

Любимов А.Л. и Позе А.В. +✓

Б1-1-12156

С 346.691

Л-932



952/79

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-12156

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1978

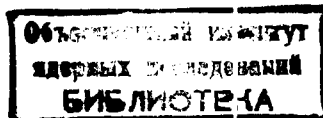
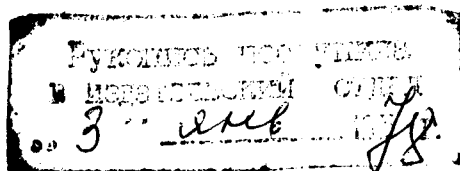
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

А.Л.Любимов, А.В.Позе

Б1-1-12156

ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО ПРОГРАММЕ ПОИСКА ОЧАРОВАННЫХ  
БАРИОНОВ И УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ С ПОМОЩЬЮ  
УСТАНОВКИ БИС--2.



г. Дубна, 1978 г.

## А Н Н О Т А Ц И Я.

На основе анализа имеющихся теоретических и экспериментальных данных показано, что для поиска установкой БИС-2 очарованных барионов эффективность установки должна более чем на два порядка превосходить эффективность БИС-1.

Предлагается осуществить установкой БИС-2 поиск узких резонансов. Указаны необходимые усовершенствования установки.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
А. О поиске очарованных барионов	I
Введение.	I
I. Какую чувствительность должен иметь эксперимент по поиску очарованных барионов в пучке нейтронов канала 4H?	2
II. Какой уровень величины сечения образования очарованного бариона был достигнут на установке БИС-I?	5
III. Сравнение с другими экспериментами.	7
IV. Предлагаемые для поиска $S_0^+$ каналы распада $S_0^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ и $S_0^+ \rightarrow p\bar{K}^0$ .	II
Б. Поиск узких резонансов.	I9
В. Предложения по дальнейшему развитию установки БИС-2.	25

Настоящее предложение состоит из трёх взаимосвязанных частей. В первых двух рассматриваются научные задачи для установки БИС-2, являющиеся продолжением и развитием исследований, выполнявшихся с 1975 года на установке БИС-1, а именно - поиск очарованных частиц и поиск узких резонансов. В третьей части содержатся предложения по усовершенствованию установки БИС-2, необходимому для решения этих научных задач.

А. О поиске очарованных барионов.

### В В Е Д Е Н И Е

Как известно, многочисленные эксперименты на крупнейших ускорителях, в которых проводился систематический поиск образования очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях, в том числе эксперименты на установке БИС-1, до настоящего времени ( июль 1978 г.) не привели к успеху. Наблюдены лишь отдельные события, которые могут быть интерпретированы как рождение и распад этих частиц<sup>ж)</sup>. Поэтому поиск образования очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях продолжает оставаться весьма актуальным.

В предложении эксперимента по поиску очарованных частиц с помощью установки БИС (1975 год) ставилась задача с имевшейся установкой (БИС-1) достигнуть уровня  $\sigma_{\text{вР}} \approx 10^{-31} \text{ см}^2$ , а с помощью модернизированной установкой (БИС-2) - достигнуть уровня  $\sigma_{\text{вР}} < 10^{-32} \text{ см}^2$ .

Однако появившиеся за истекшие 3 года экспериментальные

ж) В марте 1978 года опубликованы работы, в которых обнаружено образование "прямых" нейтрино во взаимодействиях протон-медь. Этот процесс, по-видимому, является указанием на рождение очарованных частиц ( см. ниже, стр. 9 ).

данные ( верхние границы для сечения рождения очарованных частиц в сильных взаимодействиях, доли распадов этих частиц по отдельным каналам, зависимость от энергии сечения рождения  $\gamma/\psi$  частиц и т.д.), а также более надёжные теоретические оценки величины искомого сечения показывают, что достижение в эксперименте по поиску очарованных частиц на БИС-2 уровня  $\sigma \times \Phi \lesssim 10^{-32} \text{ см}^2$ , лежащего выше ожидаемого уровня возможного наблюдения очарованных частиц, в настоящее время уже не будет представлять значительного научного интереса. Целесообразной является лишь такая постановка эксперимента по поиску очарованных частиц, которая позволит достигнуть теоретически ожидаемого уровня сечения их рождения ( пока что не достигнуто<sup>го</sup> ни в одном из экспериментов).

Для того, чтобы с помощью установки БИС-2 могла быть решена эта задача, необходимы как усовершенствования установки и улучшение параметров пучка нейтронов, так и оптимальный выбор канала ( или каналов) распада, по которым должна происходить регистрация искомым частиц.

Настоящее предложение содержит оптимальный, по мнению авторов, вариант существенного увеличения эффективности поиска с помощью установки БИС-2 очарованных частиц, рожденных нейтронами. Некоторые из приведенных ниже в разделе В усовершенствований постановки эксперимента с БИС-2 были уже предложены нами ранее.

I. Какую чувствительность должен иметь эксперимент по поиску очарованных барионов в пучке нейтронов канала  $4N$  ?

Согласно большинству теоретических оценок, исходящих из различных представлений о механизме рождения пары очарованных

кварков  $\bar{c}c$  в адрон-адронных взаимодействиях, сечение этого процесса, сильно зависящее от энергии, должно составлять 1-10 мкб при энергиях ускорителя ФНЛ. При меньших энергиях теоретические предсказания о величине этого сечения в разных моделях различаются значительно. Однако ориентиром в определении энергетической зависимости сечения рождения пары  $\bar{c}c$  в интервале энергий от серпуховских до фналовских могут служить экспериментальные данные по рождению  $\gamma/\psi$  - частиц. На рис. I приведены сечения рождения  $\gamma/\psi$  в центральной области ( $x \approx 0$ ), где должен находиться максимум спектра этих частиц. При импульсе 45 ГэВ/с ( $\sqrt{s} \approx 9,5$  ГэВ), соответствующем расчётному максимуму спектра нейтронов канала 4Н, сечение в  $\approx 25$  раз меньше, чем при 300 ГэВ/с. Таким образом, при  $\approx 45$  ГэВ/с следует ожидать сечения образования пары  $\bar{c}c$  приблизительно  $4 \times 10^{-31} - 4 \times 10^{-32}$  см<sup>2</sup>.

Ожидается также, что образование частиц  $\gamma/\psi, \psi', \psi''$  и т.д. составляет меньшую долю среди всех конечных состояний, к которым приводит образование пары  $\bar{c}c$ , большую же долю должно составлять образование очарованных частиц. Естественно предполагать, что при серпуховских энергиях, недалеко от порога генерации очарованных частиц, энергетически более выгодный процесс рождения пары очарованных бариона и мезона будет происходить не реже, чем рождение пары очарованных мезонов. Таким образом, для сечения рождения очарованных барионов нейтронами импульса 45 ГэВ/с можно ожидать величину  $2 \times 10^{-31} - 2 \times 10^{-32}$  см<sup>2</sup>.

Экспериментально спектрометром измеряется величина  $\sigma' \times BR$ , где  $\sigma'$  - сечение рождения искомой частицы в кинематическом интервале, выделяемом установкой, а  $BR$  - доля распадов по регистрируемому каналу.

Величины  $BR$  экспериментально были измерены только для  $D$  - мезонов. В табл. I приведены эти величины по данным работы <sup>/1/</sup>.

Таблица I

Частица, канал распада	Величина $BR$ , в %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$2,2 \pm 0,6$
$\rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-$	$4,0 \pm 1,3$
$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$3,2 \pm 1,1$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	$1,5 \pm 0,6$
$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$3,9 \pm 1,0$

Доли распадов  $D^{\pm}$  по указанным каналам меньше, чем рассчитанные по фазовому объему. Вероятности двухчастичных распадов меньше, чем трехчастичных. Следует отметить, что вероятности двух, а также и трехчастичных нелептонных распадов  $D$  - мезонов оказались существенно меньше, чем первоначально теоретически предсказанные в известном обзоре Гайяр, Ли, Рознера <sup>/2/</sup>, на основе оценок которого в 1975 году планировались эксперименты ( $BR(D \rightarrow \bar{K} \pi) > 51\%$ ,  $BR(D \rightarrow \bar{K} \pi \pi) \approx 38\%$ ). Для отдельных каналов распадов очарованных барионов ожидалась величины  $BR$  того же порядка, что и для мезонов. Однако в недавно опубликованной работе по рождению барионов в  $e^+ e^-$  взаимодействиях <sup>/3/</sup> со- держится вывод, что распады очарованных барионов массы  $\approx 2,2 \text{ ГэВ}/c^2$  на  $\Lambda$  и  $\Sigma^0$  подавлены по сравнению с распадами на протоны и  $\bar{K}$  и пионы. Этот результат будет нами использован ниже как один из аргументов в пользу предлагаемых для поиска



очарованного бариона  $\Sigma_0^+$  (2,26) \*) каналов его распада  $\Sigma_0^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , а также  $\Sigma_0^+ \rightarrow p\bar{K}^0$ . Здесь же отметим, что для распада  $\Sigma_0^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$ , по которому производился поиск в эксперименте с БИС-I, вряд ли можно ожидать долю, бо́льшую нескольких процентов. Примём для определенности, что  $BR(\Sigma_0^+ \rightarrow \Lambda\pi^+) = 5\%$ , что является, по-видимому, весьма оптимистической оценкой (см. ниже, IУ). Тогда для обнаружения рождения  $\Sigma_0^+$  нейтронами импульса 45 ГэВ/с по распаду  $\Sigma_0^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$  установка, которая не вносила бы никаких кинематических ограничений в регистрируемый процесс, должна была бы иметь чувствительность  $\sigma \times BR \leq 10^{-32} - 10^{-33} \text{ см}^2$ . Однако реальные спектрометры могут регистрировать искомые события только в кинематически ограниченной области. Влияние этого фактора мы рассмотрим в следующем пункте на примере БИС-I.

II. Какой уровень величины сечения образования очарованного бариона был достигнут на установке БИС-I ?

С установкой БИС-I получены верхние границы величин парциального сечения  $\sigma \times BR(\Sigma_0^+ \rightarrow \Lambda\pi^+)$ , а также  $\sigma \times BR(D^{\pm} \rightarrow K^0\pi^{\pm})$  на уровне  $10^{-31} \text{ см}$  для очарованных частиц, образуемых с продольным импульсом выше  $\approx 25 \text{ ГэВ/с}$ , что приблизительно соответствует условию  $x > 0,5$  /4/.

Оценим влияние кинематических ограничений, вносимых установкой. Пренебрегая ограничениями по перпендикулярному импульсу  $P_{\perp}$ , оценим вероятность того, что очарованный барион или мезон, ро-

---

\*) Другое обозначение  $\Lambda_c^+$ .

жденный при взаимодействии нейтрона с углеродом, будет иметь относительный импульс  $x = \frac{P_n}{P_0} > 0,5$  (обозначим эту вероятность  $W(x > 0,5)$ ). Величины  $W(x)$  неизвестны, однако, для них могут быть указаны верхние границы, основанные на сходстве кварковых процессов, происходящих при рождении очарованных и странных частиц в адрон-адронных взаимодействиях. Действительно, в обоих случаях происходит рождение пары кварк-антикварк, которые заменяют обычные кварки в исходных (фрагментация) или вновь рожденных адронах. При этом образование странных или очарованных барионов происходит в основном за счёт фрагментации исходных нуклонов, соответствующих мезонов - в основном в центральной области.  $\Lambda$  - гипероны имеют значительные продольные импульсы, характерные для процессов фрагментации  $B \rightarrow B'$ , и  $\approx \frac{1}{3}$  их имеет относительные импульсы  $x > 0,5$ , тогда как импульсы К-мезонов сосредоточены в области  $x \approx 0$  и при  $x > 0,5$  остается  $\approx 1\%$  от их общего числа. Если бы очарованные частицы имели такие же распределения по  $x$ , как странные, то полученные на БИС-I данные соответствовали бы верхней границе сечения рождения очарованных барионов  $\sigma(C_0^+) < 1,5 \times 10^{-29} \text{ см}^2$ , что на два порядка больше, чем верхняя граница теоретически ожидаемого сечения. Для рождения  $D^\pm$ - мезонов получается верхняя граница сечения приблизительно ещё на 2 порядка хуже. Поскольку масса С-кварка значительно больше массы S-кварка, а энергии нейтронов пучка 4Н ещё достаточно близки к порогу рождения очарованных частиц, импульсный спектр  $C_0^+$  должен быть мягче спектра  $\Lambda$ , и по-видимому, это различие значительно (например, по оценке А.Лиходеда, максимум в спектре  $C_0^+$ , образованного

фрагментацией нуклона, должен лежать при  $x \approx 0,2$ , тогда как у  $\Lambda$  он при  $x \approx 0,5$ ). Поэтому для  $\sigma_0^+$  реально должно быть  $W(x > 0,5) < 0,3$ , что приводит к дополнительному увеличению верхней границы сечения рождения  $\sigma_0^+$ , полученного в эксперименте с БИС-1.

Таким образом, чтобы достигнуть области теоретически ожидаемых величин сечений рождения очарованных барионов, в экспериментах с БИС-2 нужно выйти на уровень измеряемых величин сечений более чем на два порядка меньших, чем измеренные с БИС-1. Задача эта чрезвычайно трудная и требует максимального использования всех возможностей повышения эффективности установки.

### III. Сравнение с другими экспериментами.

В табл. II приведены результаты некоторых экспериментов по поиску очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях<sup>/4-12/</sup>.

Из приведенных в табл. II данных можно сделать следующие выводы:

I) Ни в одном из выполненных до настоящего времени экспериментов по прямому поиску очарованных частиц методами электроники и пузырьковых камер не достигнут теоретически ожидаемый уровень сечений рождения очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях.

Наиболее жесткое ограничение на сечение рождения очарованных частиц ( $\sigma < 1,5$  мкб/нуклон при 300 ГэВ/с) получено в эксперименте, выполненном методом фотоэмульсий<sup>/9/</sup>, где на 60000 взаимодействий не наблюдается ни одного случая ассоциативного рождения двух частиц с временами жизни в интервале  $10^{-12} - 10^{-14}$  сек. Однако эта оценка зависит от времени жизни

очарованных частиц.

2) Уровень чувствительности эксперимента ( величина  $\sigma \times BR$  ), достигнутый на БИС-1, не уступает даже последним из опубликованных экспериментов, выполненных на ускорителе ФНАЛ с помощью гораздо более сложной и совершенной аппаратуры /5-8/. Это свидетельствует о достаточно хорошей постановке эксперимента на БИС-1.

3) В то же время **одинаковая** величина  $\sigma \times BR$  , достигнутая на БИС-1 и группами ФНАЛ, означает, что результат БИС-1 более чем на порядок величины дальше от теоретически ожидаемого уровня, чем результаты групп во ФНАЛ. С точки зрения поиска процесса образования очарованных частиц эффективность установки БИС-2, на I порядок величины лучшая, чем у БИС-1, позволила бы приблизиться к ожидаемому уровню сечения рождения этих частиц настолько, на сколько это уже достигнуто в экспериментах, выполненных во ФНАЛ.

4) С помощью установки "СИГМА" (ИФВЭ, группа С.П.Денисова) в пучке  $\Pi^-$  импульса 55 ГэВ/с достигнута более высокая чувствительность, чем на установке БИС-1 /7/. Однако на установке "СИГМА" искался другой процесс ( фрагментация налетающего  $\Pi^-$  - мезона в пару  $D\bar{D}$  ), чем на установке БИС-1, и трудно сравнить влияние жёстких в обоих экспериментах кинематических ограничений на результат, поскольку динамика процессов неизвестна. Последнее замечание относится и к сравнению результатов других экспериментов.

5) Эффективность установок с адронным триггером лимитируется фоном. Дальнейшее улучшение эффективности требует лучшей избирательности триггера. Для этого использовались

мюонные триггеры. К использованию мюонных триггеров перешел и ряд групп, работавших ранее с адронным триггером ("СИГМА" в ИФВЭ, группа FNAL-Michigen-Purdue во ФНАЛ и др.). Однако требование о регистрации в установке БИС-2 мюона от распада  $D$ -мезона, рожденного ассоциативно с искомым  $C_0^+$ , на 2-3 порядка снижает эффективность установки.

6) В большинстве выполненных и, насколько нам известно, ведущихся экспериментов производился (или ведется) поиск  $D^0$ -мезонов (по каналу распада  $D^0(D^0) \rightarrow K^+ \pi^-$ ). Поэтому задача поиска очарованных барионов, рожденных в адрон-адронных взаимодействиях, будет представлять значительный интерес даже и в том случае, если будет обнаружено рождение в этих взаимодействиях очарованных мезонов.

7) Особого обсуждения заслуживают результаты 3-х недавно выполненных в ЦЕРНе *beam dump* экспериментов /10,11,12/, обнаруживших образование "прямых" нейтрино в  $p$ - $C$  взаимодействиях при 400 ГэВ/с. Из всех известных (а также некоторых гипотетических - аксионы) частиц возможным источником этих "прямых" нейтрино удовлетворяющим условиям эксперимента, могут быть только очарованные частицы. Таким образом, эти эксперименты следует считать указанием (хотя и косвенным) на рождение очарованных частиц в адронных взаимодействиях.

Оценки сечения рождения очарованных частиц, приводимые в этих трех работах, выполненных в одном и том же нейтринном канале, существенно различны: сечения, приводимые в работах /10/ и /11/ различаются на два порядка (!), сечения из работы /12/ находятся посередине между данными работ /10/ и /11/.

Это показывает, во-первых, что приведенные результаты являются предварительными и, во-вторых, что пересчет измеренной в эксперименте величины - числа " прямых" нейтрино <sup>ж)</sup> в сечение рождения очарованных частиц существенно зависит от динамики рождения этих частиц.

С учетом того, что сечение рождения на меди должно быть в 15-20 раз больше, чем на нуклоне ( $A_{Cu}^{2/3} = 16$ ), данные работы /10/ можно согласовать с отрицательными результатами всех работ по прямому поиску рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях, данные работы /11/ с результатами работ, приведенных в табл. ПА и Б, но не работы /9/.

Следует отметить, что сечения, полученные в работах /10/ и /11/ не противоречат указанным выше (стр.3) теоретическим оценкам: 1-10 мкб/нуклон при энергиях 300-400 ГэВ.

Оценки сечения, приводимые в работе /12/ противоречат как другим экспериментальным, так и теоретическим оценкам этой величины.

Таким образом, результаты, выполненных в ЦЕРНе на SPS экспериментов по поиску " прямых" нейтрино с большой степенью вероятности подтверждают исходную величину сечений рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях, на которой основано данное предложение и **отвергают** более пессимистические оценки и прогнозы.

Следует также отметить, что значительный по сравнению с

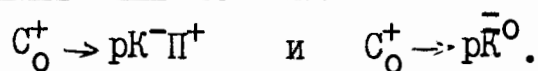
---

ж) В работе /10/ было получено  $N_{\nu_e} = N_{\nu_\mu} = (1,2 \pm 0,4) \times 10^{-7}$  / протон для  $E_\nu > 20$  ГэВ и угла вылета нейтрино  $< 1,85$  мрад.

рождением  $\bar{D}D$  - пар вклад процессов с образованием очарованных барионов облегчает согласование результатов beam dump экспериментов с другими данными.

8) Поиск очарованных барионов помимо установки БИС производился только в пузырьковых и стримерных камерах. В пузырьковых камерах можно надеяться только на наблюдение единичных случаев образования очарованных частиц. Продолжаются ли поиски очарованных барионов с помощью стримерных камер нам в данное время неизвестно, во всяком случае спектрометров со стримерными камерами очень мало (значительно меньше, чем с проволочными) и применение для указанной задачи этой методики имеет свои существенные трудности. Поэтому с точки зрения возможной конкуренции при поиске очарованных барионов установка БИС-2 находится в достаточно благоприятных условиях.

IV. Предлагаемые для поиска  $C_0^+$  каналы распада:



Как было уже указано выше, недавние эксперименты на ускорителе SPEAR /3/ показали, что распад  $C_0^+$  с образованием в конечном состоянии  $\Lambda$  - гиперонов подавлен и в основном идёт распад  $C_0^+$  на протоны и  $\bar{K}$  - мезоны (+ возможные пионы). Простейшими каналами таких распадов, являются  $C_0^+ \rightarrow p\bar{K}^0$  и  $C_0^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ . В появившейся недавно работе /13/ на основе кварковой модели были получены теоретические оценки вероятностей нелептонных распадов  $C_0^+$  по различным двухчастичным и квазидвухчастичным каналам. Эти вероятности, выраженные в единицах  $10^{12} \text{ сек}^{-1}$ , приведены в табл. III. Суммарная вероятность этих распадов, по

мнению авторов работы /13/ близкая к полной вероятности распада  $C_0^+$ , составляет  $15,5 \times 10^{12} \text{ сж}^{-1}$ . Теоретические оценки, приведенные в табл. III, являются модельнозависимыми и вряд ли могут претендовать на точное количественное описание процессов распада  $C_0^+$ . Однако качественные тенденции соотношения вероятностей различных каналов распада, полученные в работе /13/ представляются разумными, и могут служить ориентиром при планировании экспериментов.

Согласно табл. III, вероятность распада  $C_0^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$  составляет меньше 1%, и если эта оценка не является ошибочной, поиск очарованного бариона с помощью БИС-2 нельзя ориентировать только на канал распада  $C_0^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ .

Распад  $C_0^+ \rightarrow p \bar{K}^0$  имеет в несколько раз большую вероятность, чем  $C_0^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ . Наиболее вероятными оказываются квазидвухчастичные распады с образованием возбужденных состояний (резонансов), обладающих более высокими спинами, чем основные состояния, что соответствует общим тенденциям кварковой модели.

Предложенный нами ранее для поиска  $C_0^+$  распад  $C_0^+ \rightarrow p K^- \pi^+$  является результатом двух квазидвухчастичных распадов  $C_0^+ \rightarrow \Delta^{++} K^-$  и  $C_0^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}$  и обладает наибольшей вероятностью (более, чем в 20 раз больше, чем  $C_0^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ , с учётом возможности распада  $\bar{K}^{*0} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$  \*), то, что распад  $C_0^+ \rightarrow p K^- \pi^+$  идёт в основном через образование резонансов

\* Для распада  $C_0^+ \rightarrow \Delta^{++} K^{*-}$  (суммарная масса продуктов распада  $2,124 \text{ ГэВ}/c^2$ ) очень мал фазовый объём и он должен быть заметно подавлен. Приведенная в табл. III величина вероятности этого распада представляется завышенной.



(  $\Delta^{++}$  или  $\overline{K^{*0}}$  ) позволит уменьшить число фоновых событий при оф-лайн обработке.

Очевидно, что поиск процессов  $S_0^+ \rightarrow p\overline{K}^0$  и особенно  $S_0^+ \rightarrow pK^-\Pi^+$  требует идентификации адронов в БИС-2. Предложение о дополнении установки БИС-2 пороговым газовым черенковским счётчиком годоскопического типа (ПЧГС) для идентификации адронов содержится в разделе В.

Поиск  $S_0^+ \rightarrow p\overline{K}^0$  может осуществляться одновременно с поиском  $S_0^+ \rightarrow \Lambda \Pi^+$ . При достаточно хорошей идентификации протонов фон может быть относительно невелик. Трёхчастичный распад  $S_0^+ \rightarrow pK^-\Pi^+$  как было сказано выше, должен, по-видимому, быть значительно более вероятным, чем указанные двухчастичные. При этом как показывают расчёты методом Монте-Карло, эффективность его регистрации в несколько раз выше, чем процесса  $S_0^+ \rightarrow \Lambda \Pi^+$  даже при одинаковом положении мишени. Поскольку для процесса  $S_0^+ \rightarrow pK^-\Pi^+$  не требуется распадный объём, при его поиске возможно приблизить мишень к магниту. Таким образом, общая эффективность регистрации существенно более вероятного распада  $S_0^+ \rightarrow pK^-\Pi^+$  может в несколько раз превосходить эффективность регистрации менее вероятного распада  $S_0^+ \rightarrow \Lambda \Pi^+$ , что делает поиск очарованного бариона по указанному каналу привлекательным. Однако подавление фона при поиске  $S_0^+ \rightarrow pK^-\Pi^+$  труднее, чем при поиске  $S_0^+ \rightarrow \Lambda \Pi^+$  и  $S_0^+ \rightarrow p\overline{K}^0$ . Прежде всего требуется достаточно хорошая идентификация частиц в ПЧГС, что может быть достигнуто вследствие благоприятного для целей идентификации распределения протонов,  $K^-$  и  $\Pi^+$  по импульсам (рис. 5). Потребуется и другие способы подавления фона, как в системе запуска (мишень - черенковский счётчик, выделение быстрого протона и возможные другие способы), так и на этапе оф-лайн обработки.

В заключение этого раздела следует указать, что поиск очарованных барионов с помощью установки БИС-2 целесообразно проводить только в случае, если будут созданы методические возможности для наблюдения наиболее вероятных процессов распада искомых частиц, а также, если будут осуществлены другие меры по существенному повышению эффективности установки.

А. Установки с адронным триггером

$\sqrt{s}$	Группа	Метод	Пучок мишень	Канал распада	Кинематическая область	Чувствительность ( $\sigma \times BR$ ) $\text{см}^2$	Примечание
7,4	BNL-MIT (Ting)	парный спектрометр	p+Be	$h^+ h^-$	$y \approx 0$ $P_T < 1$	$M=2,25$ $K^+ \pi^- 10^{-33}$ $K^+ \pi^- 4 \times 10^{-33}$	для $M = 1,87 \approx 10^{-32}$
9,5	BIS-I/4/	спектрометр	n+C	$\Lambda h^+$	$x > 0,5$	$\Lambda \pi^+ 2 \times 10^{-31}$	
10,2	СИМА (ИФВЭ)/7/	"-	$\pi^- + \text{Be}$	$K^+ \pi^- K^+ \pi^+$	$0,4 < x < 0,8$	$K^+ \pi^- + K^+ \pi^+$ $\sigma < 0,7 \times 10^{-30} / \text{нук-лон}$	90% C.L. $BR_{K^+ \pi^+} = 3\%$
19,4	FNAL-Northwestern Rochester-SLAC	"-	n + Be	$h^+ h^-$	$x > 0,3$ $n_{ch} \leq 4$	$K^+ \pi^- 1,5 \times 10^{-31}$	Ограничение на $n_{ch}$ может искажить результат. Потом перешли на мюонный триггер
21,2	MSU-Carleton-FNAL-OSU /8/	"-	n + Be	$h^+ h^-$	$x > 0,1$ $P_T < 1,5$	$K^+ \pi^+ 3 \times 10^{-31}$ $\sigma < 14 \times 10^{-30} / \text{нук-лон}$	экстраполяция для $x > 0$
21,7	FNAL-FSU	I5' пузырьковая камера	$\pi^- + p$	$V^0(n\pi)$	4 $\pi$	$K_S^0 \pi^+ 2,8 \times 10^{-29}$ $\Lambda \pi^+ 2,4 \times 10^{-29}$	
27,4	FNAL-Michigan-Purdue /5/	парный спектрометр	p + A	$K^+ \pi^+$	$y = -0,4$ $P_T < 1$	$K^+ \pi^+ 3,6 \times 10^{-31}$ $K^+ \pi^+ 2,9 \times 10^{-31}$	95% C.L.

Б. Установки с мюонным триггером.

√S	Группа	Метод	Пучок мишень	Канал распада	Кинематическая область	Чувствительность $с м^2$	Примечание
7,4	BNL-MIT	парный спектрометр	p+N	$(h^+ h^-) \mu$	$x=0$ $P_T < 1$ $P_T(\mu) > 0,7$	$\sigma \times BR_{K\pi} \times BR_{\mu}$ $(K^+ \pi^+)_{\mu} < 10^{-31}$	
10,2	СИГМА (ИФВЭ)	спектрометр	$\pi^- + Be$	$(K^+ \pi^-) \mu$	$0,4 < x < 0,8$	$\sigma \times BR_{K^+} \times BR_{\mu} < 1,5 \times 10^{-33}$ $\sigma < 0,37 \times 10^{-30} / \text{НУК-ЛОН}$	95% c.l. $BR_{\mu} = 13\%$
20,5	Washington-Orsay	стримерная камера	$\pi^- + N$	$\nu^2 \mu$ коррекции	"4П"	$\sigma \times BR_{\mu}^2 < 3,5 \times 10^{-33}$	интерпретация сомнительна, Т.К. парны мюонов в основном не от распада очарованных частиц
23,7	FNAL-Northwestern-Rochester	спектрометр	n + Be	$(h^+ h^-) \mu$	$x > 0,3$ $P_T(\mu) < 0,5$	$(K^+ \pi^-)_{\mu}$ $\sigma \times BR_{K^+} \times BR_{\mu} < 2 \times 10^{-31}$ $\sigma_D < 44 \times 10^{-30}$ (95% c.l.)	$BR_{\mu} = 15\%$ , $BR_{K\pi} = 3\%$ Год назад был предварительный результат $\sigma_{DB} < 7 \times 10^{-30}$
27,4	FNAL-Michigan-Purdue	парный спектрометр	P+A	$(K^+ \pi^-) \mu$ $(K^+ K^-) \mu$	$y=0$ $P_T < 1$ $P_{\mu} > 5,3$	Результат еще не опубликован	Та же группа, что сделала эксперимент с адронным триггером

В. Другие эксперименты

Р <sub>0</sub> ГэВ/с	Группа	Метод	Пучок мишень	Что искали	Кинематическая область	$\sigma$ см <sup>2</sup>	Примечание
300	Coremans- Bertrand et.al. /9/	фото- эмпуль- сия	p+A	ассоциативное рождение час- тиц с малым временем жиз- ни	$10^{-12} > \tau > 10^{-14}$ сек	$< 1,5 \cdot 10^{-30}$ на нуклон (90% с.л.)	Оценка сечений зависит от $\tau$
400	нейтринный детектор SPS/10/	ВЭАН dump	p+Cu	"прямые" нейтрино	$E_\nu > 20$ ГэВ	$\sigma(D\bar{D}) \approx$ $\approx 30 \times 10^{-30}$ на меди	Оценка сильно зависит от динамики про- цесса. Если рождается $\bar{D}^0, \tau$ , то сечение мень- ше
400	ВЕВС/11/	"-	"-	"-	$E_\nu > 10$ ГэВ	$\sigma(D\bar{D}) \approx$ $\approx (100-400) \times$ $\times 10^{-30}$ на нуклон	Если рождается $\bar{D}^0$ , то $\sigma <$ $< 100 \mu\text{б}$ на нуклон. На ме- ди в 16-20 раз больше
400	Гаргамель/12/	"-	"-	"-	$E_\nu > 10$ ГэВ	$\sigma_{D \times \bar{D} \rightarrow e^+ \nu + X}$ $= 32_{-10}^{+15} \times$ $\times 10^{-30}$ на меди	$T.K. \bar{D} \rightarrow e^+ \nu$ $\approx 10\%$ то $\sigma_D \approx 300 \mu\text{б}$ на меди

Таблица III

Теоретические оценки вероятностей различных каналов распада  $\Sigma_0^+$  (2260) (в единицах  $10^{12} \text{ сек}^{-1}$ ) /13/

$\Lambda \pi^+$	$\Sigma^0 \pi^+$	$\Sigma^+ \pi^0$	$\Sigma^+ \eta$	$\Sigma^+ \eta'$	$p \bar{K}^0$	$\Xi^0 K^+$
0.109 (0.279)	0.091 (0.050)	0.094 (0.050)	0.095 (0.125)	0.558 -	0.486 (0.627)	0.219 (0.068)
$\Lambda \varrho^+$	$\Sigma^0 \varrho^+$	$\Sigma^+ \varrho^0$	$\Sigma^+ \omega$	$\Sigma^+ \varphi$	$p \bar{K}^{*0}$	$\Xi^0 K^{*+}$
0.676	0.684	0.692	1.849	0.060	1.347	0.197
$\Sigma^{*0} \pi^+$	$\Sigma^{*+} \pi^0$	$\Sigma^{*+} \eta$	$\Sigma^{*+} \eta'$	$\Delta^+ \bar{K}^0$	$\Delta^{*+} K^-$	$\Xi^{*0} K^+$
0.231 (0.287)	0.231 (0.287)	0.322 (0.399)	0 0	0.510 (0.685)	1.543 (2.091)	0.106 (0.122)
$\Sigma^{*0} \varrho^+$	$\Sigma^{*+} \varrho^0$	$\Sigma^{*+} \omega$	$\Sigma^{*+} \varphi$	$\Delta^+ \bar{K}^{*0}$	$\Delta^{*+} K^{*-}$	$\Xi^{*0} K^{*+}$
0.297	0.297	0.255	0	1.102	3.454	0

Числа в скобках - оценки основанные на  $SU(4)$  и данных для распадов с  $\Delta C = 0$ .

Б. Поиск узких резонансов ж).

Узкими называются резонансы, ширины которых значительно меньше ширины "обычных" резонансов, определяемых распадами по каналам сильного взаимодействия, не подавленными никакими запретами. Таким образом, если ширины "обычных" резонансов при массах  $\gtrsim 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$  порядка сотни МэВ (или более), то ширины узких резонансов не более нескольких десятков МэВ.

Обнаружение и исследование узких резонансов представляет принципиальный интерес прежде всего именно потому, что в них могут проявляться нетривиальные запреты, в той или иной форме, связанные с особенностями взаимодействия кварков с кварками, в частности, возможно и с существованием экзотических кварковых систем.

Первые теоретические предсказания о существовании узких мезонных резонансов, распадающихся преимущественно на барион и антибарион (впоследствии такие системы были названы барионием) были сделаны И.С.Шапиро с сотрудниками, основывавшимися на потенциальной модели нуклон-antinуклонного взаимодействия /14/ и Рознером, исходящим из идей дуальности /15/. В настоящее время имеется значительное число теоретических работ, посвященных узким резонансам /16/- /19/. В этих работах, исходящих из различных моделей, предсказывается существование значительного числа узких резонансов, как мезонных (эти предсказания носят

---

ж) Основные положения этого раздела обсуждались с И.А.Савиным, которому мы выражаем свою признательность.

достаточно определенный характер: предсказываются квантовые числа, массы, возможные каналы распадов и даже ожидаемые сечения), так и барионных (эти предсказания значительно менее определены). Несколько упрощая, можно сказать, что существуют два основных подхода к объяснению (и предсказанию) узких резонансов: первый рассматривает узкие резонансы как связанные состояния барионов и антибарионов, второй - как экзотические кварковые состояния (например, узкие мезоны описываются как состоящие из двух кварков и двух антикварков). При втором подходе возникают дополнительные интересные возможности построения семейств частиц, связанные с существованием цвета кварков /17-18/.

В обоих подходах возможно существование узких резонансов как с нулевой странностью, так и странных. В модели связанных барион-антибарионных состояний масса бариониев должна быть близка к массе двух составляющих барионов, а масса узких резонансов с барионным числом  $B = 1$ , состоящих в этой схеме из двух барионов и антибариона, должна быть близка к массе трех составляющих барионов. Распад должен происходить преимущественно на барионы и антибарионы, наличие антибарионов в конечном состоянии является удобным поисковым признаком.

В моделях экзотических кварковых состояний предсказывается существование многочисленных узких резонансов, объединенных в семейства по свойствам симметрии и расположенных на соответствующих траекториях Редже. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведен график Чью-Фрауни для экзотических систем (дикварк-антидикварк) включающих один или два странных кварка /18/.

На рис. 3 приведен спектр эффективных масс системы  $\bar{\Lambda}N$ , полученный с помощью Омега-спектрометра в пучке  $K^+$  мезонов /20/



и указаны стрелками значения масс узких резонансов, рассчитанные в работе /18/.

Экспериментальное обнаружение узких резонансов стало возможным в результате развития методики, приведшем к созданию установок с хорошим разрешением по эффективной массе, прежде всего современных магнитных спектрометров, а также больших пузырьковых камер в сильных магнитных полях.

В результате в последние 2 года был обнаружен целый ряд узких резонансов. Наиболее последовательно их поиск ведется в ЦЕРН,е, прежде всего с помощью многочастичного широкоапертурного спектрометра "Омега".

В табл. IV приведены основные и наиболее надёжно установленные из узких резонансов<sup>ж)</sup>. Как видно из таблицы, до сих пор обнаружено только существование узких мезонных резонансов. Единственное до настоящего времени указание на существование узких барионных резонансов ( в системах  $\Lambda \Pi^+ \Pi^-$  и  $\Lambda K^+ K^-$ ) было получено в эксперименте на БИС-1<sup>4/</sup>. Если бы это указание подтвердилось в дальнейших экспериментах, это было бы очень важным открытием. Очевидно, что проверка этого результата является главной ближайшей задачей БИС-2.

Обнаружение и исследование узких резонансов - новое, быстро развивающееся и весьма перспективное направление в физике высоких энергий.

Следует ожидать, что в ближайшие годы будет найдено большое

---

ж) В таблице, в частности, не указаны несколько узких максимумов в сечении процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, полученные во Фраскати и в Орсе /26/, а также узкий максимум в реакции  $\gamma p \rightarrow p e^+ e^-$  при  $M \approx 1,1$  ГэВ/с<sup>2</sup> /27/.

число различных узких резонансов и на этой основе получено очень существенная, а возможно и принципиально новая информация об элементарных частицах и процессах.

Мы полагаем, что поиск узких резонансов должен быть включен в программу экспериментов для БИС-2 \*). Установка обладает достаточно хорошим разрешением по эффективной массе. Уровень ожидаемых сечений для образования некоторых из этих резонансов порядка микробарна, что следует как из теоретических предсказаний /17,18/, так и из экспериментальных данных для обнаруженных узких резонансов ( см.табл.IV). Такой уровень сечения должен быть доступен для экспериментов с БИС-2.

Существенным с точки зрения поиска с помощью этой установки является предсказание некоторых теоретических моделей о возможности дифракционного рождения узких резонансов. Поскольку апертура установки весьма ограничена и эффективность регистрации резко падает с ростом поперечного импульса распадающихся частиц, дифракционные процессы наиболее благоприятны для наблюдения с БИС-2. Так как эффективные массы узких резонансов, предсказываемые разными теоретическими моделями, различны, поиск следует вести во всем интервале эффективных масс, доступном для исследования.

Спектры эффективных масс двух заряженных адронов достаточно хорошо изучены. Поэтому следует сосредоточиться в изучении

---

ж) Отметим, что первоначальное предложение 1975 года было "Поиск частиц большой массы с малой шириной распада". Это предложение включало наряду с поиском очарованных частиц, также поиск узких резонансов, в частности, бариониев. Сейчас такая постановка задачи стала ещё более актуальной.

спектров эффективных масс двух адронов на системах с  $\Lambda$  или  $K^0$  и на системах из трёх ( и более) адронов.

Характерной чертой узких резонансов, наблюдаемой экспериментально и необходимой для некоторых теоретических моделей<sup>/17, 18 /</sup> являются последовательные распады с испусканием одного мезона ( $\pi$  или  $K$ ), что может быть использовано как признак для снижения фона при поиске узких резонансов в системах из трёх и более частиц.

Поиск узких резонансов на установке БИС-2 может быть проведен как при существующих условиях вывода нейтрального пучка в канал  $4H$  ( в этом случае может представлять интерес наличие в канале  $K_L^0$  - мезонов, которые, хотя и составляют долю  $\sim 1,5\%$ , но зато должны давать характерные конечные состояния, типа  $\Lambda \bar{p}$  и  $\bar{\Lambda} p$ ), так и при выводе пучка под  $0^\circ$ .

Следует отметить, что если в канале  $4H$  будет создан широкополосный фотонный пучок, то в этом случае надо будет осуществить поиск фоторождения узких резонансов.

В настоящем предложении проблеме поиска узких резонансов как основа долговременной программы для БИС-2 ставится в общем виде. В дальнейшем должны быть разработаны более детализированные проекты для различных этапов эксперимента.

Для осуществления поиска узких резонансов с помощью БИС-2 необходимо дополнить установку системой идентификации адронов ( газовым черенковским фотоскопическим счётчиком - см.ниже, раздел В) и увеличить апертуру установки.

## Узкие резонансы

Конечное состояние	Масса МэВ	Ширина МэВ	Эксперимент ссылка	Установка	Примечание
I	2	3	4	5	6
$\bar{K}^0 \Pi^+ \Pi^-$	$1692 \pm 6$	$26^{+24}_{-17}$	$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \Pi^+ \Pi^-$ при 6 ГэВ/с /21/	Брукхэйвенский многочастичный спектрометр	$\sigma \approx 5$ мкб половина $K^* \Pi 700$ распадается на $K^* (840) \Pi^+$
$K_S^0 \Pi^+ \Pi^-$	$2600 \pm 10$	$< 18$	$\bar{p} p \rightarrow \nu^0 + 6$ заряд при 12 ГэВ/с /22/	BEBC	$\sigma \times BR \approx 20$ мкб $K^0 \Pi^+$ система: пики при 1,5 и 1,7 ГэВ/с <sup>2</sup>
$\bar{p} p$	$1939 \pm 3$	$\lesssim 4$	пик в $\sigma_{\nu^0}(\bar{p} p) / 23 /$ и $\sigma_{e^+e^-}(\bar{p} p)$		Несколько экс- периментов (массы 1932-1939)
$\bar{p} p$	$2020 \pm 3$	$24 \pm 12$	$\Pi^- p \rightarrow P_s (P_s \bar{P}_s) \Pi^-$ при 9 и 12 ГэВ/с /24/	"Омега"	Вылетает назад (вперед изобара) $\sigma \approx 10-30$ нб
$\bar{p} p$	$2204 \pm 5$	$16^{+20}_{-16}$	"--"	"--"	$\sigma \approx 20$ нб
$\bar{p} p \Pi$	$2950 \pm 10$	$< 32$	$\Pi^- p \rightarrow (P_s P_s \Pi^-) P_s$ при 16 ГэВ/с /25/	"--"	$\sigma \times BR \approx 1$ мкб распадается на $\bar{p} p$ $2,2$ ГэВ/с <sup>2</sup> (25%), а также $2,02$ ГэВ/с <sup>2</sup>

В. Предложения по дальнейшему развитию установки БИС-2.

I. Необходимо вывести нейтральный пучок канала 4Н под углом  $0^\circ$  к внутреннему пучку протонов.

Экспериментально измеренный спектр нейтронов, выведенных под углом  $0^\circ$ , имеет максимум при  $\sim 60$  ГэВ. Расчётный спектр нейтронов, выведенных под углом  $11,3$  мрад ( $0,65^\circ$ ) имеет максимум около 45 ГэВ (возможно, что максимум реального спектра в канале 4Н находится при ещё меньших энергиях). При увеличении энергии нейтронов в канале от 45 до 60 ГэВ существенно возрастет эффективность установки для поиска очарованных барионов, поскольку

а) сечение рождения очарованных частиц должно вырасти в 2-3 раза;

б) увеличится область регистрируемых установкой относительных импульсов  $x$ , так как при том же значении  $P_{\text{пор}}$  установки величина  $x_{\text{пор}}$  будет меньше в 1,33 раза (например,  $x > 0,375$  вместо  $x > 0,5$ );

в) возрастет эффективность установки для регистрации искомым событий при одинаковой величине относительных импульсов  $x$  (из-за уменьшения углов вылета частиц при тех же значениях  $P_1$ ).

Количественная оценка увеличения эффективности установки БИС-2 для регистрации очарованных барионов за счёт факторов б) и в) требует знания динамики рождения этих частиц. Представляется разумной, основанная на расчетах методом Монте-Карло ориентировочная оценка увеличения эффективности БИС-2 за счёт факторов а) -в) на I порядок величины.

Помимо указанных факторов а) - в), увеличивающих эффективность регистрации искомым событиям значительно сильнее, чем эффективность регистрации фона, т.е. улучшающих отношение сигнал/фон, при выводе пучка под  $0^\circ$  увеличивается во много раз и общая интенсивность пучка нейтронов.

Если пучок нейтронов в канале 4Н не будет выведен под углом  $0^\circ$  (или, в крайнем случае, близким к  $0^\circ$ ), то достижение с помощью БИС-2 ожидаемого уровня сечений рождения очарованных бариев представляется сомнительным.

Следует подчеркнуть, что если будет принято предложение С.С.Герштейна о поиске установкой БИС-2 в канале 4Н в дальнейшем фоторождения очарованных частиц, то, как показывают расчеты, выполненные в отделе пучков ИФВЭ<sup>[28]</sup>, эта задача тоже требует вывода нейтральных частиц под углом  $0^\circ$ .

2. Необходимо увеличить область перпендикулярных импульсов искомым частиц, регистрируемых установкой. С ростом массы рождаемых частиц растет их средний перпендикулярный импульс  $\langle p_\perp \rangle$  и для частиц с массой  $2,25 \text{ ГэВ}/c^2$  он более чем вдвое превышает  $\langle p_\perp \rangle$  пионов и в  $\sim 1,5$  раза  $\langle p_\perp \rangle$  -  $\Lambda$  - гиперонов. Таким образом, с ростом  $p_\perp$  увеличивается отношение числа искомым событий к фону, притом экспоненциально (т.е. очень резко), поскольку оба числа зависят от  $p_\perp$  экспоненциально, но с существенно различными показателями в экспоненте. Наибольшее увеличение области захватываемых установкой величин  $p_\perp$  может быть достигнуто увеличением зазора магнита спектрометра в горизонтальном направлении до 150 см. Эффективное использование увеличенной апертуры магнита потребует дополнительной установки пропорциональных камер, так чтобы до магнита возможно было

поместить ПК шириной 100 см, а после магнита - либо два ряда по 2 камеры шириной 100 см, либо две камеры по 150 см и последний ряд ПК шириной 300 см.

Увеличения горизонтального зазора магнита до 150 см требует и необходимость идентификации заряженных адронов с помощью газового черенковского годоскопического счётчика, размещенного в зазоре магнита.

Очевидно, что наряду с увеличением горизонтальной апертуры установки за счёт увеличения в  $x$  - направлении зазора магнита, следует также предельно приблизить мишень к магниту.

Вопрос об увеличении вертикального размера зазора магнита требует отдельного количественного рассмотрения.

3. Необходимо ввести частичную идентификацию заряженных адронов. (Полная идентификация в установке одновременно нескольких частиц в широком интервале импульсов и значительном угловом интервале невозможна). Это откроет для БИС-2 новые экспериментальные возможности, в частности, является совершенно необходимым для поиска очарованных барионов по каналам распада  $S_0^+ \rightarrow pK^- \pi^+$  и  $S_0^+ \rightarrow p \bar{K}^0$  и большей части возможных каналов распада узких резонансов и существенно

снизит фон при поиске новых частиц по другим каналам ( $\Lambda K^+ K^-$ ,  $\Lambda \pi^+$ ,  $\Lambda \pi^+ \pi^-$  и т.д.). Для этого предлагается установить в магните пороговый газовый черенковский годоскопический счётчик (ПГЧГС). Схема счётчика в двух проекциях приведена на рис. 4, а) и б). Основные параметры счётчика: длина радиатора - 300 см (по размеру ярма магнита в направлении пучка), давление газа - 1 атмосфера. Сбор света на ФЭУ осуществляется рядом сферических зеркал, оси которых наклонены к пучку под углом  $4.5^\circ$ . Каждое из зеркал фокуси-

рует свет на свой фотомножитель. Зеркала имеют форму вырезанных из сферы прямоугольников шириной  $\sim 25$  см и смонтированные вплотную друг к другу образуют на выходном торце счётчика сплошную отражающую поверхность <sup>и</sup> ячеистой структуры. ФЭУ должны обладать хорошим квантовым выходом, а электроника, принимающая сигналы с ФЭУ - чувствительностью достаточной, чтобы регистрировать импульсы от одного фотоэлектрона. Выходы ФЭУ независимы, счётчик работает как годоскоп, и поскольку траектории и импульсы проходящих через него частиц известны, может служить для идентификации нескольких частиц одновременно.

Подробные расчёты ПЧГС будут представлены дополнительно, здесь приведем лишь некоторые данные, иллюстрирующие возможности счётчика.

При наполнении этаном или этиленом ( $n = 1,0007$ ) порог свечения соответствует  $\gamma = 26,7$ , т.е. импульсам протона  $P_{\text{пор}}(p) = 2,5I$ , K-мезона  $P_{\text{пор}}(K) = 13,2$  и пиона  $P_{\text{пор}}(\pi) = 3,7$  ГэВ/с, предельный угол свечения  $\theta_{\text{max}} = 2^{\circ}10'$ , предельная интенсивность свечения  $I = 500 \sin^2 \theta_{\text{max}} / \text{см} \approx 70$  фотонов/метр.

При  $\gamma = 40$ , что соответствует импульсам протона, K-мезона и пиона соответственно 37,6; 19,8 и 5,55 ГэВ/с, угол свечения  $1,62^{\circ}$ ,  $I \approx 40$  фотонов/метр.

Возможность эффективной работы порогового газового черенковского счётчика-годоскопа длиной 300 см., работающего при давлении 1 атм. воздуха была продемонстрирована в эксперименте на установке "СИГМА" в ИФВЭ, где идентифицировались одновременно  $K^{\pm}$  и  $\pi^{\mp}$  мезоны. Помещение ПЧГС в магнитное поле осложняет его работу из-за искривления траекторий частиц. Однако специфика решаемой на БИС-2 физической задачи позволяет в значительной мере обходить эту



трудность и эффективно использовать ПЧГС. Рассмотрим это на примере двух предлагаемых далее вариантов поиска  $\Sigma^+$  по распадам  $\Sigma^+ \rightarrow p\bar{K}^0$  и  $\Sigma^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . В обоих случаях среди регистрируемых частиц наибольшим импульсом обладает обычно протон (это справедливо для всех процессов  $B \rightarrow B' \rightarrow p + \dots$ , где в конечном счете образуется протон).

На рис.5 приведено рассчитанное методом Монте-Карло распределение импульсов протонов,  $K^-$  и  $\pi^+$  от распада  $\Sigma^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  для условий эксперимента на БИС. Как видно из этого рисунка, интервал характерных импульсов протонов (рис.5), лежит ниже порога их черенковского излучения  $P_{\text{пор}}(p)$ , но выше импульса, соответствующего порога  $K^-$ -мезонов  $P_{\text{пор}}(K)$ , а тем более пионов  $P_{\text{пор}}(\pi)$ . При поле в магните, эквивалентном  $P_{\text{ч}} = 0,64$  ГэВ/с, смещение траектории протона внутри ПЧГС составит  $\lesssim 5$  см, поэтому если бы эта частица была  $K^-$ -мезоном или пионом ее черенковское излучение в большинстве случаев собиралось бы на один ФЭУ и в редких случаях - на два. Т.о. отсутствие сигнала от положительной частицы с  $p > P_{\text{пор}}(K)$  позволяет идентифицировать с достаточно хорошей надёжностью протоны в большей части соответствующей им кинематической области.

Интервал импульсов  $K^-$  от распада  $\Sigma^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , как видно из рис.5, в значительной части лежит выше  $P_{\text{пор}}(\pi)$ , но ниже  $P_{\text{пор}}(K)$ , что позволяет отличить их от  $\pi^-$ -мезонов. Однако в этом интервале импульсов велика вероятность попадания черенковского излучения  $\pi^-$ -мезонов в два соседних ФЭУ. Сильное искривление в магнитном поле траекторий частиц с  $p < P_{\text{пор}}(\pi)$  не существенно для работы ПЧГС, поскольку в этой области импульсов адроны не испускают черенковское излучение.

Укажем в заключение, что на всех современных установках для поиска очарованных <sup>и других поисковых задач</sup> частиц производится идентификация регистрируемых адронов и отсутствие такой идентификации на БИС-2 в весьма значительной мере уменьшило бы конкуренто-способность установки, как и вообще ее способность решать поставленную задачу по поиску очарованных барионов, а также узких резонансов.

4. Необходимо усовершенствовать систему запуска установки.

Характерным свойством искомым процессов, как указывалось выше, является наличие в конечном состоянии протона с большим импульсом. Это свойство может быть использовано в системе запуска. Легко показать, что частицы определенного знака с импульсом больше некоторого заданного, имеющие координату  $x_1$  в плоскости первой пропорциональной камеры после магнита, попадают во вполне определенный интервал  $x$  - координат в плоскости последних пропорциональных камер. Например, для частиц с импульсом  $> 20$  ГэВ/с ширина этого интервала составляет  $\approx 5$  см. Если размер проп. камер последнего ряда в  $x$  - направлении составит 300 см., а регистрируется в событии 3 трека после магнита, то процессор, который сравнивал бы  $x$ -координаты в первом и последнем ряду проп. камер мог бы приблизительно в 20 раз уменьшить число запусков от событий, не содержащих положительной частицы с импульсом  $> 20$  ГэВ/с. Реально, поскольку в первом ряду проп. камер координата известна неточно, подавление будет меньше. Использование информации с ПЧГС могло бы дополнительно подавить фоновые запуски.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ.

- Рис.1. Зависимость от энергии сечения рождения  $\gamma/\psi$  частиц в центральной области.
- Рис.2. Теоретический спектр узких (экзотических) мезонных резонансов с одним или двумя странными кварками /18/.
- Рис.3. Спектр эффективных масс системы  $\bar{\Lambda}N$  /20/ и теоретический расчет из работы /18/.
- Рис.4. Схема порогового газового черенковского годоскопического счётчика, размещаемого в магните спектрометра  
а) вид сбоку, в) вид сверху, 1 - корпус счётчика, 2 - сферические зеркала, 3. ФЭУ.
- Рис.5. Спектр импульсов протонов,  $K^-$  - мезонов и  $\Pi^+$  - мезонов от распада  $C_0^+ \rightarrow pK^-\Pi^+$ , регистрируемых установкой БИС-2 (расчёт по Монте-Карло).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Peruzzi et.al., Phys.Rev.Lett.(1977), v 39, n 21, 1301.
2. M.Gaillard, B.W.Lee, J.L.Rosner, Rev.Mod.Phys.(1975) 47,277.
3. M.Piccolo, I.Peruzzi. Phys.Rev.Lett (1977),39,n 24,1503.
4. Г.Айхнер и др., ЯФ, 28,663 (1978)
5. W.R.Ditzler et.al. Phys.Lett.(1977), v 71B, n 2, 451.
6. D.Spelbring et.al., Phys.Rev.Lett.(1978), 40, 605.
7. Лебедев А.А. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, февраль,1978.
8. M.A.Abolins et.al.,Phys.Lett.(1978), 73B, n 3, 355.
9. G.J.Coremans-Bertrand et.al., Phys.Lett.(1976),65B,n 5,480.
10. T.Hansl et.al. Phys.Lett.(1978),74B, N 1,2, 139.
11. P.C.Bosetti et.al.                   там же стр.143.
12. P.A.Alibran et.al.                   там же, стр.134
13. J.G.Korner, G.Kramer, J.Willrodt, DEZU 78/13,1978.
14. О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцевич, И.С.Шапиро.Письма ЖЭТФ(1969).
15. J.L.Rosner, Phys.Rev.Lett.(1968) 21, 950.
16. C.Rosenzweig, Phys.Rev.Lett (1976) 36, 697.  
C.F.Chew, LBL 5391.
17. Chan Hong.Mo and H.Hogaasen,Phys.Lett (1977) 77B, 121.
18. Tsou S.T. Oxford preprint OXI 3LB; Nucl. Phys (1978).B141,N4, 397
19. F.M.Renard, Lett. Nuovo Cim (1978) 21, 15.
20. L.Montanet, CERN/EP/Phys. 77-22.
21. A.Etkin et.al. Phys.Rev.Lett (1976), 36, 1482.
22. A.Apostolakis et.al. Phys.Lett (1977),66B, 185.
23. W.Bruckner et.al. Phys.Lett (1977), 67B, 222.
24. P.J.Benkheiri et.al. Phys.Lett (1977) 68B, 483.
25. C.Evangelista et.al. Phys.Lett (1977),72B, 139.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. Peruzzi et.al., Phys.Rev.Lett.(1977), v 39, n 21, 1301.
2. M.Gaillard, B.W.Lee, J.L.Rosner, Rev.Mod.Phys.(1975) 47,277.
3. M.Piccolo, I.Peruzzi. Phys.Rev.Lett (1977),39,n 24,1503.
4. Г.Айхнер и др., ЯФ, 28,663 (1978)
5. W.R.Ditzler et.al. Phys.Lett.(1977), v 71B, n 2, 451.
6. D.Spelbring et.al., Phys.Rev.Lett.(1978), 40, 605.
7. Лебедев А.А. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, февраль,1978.
8. M.A.Abolins et.al.,Phys.Lett.(1978), 73B, n 3, 355.
9. G.J.Coremans-Bertrand et.al., Phys.Lett.(1976),65B,а 5,480.
10. T.Hansl et.al. Phys.Lett.(1978),74B, N 1,2, 139.
- II. P.C.Bosetti et.al. там же стр.143.
12. P.A.Alibran et.al. там же, стр.134
13. J.G.Korner, G.Kramer, J.Willrodt, DESY 78/13,1978.
14. О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейч, И.С.Шапиро.Письма ЖЭТФ(1969).
15. J.L.Rosner, Phys.Rev.Lett.(1968) 21, 950.
16. C.Rosenzweig, Phys.Rev.Lett (1976) 36, 697.  
C.F.Chew, LBL 5391.
17. Chan Hong.Mo and H.Hugaasen,Phys.Lett (1977) 77B, 121.
18. Tsou S.T. Oxford preprint OXI 3LB; Nucl. Phys (1978).B141,N4,397
19. F.M.Renard, Lett. Nuovo Cim (1978) 21, 15.
20. L.Montanet, CERN/EP/Phys. 77-22.
21. A.Etkin et.al. Phys.Rev.Lett (1976), 36, 1482.
22. A.Apostolakis et.al. Phys.Lett (1977),66B, 185.
23. W.Bruckner et.al. Phys.Lett (1977), 67B, 222.
24. P.J.Benkheiri et.al. Phys.Lett (1977) 68B, 483.
25. C.Evangelista et.al. Phys.Lett (1977),72B, 139.

26. Proceedings 1977 International Symposium on Lepton and photon interactions at High Energies. Hamburg 1977, p.165,189.
27. S.Bartalucci et.al. Nuovo Cim (1977), 39A, 374.
28. В.А.Маншеев и др., ИФВЭ, (П 75-ИИ6, Серпухов, 1975.

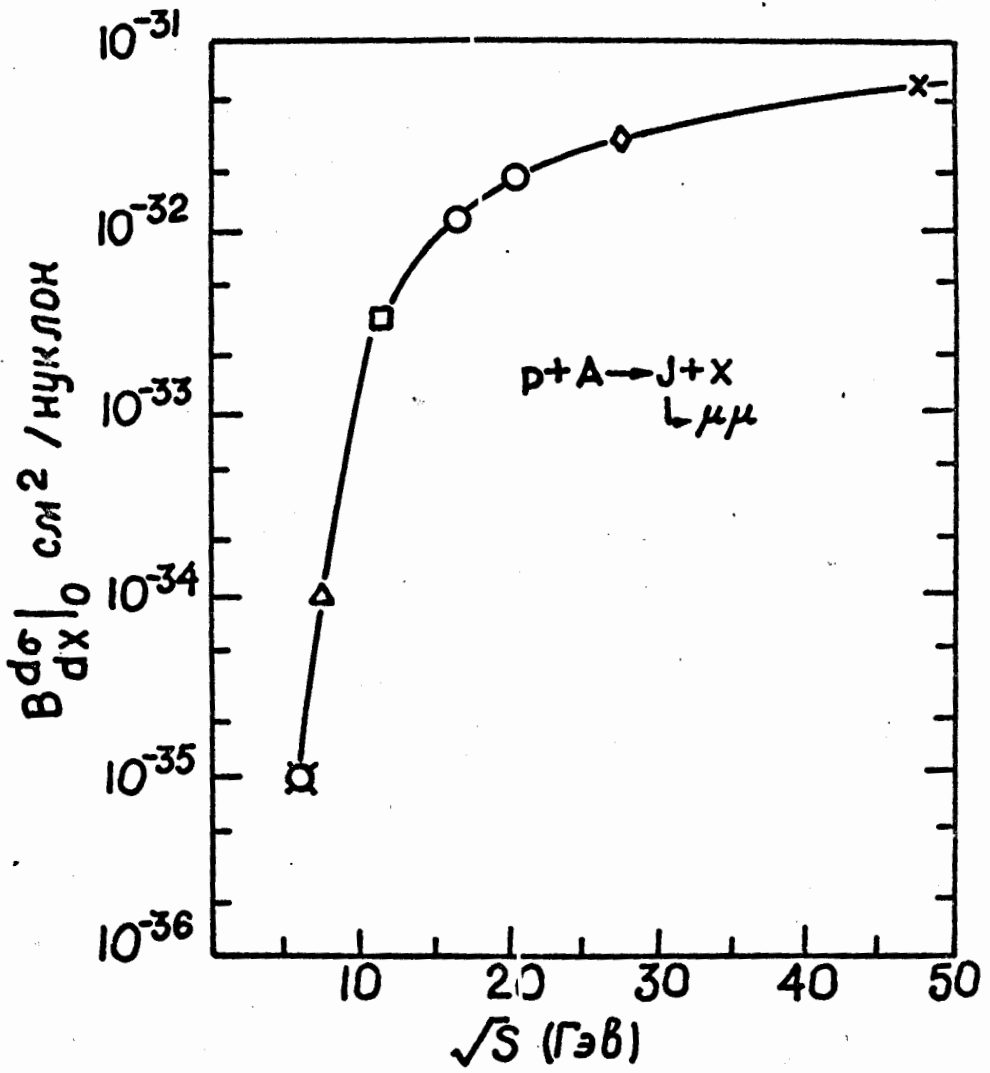
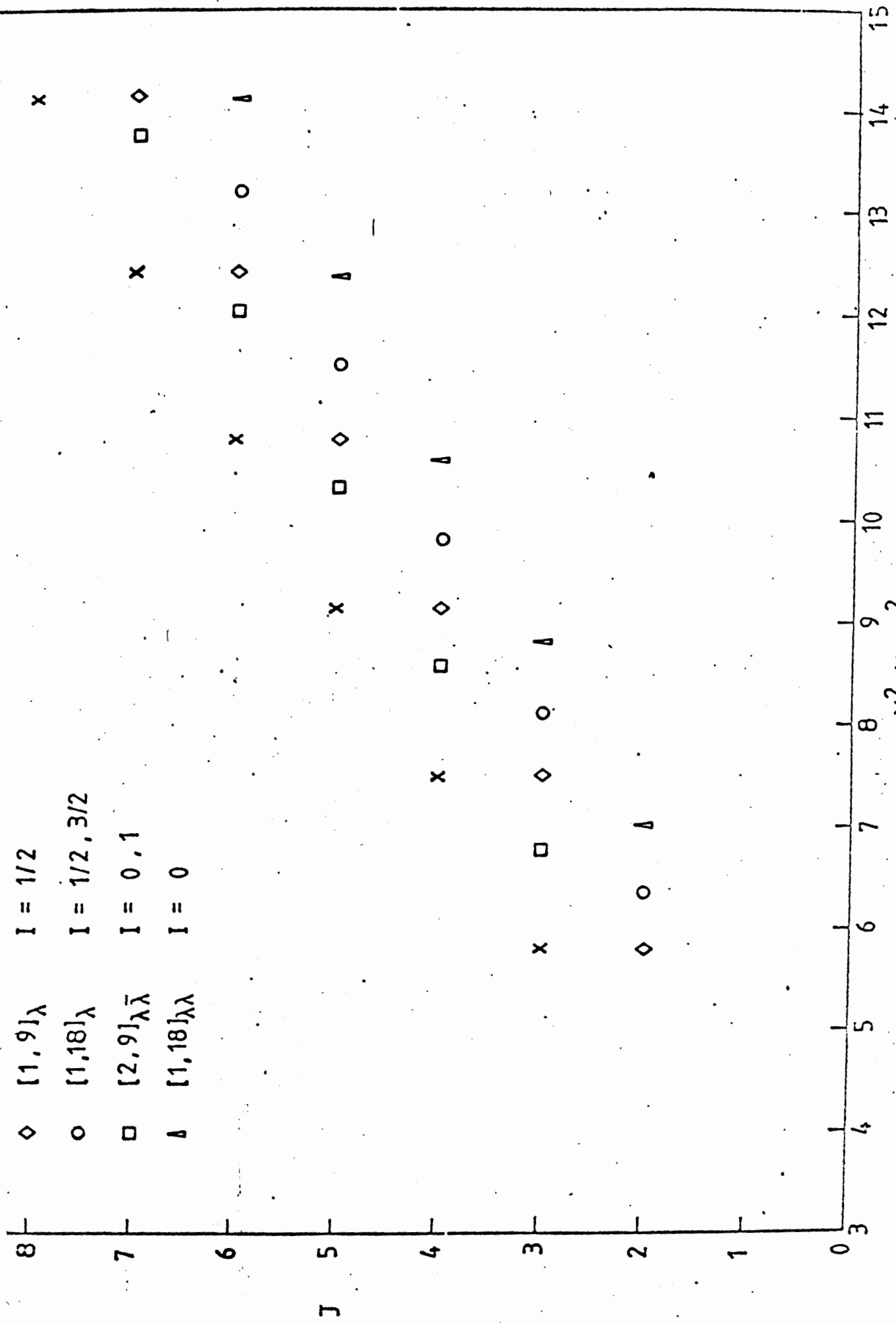


Рис. 1.



PLIC.2



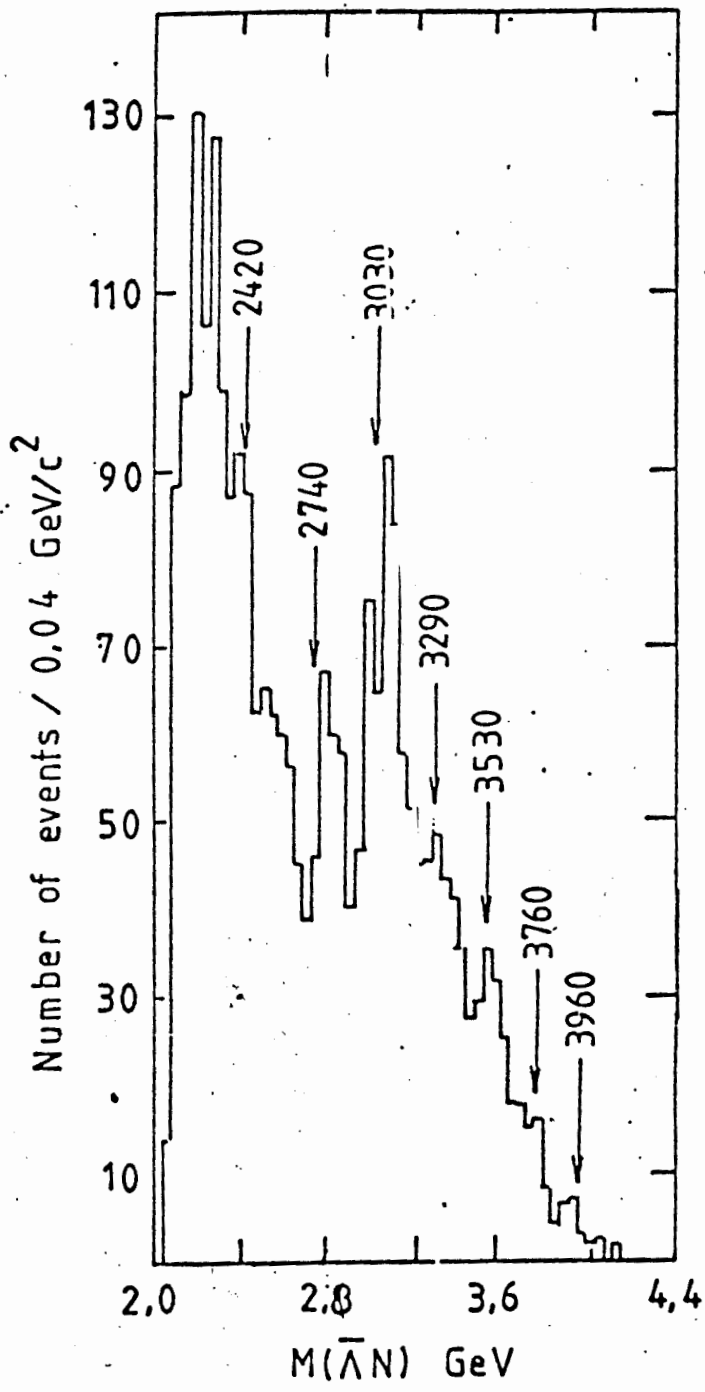


Рис. 3

FIG 2

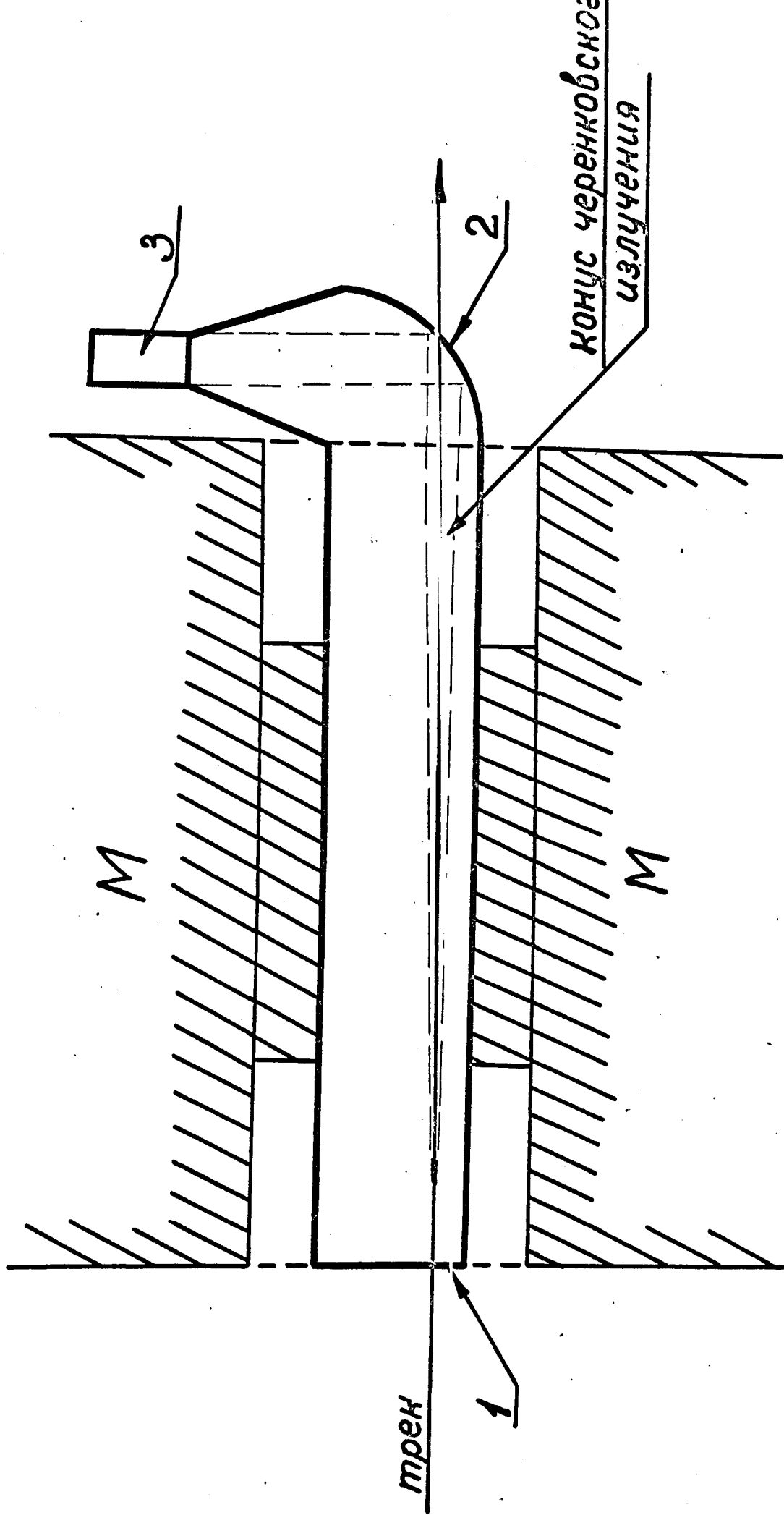


Рис. 4 а

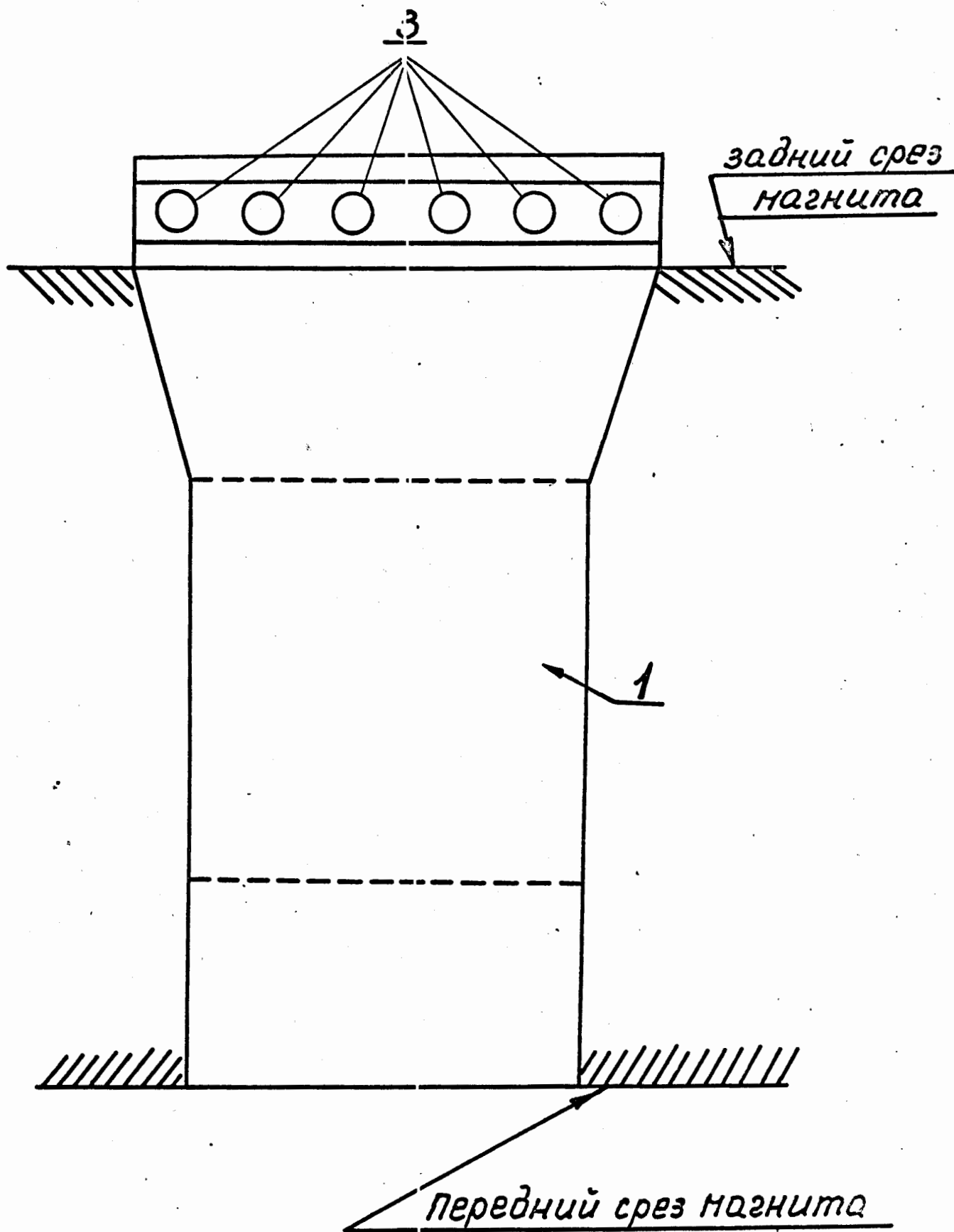
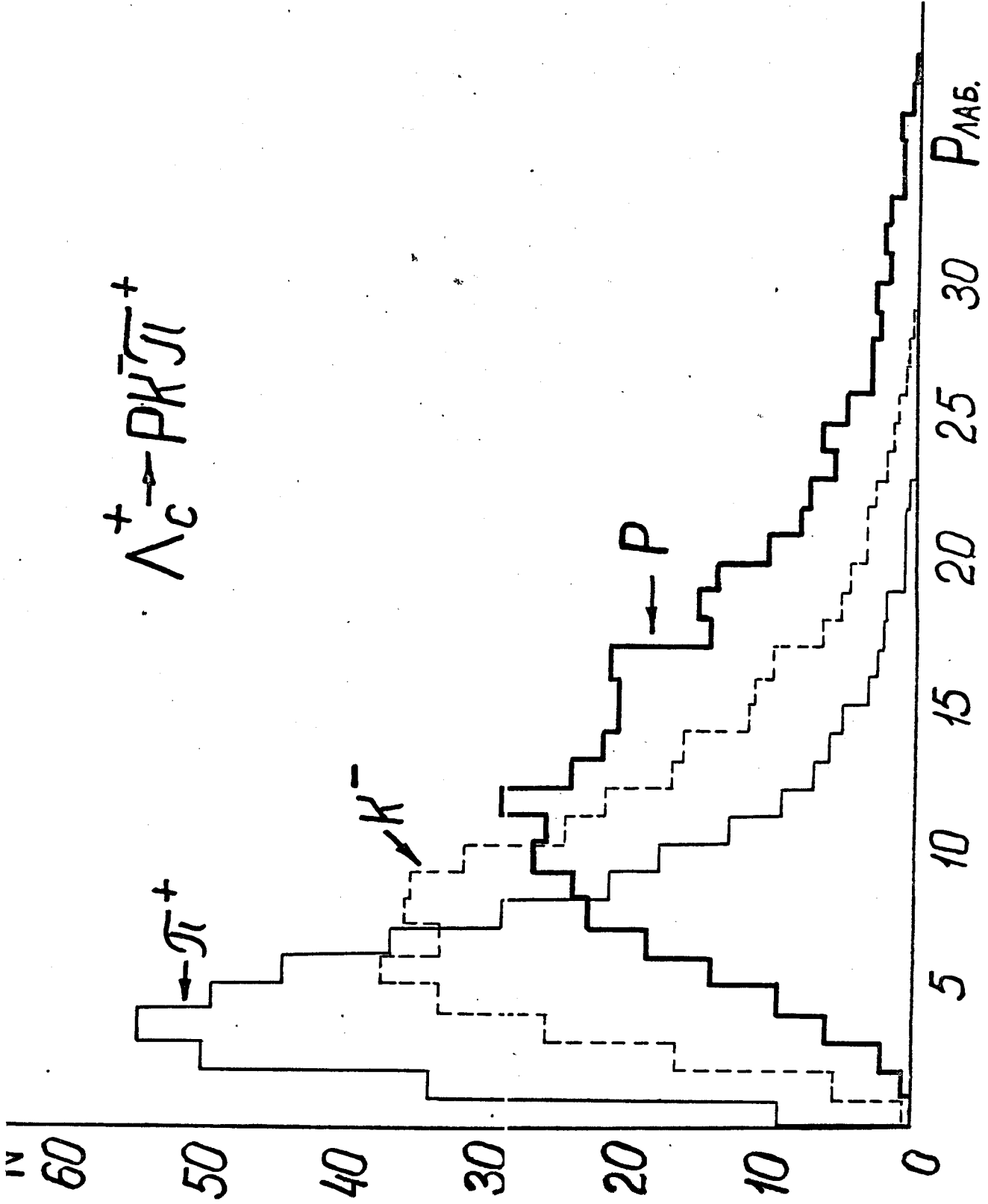


Рис. 4б



Puc. 5