведён до уровня меньше 10^{-32} см². Если очарованные частицы будут обнаружены, то модернизированная установка БИС может быть использована по программе исследования этих частиц.

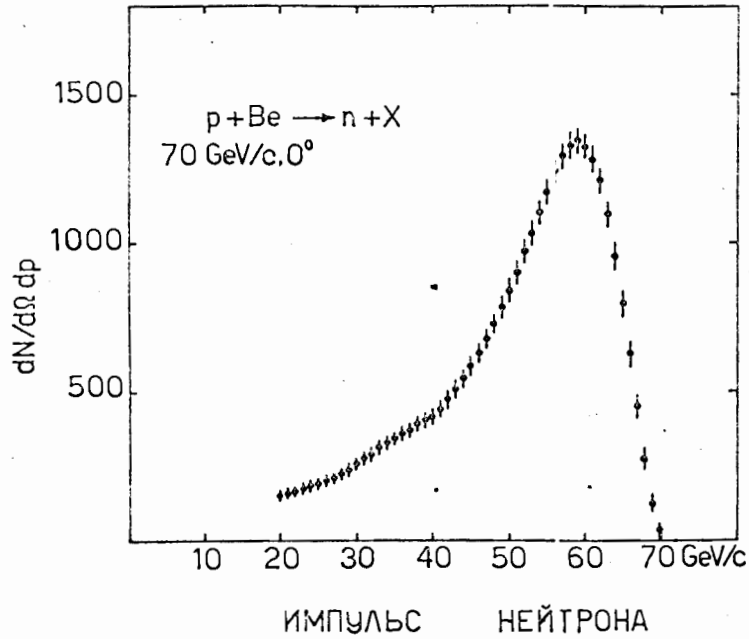


Рис. 1 - Спектр нейтронов, выведенных под углом 0° , при энергии протонов в ускорителе 70 ГэВ.

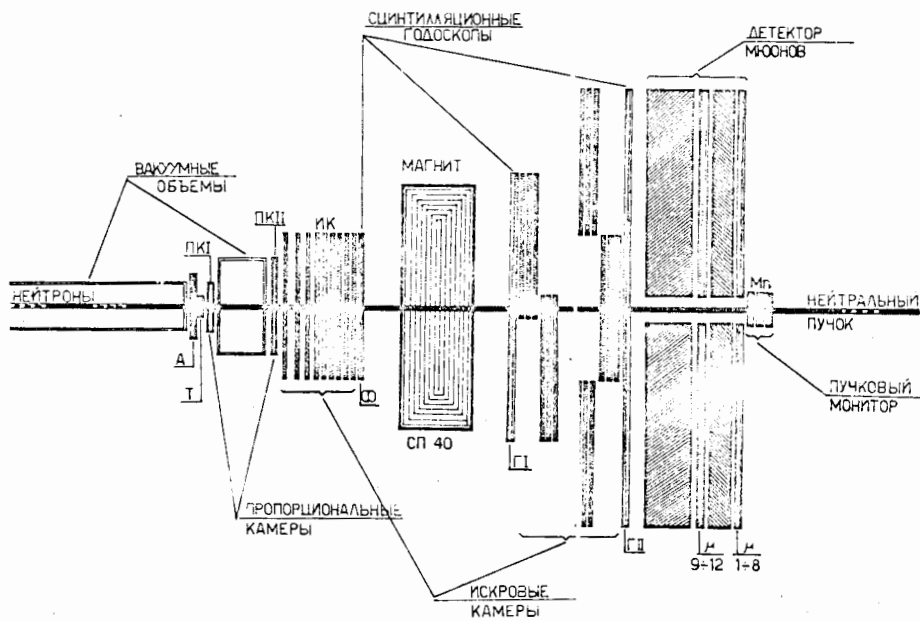


Рис. 2 - Схема экспериментальной установки (первый этап).

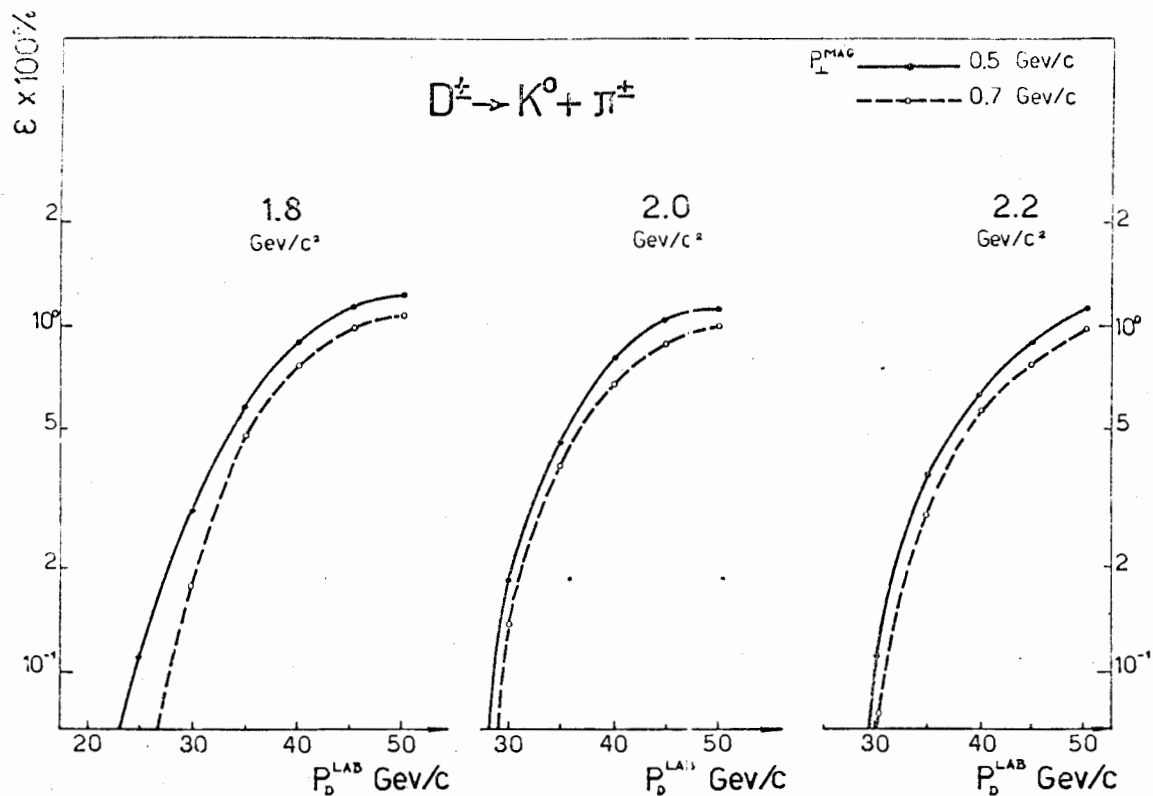


Рис. 3 - Эффективность регистрации искоемых мезонов по распаду $M_c \rightarrow K^0 + \pi$

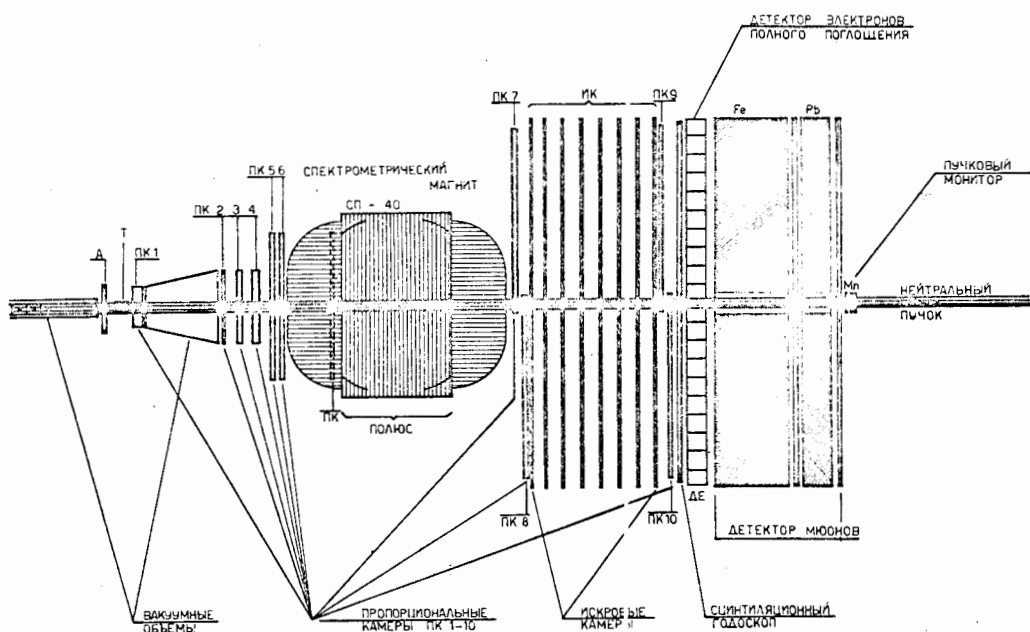


Рис. 4 - Схема модернизированной установки "БИС" (второй этап эксперимента).

Таблица I

Очарованные псевдоскалярные мезоны

очаро- вание C	обозна- чение	кварковый состав	ИЗОТОП- СПИН T	СТРАН- НОСТЬ S
+1	D^+	$c\bar{n}$	1/2	0
+1	D^0	$c\bar{p}$	1/2	0
+1	F^+	$c\bar{s}$	0	+1
-1	D^-	$\bar{c}n$	1/2	0
-1	\bar{D}^0	$\bar{c}p$	1/2	0
-1	F^-	$\bar{c}s$	0	-1

Таблица II

Очарованные барионы с $C=1$ и $J^P = 1/2^+$

обозна- чения	кварковый состав ^{ж)}	ИЗОТОП- СПИН T	СТРАН- НОСТЬ S
C_1^{++}	cpr	1	0
C_1^+	$c(pn)_2$	1	0
C_1^0	cnp	1	0
C_0^+	$c(pn)_1$	0	0
S^+	$c(sp)_2$	1/2	-1
S^0	$c(sn)_2$	1/2	-1
A^+	$c(sp)_1$	1/2	-1
A^0	$c(sn)_1$	1/2	-1
F^0	css	0	-2

ж) Цифрами 1 и 2 обозначены соответственно антисимметричные и симметричные комбинации двух кварков.

B I B L I O G R A F I J A

1. J.J.Aubert et.al., Phys.Rev.Lett., 33, 1404 (1974).
2. J.-E. Augustin et. al., Phys.Rev.Lett., 33, 1406 (1974).
3. S.J.Bjorken and S.L.Glashow, Phys.Lett., 11, 255 (1964).
4. S.L.Glashow, J.Iliopoulos and L.Maiani, Phys.Rev., 12, 1235 (1970).
5. R.P.Feynman, International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Philadelphia (1974).
6. L.N.Logdanova, O.D.Balkarov, I.S.Shapiro, Ann.Phys., 84, 261 (1974).
7. P.Jain, B.Girard, Phys.Rev.Lett., 34, 123 (1975).
8. E.Cazzoil et.al., Phys.Rev.Lett., 34, 1125 (1975).
9. A.K.Gaillard, B.W.Lee, J.L.Hosmer, PER ILAB-Pub-74/8-THY (1974).
10. A.Benvenute et.al., Phys.Rev.Lett., 34, 419 (1975).
11. E.Bleser et.al., preprint PER ILAB-Pub-75/33-Exp. (1975).
12. J.J.Aubert et.al., Private communication (1975)*
13. С.Г.Баспладзе и др., ОИИ, Тбили, 11-546 (1975).
14. С.Г.Гирулѐв и др., ОИИ, Тбили, 11-7000 (1975).
15. С.Г.Баспладзе и др., ОИИ, Тбили, 11-5916 (1975).
16. Y.Iwasaki, Phys.Rev.Lett., 34, 1407 (1975).
17. C.Baltay et.al., Phys. Rev.Lett., 34, 111 (1975).

*) см. также рефертерский доклад Джузеппе Физика на Международной конференции по физике высоких энергий в Валерме, Италия, июль, 1975.