



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

5118204101

О.Н.БАЛОШИН, Б.П.БАРКОВ, Б.В.БОЛОНКИН,
В.В.ВЛАДИМИРСКИЙ, В.К.ГРИГОРЬЕВ,
А.П.ГРИШИН, И.А.ЕРОФЕЕВ, Ю.В.КАТИНОВ,
И.Я.КОРОЛЬКОВ, В.Н.ЛУЗИН, В.В.МИЛЛЕР,
В.Н.ПЕТРУХИН, Ю.С.ПЛИГИН, Л.А.ПОНОМАРЕВ,
В.В.СОКОЛОВСКИЙ, А.И.СУТОРМИН, Г.Д.ТИХОМИРОВ,
К.А.ТРОСТИНА, Ю.П.ШКУРЕНКО

РЕЗОНАНСНЫЕ СТРУКТУРЫ
СИСТЕМЫ $\Lambda\bar{\Lambda}$
В $\bar{K}p$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГЭВ/С
(РЕАКЦИЯ $\bar{K}p \rightarrow \Lambda\bar{n}$)

Получен спектр эффективных масс и угловые распределения 322 событий реакции $\pi^- p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} n$ при импульсе 40 ГэВ/с. Найдены резонансные структуры при массах 2295, 2400, 2535 (с возможным раздвоением на 2495 и 2564), 2802 МэВ и для них определены на основании анализа угловых моментов с привлечением обычной систематики мезонных резонансов наиболее вероятные значения квантовых чисел соответственно 2^{++} , 0^{-+} , 6^{++} (3^{-} и 6^{++}), 4^{++} . Получено подтверждение наблюдавшейся ранее резонансной структуры с массой 3437 МэВ.

I. Введение

В последнее время значительный интерес привлекает исследование барион-антибарионных состояний. Этот интерес обусловлен двумя причинами: во-первых, на пару барион-антибарион могут распадаться обычные мезоны, и в этом случае возникает возможность изучения резонансов с весьма высокими массами и моментами, во вторых, в барион-антибарионных системах могут проявляться резонансы со скрытой экзотикой (например, $qq\bar{q}\bar{q}$) [1-5] или квазизядерные уровни [6], если такие необычные состояния вообще существуют.

Недавно был обнаружен ряд широких резонансов в $p\bar{p}$ -системе [7]. Спин-четности этих состояний образуют натуральный ряд $J^P = 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, 6^+$. С другой стороны, в системе $\Lambda\bar{p}(\bar{\Lambda}p)$ [8,9] обнаружены резонансы с неестественной спин-четностью $J^{PC} = 2^{--}, 3^{++}, 4^{--}$ (массы 2260, 2320 и 2490 МэВ).

Состояния натурального ряда с моментами 5^- и 6^+ были недавно обнаружены в системе $K\bar{K}$ [10,11]. Эти состояния имеют массы 2307 и 2480 МэВ и хорошо ложатся на лидирующую мезонную траекторию ($\rho - A_2 - g - h$).

Изучение системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ представляет интерес еще и с той точки зрения, что в ней могут проявляться изоскалярные $S\bar{S}$ -состояния типа ϕ (1019) и f' (1516) - мезона. Недавно был обнаружен еще один член этого семейства - резонанс ϕ (1850) с моментом 3^- [12].

Экспериментальное изучение системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ имеет важное преимущество: слабый распад $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ дает возможность измерять поляризацию Λ и $\bar{\Lambda}$ и корреляцию их спинов, зависящую от пол-

ного спина системы S , который может принимать значения 0 или 1 (см. Приложение). Поскольку состояния с $S = 0$ образуют ненатуральный ряд $J^{PC} = 0^{-+}, 1^{+-}, 2^{-+} \dots$ (внутренняя четность системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ отрицательна), а среди состояний с $S = 1$ есть натуральные $J^{PC} = 0^{++}, 1^{--}, 2^{++} \dots$, то исследование спиновых корреляций дает возможность разделить эти ряды.

Система $\Lambda\bar{\Lambda}$ изучалась в работах [13-17]. Число зарегистрированных событий в каждой отдельной работе не превышало 100, что не позволяло сколько-нибудь подробно исследовать свойства системы $\Lambda\bar{\Lambda}$.

В настоящей работе система $\Lambda\bar{\Lambda}$ исследована на материале 322 событий реакции



При этом достигнута чувствительность 10 соб/нон. В области масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ выше 3 ГэВ к анализу дополнительно привлекались события из процесса



где X^0 - нейтральная система ($B = 1, I = 1/2, 3/2$) с нулевой странностью и массой больше массы нейтрона^{*}). Всего зарегистрировано 240 таких событий.

В ранее опубликованных результатах нашего эксперимента [18,19] сообщалось о существовании резонансов в системе $\Lambda\bar{\Lambda}$ с массами 3430, 2510 и 2020 МэВ, а также содержалось указание на присутствие резонанса с массой 2400 МэВ, рождающегося при относительно больших переданных импульсах. В настоящей работе ста-

*) События этого класса регистрировались экспериментальной установкой, в основном, вследствие не 100%-ной эффективности регистрации γ -квантов и заряженных частиц в охранной системе счетчиков (см. разд.2).

тистика увеличена по сравнению с [18] приблизительно в пять раз, что позволило провести более подробное рассмотрение.

При имеющейся статистике невозможно провести полный анализ по парциальным волнам. По этой причине приведенные ниже наиболее вероятные значения квантовых чисел резонансов J^P основываются не только на измеренных угловых распределениях, но и на анализе общей систематики мезонных резонансов. Оказалось возможным согласовать полученный экспериментальный материал с предположением, что одна из наблюдающихся особенностей (с массой 2564 МэВ) расположена на продолжении лидирующей траектории ($\phi - f'$) с преимущественным содержанием кварков $S\bar{S}$, а три другие особенности представляют собой радикальные возбуждения членов этой траектории с моментами 2^+ , 3^- и 4^+ (массы 2295, 2495 и 2802 МэВ), и, возможно, образуют новую траекторию.

2. Выделение исследуемых реакций

Экспериментальный материал получен с помощью 6-м магнитного спектрометра ИТЭФ [20] на пучке π^- -мезонов серпуховского ускорителя. Спектрометр был настроен на регистрацию процессов с вылетом нейтральных странных частиц в конечном состоянии. На входе спектрометра на расстоянии ~ 2 м от магнита располагалась жидководородная мишень, окруженная со всех сторон (кроме входа пучка) охранной системой сцинтилляционных счетчиков с конверторами из Pb для подавления регистрации реакций с вылетом заряженных частиц и γ -квантов. Заряженные продукты распада K_S^0 , Λ - и $\bar{\Lambda}$ -частиц регистрировались оптическими искровыми камерами спектрометра. Для увеличения эффективности запусков установки в части экспозиции использовался сцинтилляционный счетчик, расположенный на выходе спектрометра (счетчик включался в совпадение с пучковым телескопом).

Представленные в работе результаты получены из анализа 400 тыс. фотографий, полученных на спектрометре.

Импульс налетающих K^- -мезонов составлял 40 ГэВ/с с разбросом $\sim 1\%$ (здесь и далее значения погрешностей соответствуют полной ширине на полувысоте). Неопределенность в направлении пучка 1-2 мрад.

Точность измерения импульсов и углов в спектрометре в диапазоне от 40 до 5 ГэВ/с составляла соответственно (0,3 - 0,7)% и 0,3 - 1,0 мрад. Для частиц с импульсом < 5 ГэВ/с погрешности были равны $\sim 0,3$ ГэВ/с и 1,5 мрад. При этом точность измерения эффективной массы системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ составляла 25 МэВ на пороге рождения и 50 МэВ при массе 3-4 ГэВ.

Выделение случаев рождения системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ производилось следующим образом. После сканирования фотопленки отбирались события, в которых имеется по крайней мере две пары пересекающихся положительных и отрицательных треков ($2V^0$ -топология). Эффективные массы этих пар фиксировались на табличные значения массы Λ ($\bar{\Lambda}$). Невидимые треки нейтральных частиц Λ и $\bar{\Lambda}$ должны были пересекаться в области мишени. Пучковый трек в этом эксперименте не регистрировался, и для фита использовались средние значения импульса и направления пучковых частиц с соответствующим разбросом. Недостающая масса нерегистрируемой нейтральной системы фиксировалась на массу нейтрона ($M_M = M_n$). Всего, таким образом, возникало 6 связей (три кинематических и три геометрических).

В области высоких масс $M_{\Lambda\bar{\Lambda}} > 3,0$ ГэВ к анализу дополнительно привлекались события реакции (2), удовлетворяющие 5C-фиту: принималось требование $M_M = M_n$.

Реакция образования пары K_S^0 -мезонов обладает одинаковой в исследуемой реакции топологией и для небольшой части событий

по условиям эксперимента идентификация K_S^0 и Λ неоднозначна. В то же время сечение рождения пары K_S^0 -мезонов примерно на порядок превышает сечение рождения системы $\Lambda\bar{\Lambda}$. Поэтому были приняты специальные меры для подавления фона от образования пары K_S^0 . Для каждой вилки вычислялась эффективная масса в предположении, что компоненты "вилки" π -мезоны. Если обе полученные таким образом ^{массы} лежали в полосе массы K^0 -мезона (497 ± 15 МэВ), то такие события отбрасывались. При этом терялось $13 \pm 2\%$ событий.

Для контроля за величиной фона все $2V^0$ -события фитировались на запрещенные законами сохранения реакции

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda \Lambda n, \quad (3)$$

$$\pi^- p \rightarrow \bar{\Lambda} \bar{\Lambda} n. \quad (4)$$

Этот анализ показал, что в окончательно отобранном материале реакции (I) содержится $15 \pm 3\%$ фона (фон $K^0\bar{K}^0$ событий в одинаковой степени генерирует как $\Lambda\Lambda$ и $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$, так и $\Lambda\bar{\Lambda}$).

Спектр эффективных масс системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ для 322 событий, прошедших указанные критерии и $6C$ -фит, показан на рис. I (гистограмма, изображенная сплошной линией). На рис. 2а, б приведены спектры масс с отборами $|t| < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ и $|t| > 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$. В спектре видны отмечавшиеся нами прежде резонансные структуры вблизи 2400, 2500, 2800 и 3430 МэВ. Обращает на себя внимание также максимум вблизи порога, который хорошо виден при отборе по переданному импульсу $|t| < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ (см. рис. 2а). Проверкой значимости предполагаемых резонансных структур является отклонение гистограммы рис. I от гладкой полиномиальной кривой 4-й степени (штрихпунктир), которое характеризуется величиной $\chi^2 = 30,4$ при 14 степенях свободы (вероятность $\sim 0,8\%$). В статис-

тической значимости структур, наблюдаемых в спектре масс и в угловых моментах (см. ниже), можно убедиться также, сравнивая рис. I и рис. 6, 7 с рис. 3, на котором приведены спектр масс и четные угловые моменты для "нефизических событий", сконструированных из Λ и $\bar{\Lambda}$, взятых из двух соседних случаев по порядку их следования на магнитной ленте.

На рис. 4 показано распределение $d\sigma/dt$ для упомянутых выше структур, а на рис. 5 - правленое на эффективность угловое распределение Λ относительно налетающего K^- -мезона в системе покоя $\Lambda\bar{\Lambda}$ (системы Готтфрида-Джексона). Далее мы вернемся к этим распределениям.

Как отмечалось в разд. I, распады $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ позволяют получить ценную информацию о квантовых числах системы $\Lambda\bar{\Lambda}$. В частности, можно измерить величину $\langle \vec{\sigma}_\Lambda \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \rangle$, которая равна 1 для чистого триплетного состояния (полный спин системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ $S = 1$) и -3 для чистого синглетного состояния ($S = 0$) (см. Приложение). В таблице I приведена сводка спиновых корреляций для упомянутых выше структур.

Для более подробного анализа наблюдающихся структур были вычислены моменты углового распределения.

3. Вычисление угловых моментов

Угловые моменты вычислялись в системе t -канальной спиральности (в с.д.и. системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ за ось Z принято направление падающего K^- -мезона, азимутальный угол отсчитывался от плоскости реакции, содержащей падающий K^- -мезон и нейтрон отдачи). Сохранение пространственной четности в рождении и распаде системы обуславливает равенство нулю $\langle \text{Im } Y_L^M \rangle$, поэтому вычислялись только вещественные ненормированные угловые моменты

$$\langle Y_L^M \rangle = \sum_{i=1}^N \frac{Y_L^M(\theta_i, \varphi_i)}{A(\theta_i, \varphi_i)}, \quad (5)$$

N — число событий в данном интервале масс $\Delta \bar{M}$,

$A(\theta_i, \varphi_i)$ — акцептанс спектрометра. Если статистика ограничена, как это имеет место в нашей работе, достоверность угловых моментов, вычисленных по формуле (5), сильно падает с ростом L . Поэтому угловые моменты $\langle Y_L^M \rangle$ вычислялись также методом максимального правдоподобия [21], как параметры в разложении углового распределения по сферическим гармоникам

$$I(\theta, \varphi) = \sum_{L, M} \langle Y_L^M \rangle Y_L^M(\theta, \varphi). \quad (6)$$

Пусть ожидаемое число случаев в данном интервале масс равно

$$n = \int A(\theta, \varphi) \tilde{I}(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (7)$$

Тогда функция правдоподобия

$$\mathcal{L} = \left[\prod_{i=1}^N \frac{A(\theta_i, \varphi_i) \tilde{I}(\theta_i, \varphi_i)}{n} \right] \frac{n^N}{N!} e^{-n}. \quad (8)$$

Разлагая также функцию акцептанса по сферическим гармоникам

$$A(\theta, \varphi) = \sqrt{4\pi} \sum_{L, M} a_{LM} Y_L^M(\theta, \varphi) \quad (9)$$

и пользуясь их ортогональностью, получаем логарифм функции правдоподобия

$$\begin{aligned} W = \ln \mathcal{L} = \\ = \sum_{i=1}^N \ln \left[\sum_{L, M} \langle Y_L^M \rangle Y_L^M(\theta_i, \varphi_i) \right] - \sum_{L, M} \langle Y_L^M \rangle a_{LM}, \end{aligned} \quad (10)$$

варьируя который можно получить значения $\langle Y_L^M \rangle$. В (10) опущены члены, не зависящие от $\langle Y_L^M \rangle$, присутствие которых не меняет результата. Степень искажения углового распределения спектрометром при различных массах системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ отражает приведенные в таблице 2 коэффициенты a_{L0} .

Функция акцептанса спектрометра $A(\theta_i, \varphi_i)$ вычислялась методом Монте-Карло с учетом положения мишени, эффективности сцинтилляционных счетчиков и искровых камер, а также с учетом эффективности программ распознавания треков. Эти условия частично менялись от серии к серии измерений, поэтому расчеты $A(\theta_i, \varphi_i)$ и угловых моментов проводились отдельно для каждой серии и затем суммировались.

Для анализа околопороговой области (рис.7) использовались угловые моменты до $\langle Y_4^0 \rangle$ включительно, вычисленные по формуле (5), с разбиением по 40 МэВ. Во всем остальном спектре шкала масс разбивалась на интервалы по 60 МэВ и вычисления по формуле (5) дополнялись проверкой методом максимального правдоподобия (формула (10)). Угловые моменты, вычисленные по формуле (10), показаны на рис.6а,б темными точками; их ошибки мало ($\sim 20\%$) отличаются от вычисленных по формуле (5). На рисунках приведены величины $\sqrt{4\pi} \langle Y_L^M \rangle$, сокращенно обозначенные как $\langle Y_L^M \rangle$.

Кроме показанных на рис.6,7 моментов с $M = 0$ были вычислены и моменты с $M > 0$; сигналы в моментах $\langle Y_L^1 \rangle$ гораздо меньше соответствующих сигналов в $\langle Y_L^0 \rangle$, а моменты $\langle Y_L^2 \rangle$ и более высокие не отличимы от нуля в пределах ошибок. Это означает, что система $\Lambda\bar{\Lambda}$ рождается преимущественно с нулевой спиральностью; откуда следует преобладание ненатурального обмена (если система $\Lambda\bar{\Lambda}$ имеет естественную спин-четность) [22].

4. Состояния с $S = I$

В реакции (I) при нашей энергии, как можно ожидать, должен преобладать однопионный обмен (OPE). Действительно, при несколько меньших энергиях сходная с (I) реакция



идет практически целиком через OPE [7]. Вследствие сохранения пространственной четности OPE может давать только триpletные состояния $\Lambda \bar{\Lambda}$ с $J = \ell \pm 1$; полный момент должен быть четным вследствие равенства нулю изотопического спина системы. Таким образом, возможные при OPE состояния системы $\Lambda \bar{\Lambda}$ образуют ряд

$$J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}, 4^{++} \dots$$

Как видно из табл. I, единственной особенностью в спектре, где спиновые корреляции указывают на существование синглетного состояния, является пик при 2400 МэВ. В области остальных максимумов - около порога, вблизи 2550 и 2800 МэВ, по-видимому, осуществляются состояния с $S = I$. Распределение $d\sigma/dt$ в этих областях (рис. 5) также не противоречит предположению об OPE - доминантности.

Следующие разделы посвящены рассмотрению отдельных особенностей спектра масс.

4.1. Область 2550 МэВ

В спектре эффективных масс системы $\Lambda \bar{\Lambda}$ в этой области наблюдается максимум (рис. 1 и 2а). Заметные сигналы видны также в моментах $\langle Y_2^0 \rangle$, $\langle Y_4^0 \rangle$ и более высоких. Спиновые корреляции в этой области, особенно при отборе $|t| < 0,1 (\text{ГэВ}/c)^2$ указывают на полный спин $S = I$ (см. таблицу I). Эту область от-

личает также острое распределение по переданному импульсу (рис. 4). Оба этих обстоятельства согласуются с предположением о преобладании \mathcal{L} -обмена.

Сильно вытянутое вперед-назад распределение по углу Готфрида-Джексона (рис. 5) указывает на высокий момент J резонанса. Вероятно, он является изоскалярным партнером недавно обнаруженного в системе $K\bar{K}$ резонанса $A_2(2480)$ с $J^{PC} = 6^{++} [11]$. Такую интерпретацию подкрепляет наблюдаемое поведение моментов $\langle Y_5^0 \rangle$ и $\langle Y_7^0 \rangle$ в области 2550 МэВ, которое можно объяснить интерференцией резонанса с $J = 6$ и фона, имеющего $J = 1$. Большая величина сигнала в $\langle Y_5^0 \rangle$ по сравнению с $\langle Y_7^0 \rangle$, по-видимому, означает, что из двух возможных при $J = 6$ значений орбитального момента $\ell = 5$ и $\ell = 7$ преобладает первое.

Подгонка^{*)} совокупности брейт-вингеровской амплитуды с $J = 6$ и нерезонансного фона с $J = 1$ (см. Приложение) к экспериментальным моментам $\langle Y_0^0 \rangle$, $\langle Y_2^0 \rangle$ и $\langle Y_5^0 \rangle$ в интервале 2400–2580 МэВ дает следующие параметры резонанса:

$$M = 2535 \pm 12 \text{ МэВ,}$$

$$\Gamma = 195 \pm 46 \text{ МэВ, } (\chi^2/\text{ст. св.} = 1,8).$$

Следует заметить, что амплитуда с такими параметрами плохо описывает интерференционную картину в $\langle Y_5^0 \rangle$, которая требует гораздо меньшей ширины резонанса, что и приводит к сравнительно большому значению χ^2 . Это обстоятельство, а также глубокие отрицательные выбросы в угловых моментах $\langle Y_2^0 \rangle$ и $\langle Y_4^0 \rangle$ наводят на мысль, что в области 2550 МэВ присутствуют два более

^{*)} Для подгонки использована программа MINUIT (ЦЕРН).

узких резонанса с массами ~ 2500 и 2560 МэВ (см. разд. 4.3).

4.2. Область 2800 МэВ

В этой области в спектре эффективных масс (рис. I) виден широкий максимум или плечо, которому соответствуют сигналы как в четных, так и в нечетных моментах $\langle Y_L^M \rangle$ (рис. 6). Полный спин этого состояния, как видно из таблицы I, с хорошей достоверностью равен единице. Если произвести отбор событий с $\cos \theta_{p\bar{p}} < 0$, слегка подчеркивающий состояния с $S = 1$, то пик в спектре масс в районе 2800 МэВ проявляется более четко (рис. 8). Здесь $\theta_{p\bar{p}}$ - угол между протоном от распада Λ и антипротоном от распада $\bar{\Lambda}$ (см. Приложение, 2.). Направления вылета протона и антипротона вычисляются в системах покоя соответственно Λ и $\bar{\Lambda}$.

Статистическая достоверность пика в массовом спектре невелика - на уровне 2-3 стандартных отклонений. Тем не менее, всю совокупность данных: максимум в спектре масс и четных моментах $\langle Y_L^M \rangle$, спиновые корреляции, соответствующие $S = 1$, и интерференционную картину в нечетных моментах можно рассматривать как указание на существование здесь резонанса с естественной спин-четностью, интерферирующего с рассмотренным выше резонансом 6^{++} . Полный момент этого резонанса непосредственно определить трудно, так как при естественной спин-четности вклад квадрата амплитуды в моменты $\langle Y_L^M \rangle$ убывает с ростом L (если преобладает одно значение орбитального момента системы $\Lambda\bar{\Lambda}$, скажем $\ell = J - 1$, см. Приложение).

Минимумы в четных угловых моментах $\langle Y_2^0 \rangle, \langle Y_{10}^0 \rangle$ в области 2700 МэВ характерны для интерференции двух соседних резонансов с полным моментом J , отличающимся на две единицы, а именно $J = 6$ и 4 . В интервале 2440-2920 МэВ аппроксимация $\langle Y_L^M \rangle$ при $L = 0, 2, 4, 5, 6, 7, 8$ и 10 совокупностью двух брейт-вин-

неровских амплитуд с указанными моментами дает следующие параметры резонансов:

J^{PC}	M	Γ
6^{++}	2566 ± 20 МэВ	100 ± 51 МэВ
4^{++}	2802 ± 12 МэВ	79 ± 35 МэВ

$$(\chi^2/\text{ст.св.} = 1,1)$$

Следует отметить, что выбор $J^{PC} = 4^{++}$ для резонанса в области 2800 МэВ согласуется с предположением о доминировании $0PE$.

Возможно, что этот резонанс является радиальным возбуждением h -мезона, точнее, его $\bar{5}\bar{5}$ -партнера, лежащего на $(\phi-f')$ траектории (см.рис.II).

4.3. Расщепление в области 2550 МэВ

Как видно из предыдущего пункта, учет интерференции резонанса 6^{++} с правым соседом сдвигает значение его массы в сторону больших значений и уменьшает вычисленную ширину. Это подкрепляет высказанное в разд.4.I предположение о том, что в области 2550 МэВ

присутствуют два резонанса. Из рис. 6а видно, что компонент с меньшей массой дает некоторый вклад в $\langle Y_2^0 \rangle$ и $\langle Y_4^0 \rangle$, но не дает вклада в $\langle Y_6^0 \rangle$. Возможный момент легкого компонента равен $J = 2 (\ell = 3)$ или $J = 3 (\ell = 2)$; второе значение предпочтительнее из кинематических соображений. Узкие отрицательные выбросы в $\langle Y_2^0 \rangle$ и $\langle Y_4^0 \rangle$ вблизи 2550 МэВ естественно объясняются интерференцией резонанса с $J = 3$ и фона с $J = 1$.

В интервале масс 2380 - 2740 МэВ фит угловых моментов $\langle Y_0^0 \rangle^*$, $\langle Y_2^0 \rangle$, $\langle Y_4^0 \rangle$, $\langle Y_5^0 \rangle$, $\langle Y_6^0 \rangle$ комбинацией брейт-вингеровских амплитуд с $J = 3$ и 6 и нерезонансного фона с $J = 1$ дает результат: 3^- , $M = 2495 \pm 7$ МэВ, $\Gamma = 30$ МэВ; 6^{++} , $M = 2562 \pm 6$ МэВ, $\Gamma = 36 \pm 20$ МэВ.

*Из $\langle Y_0^0 \rangle$ был вычтен узкий пик вблизи 2400 МэВ, имеющий практически изотропное угловое распределение.

Ширина компонента с меньшей массой плохо определяется при этой процедуре и была принята равной 30 МэВ по оценке ширины пика в $\langle Y_2^0 \rangle$ и $\langle Y_4^0 \rangle$.

Таким образом, анализ угловых моментов дает некоторые указания на существование резонанса с массой 2495 МэВ с предпочтительными квантовыми числами 3^- , который можно интерпретировать как радиальное возбуждение недавно обнаруженного резонанса ϕ (1850) [12].

Состояние с квантовыми числами $J^{PC} = 3^-$ может рождаться либо натуральным обменом (ρ), либо ненатуральным (B). При рождении резонанса с естественной спин-четностью через естественный же обмен (ρ) $d\sigma/dt \rightarrow 0$ при $|t| \rightarrow 0$ [22]. Этим, по-видимому, объясняется лучшее выделение резонанса 2495 МэВ в спектре масс при $|t| > 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ (см. рис. 2в).

Суммируя результаты полученных оценок масс и ширин двух резонансов в области 2550 МэВ, мы даем следующие параметры:

J^{PC}	M	Γ
3^-	2495 ± 10 МэВ	~ 40 МэВ
6^{++}	2564 ± 15 МэВ	~ 50 МэВ

Окончательный результат подгонки с указанными массами и ширинами показан на рис. 6а, б сплошной линией.

4.4. Резонанс 2295 МэВ

В околопороговой области виден пик в спектре масс и в угловом моменте $\langle Y_2^0 \rangle$ (рис. 1, 2а и 7). В моменте $\langle Y_4^0 \rangle$, возможно, присутствует небольшой отрицательный сигнал, сравнимый со статистическими отклонениями. В моменте $\langle Y_1^0 \rangle$ виден отрицательный выброс, который естественно объясняется интерференцией данного резонанса с фоном 1^- и (или) с соседним резонансом 3^- (с массой 2495 МэВ). Наблюдаемая картина согласуется с предположе-

нием о квантовых числах для данного резонанса 2^{++} с преимущественным орбитальным моментом $\ell = 1$ и $S = 1$ (см. табл. I). Это также не противоречит предположению о преобладании OPE.

В интервале 2230–2400 МэВ был сделан фит совокупностью двух брейт-вигнеровских амплитуд (при фиксированных параметрах резонанса 3^{--} , которые были определены ранее). Полученные параметры резонанса 2^{++} таковы:

$$M = 2295_{-15}^{+24} \text{ МэВ,}$$

$$\Gamma = 183_{-59}^{+138} \text{ МэВ}$$

($\chi^2/\text{ст.св.} = 0,9$).

Результат показан сплошной линией на рис.7.

Рассмотренный резонанс, по-видимому, принадлежит к тому же семейству, что и 3^{--} (2495 МэВ) и 4^{++} (2802 МэВ) и является радиальным возбуждением f' -мезона (рис. II). Это самый легкий член семейства, который еще можно наблюдать выше порога рождения $\Lambda\bar{\Lambda}$.

5. Резонанс 2400 МэВ с $S = 0$

Вблизи 2400 МэВ в спектре эффективных масс наблюдается узкий пик. В этом месте распределение $d\sigma/dt$ (рис.4) гораздо более пологое, чем в соседних областях; этим можно воспользоваться для лучшего выделения резонанса. На рис.2б видно, что практически весь избыток событий вблизи 2400 МэВ связан с интервалом $|t| > 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$. На рис.2в показана область пика при разбиении по 20 МэВ.

Как видно из таблицы I, спиновые корреляции в интервале 2380–2420 МэВ при указанном отборе по $|t|$ однозначно свидетельствуют в пользу синглетного состояния, $S = 0$. Какие-либо четкие сигналы в угловых моментах в этом интервале масс отсутствуют.

кроме может быть, небольшого сигнала в $\langle Y_2^0 \rangle$. Само угловое распределение практически изотропно (рис.5), что указывает на равенство нулю орбитального момента. Поскольку $S = 0$, отсюда следует, что предпочтительно значение $J^{PC} = 0^{++}$, однако, наличие небольшого сигнала в $\langle Y_2^0 \rangle$ не исключает состояния с более высоким моментом.

Состояние $\Lambda\bar{\Lambda}$ с квантовыми числами 0^{++} может рождаться в реакции (I) только через A_2 -обмен. Этим можно объяснить отличие поведения $d\sigma/dt$ вблизи 2400 МэВ от соседних областей (рис.4).

Аппроксимация пика в спектре масс брейт-вигнеровской кривой дает параметры резонанса: $M = 2400_{-8}^{+4}$ МэВ, $\Gamma = 38_{-15}^{+19}$ МэВ ($\chi^2/\text{ст. св.} = 1,0$).

Статистическая достоверность пика при 2400 МэВ составляет 4 стандартных отклонения (относительно полиномиальной кривой, описывающей спектр масс (рис.2б) без резонансов). Положение этого резонанса по массе совпадает с порогом рождения системы $\Sigma\bar{\Sigma}$; возможно, что здесь проявится связь каналов $\Sigma\bar{\Sigma}$ и $\Lambda\bar{\Lambda}$ [26].

Указание на существование узкого резонанса с массой 2400 МэВ было недавно получено в реакции $K\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + X$ на малой статистике [17]. Первое указание на существование резонанса с этой массой, рождающегося при относительно больших переданных импульсах, содержалось в наших предварительных результатах [19].

6. Резонанс с массой 3437 МэВ

В наших предыдущих работах обращалось внимание на существование в системе $\Lambda\bar{\Lambda}$ резонанса с массой 3430 МэВ. В настоящей

работе увеличенная статистика позволяет подтвердить существование этого резонанса с большей надежностью. Для анализа в этой области были привлечены также события реакции (2), поскольку и среди них наблюдается избыток вблизи массы 3430 МэВ.

Как видно из рис.9, угловое распределение в интервале 3300-3500 МэВ отличается от соседних областей, где оно сильно вытянуто вперед-назад.^{*)} Этим можно воспользоваться для выделения резонанса. На рис.10 приведен спектр эффективных масс системы для событий с $|\cos \theta| < 0,8$. Здесь наличие пика вблизи 3430 МэВ не вызывает сомнений. Его статистическая обеспеченность не менее 4 стандартных отклонений. В пользу существования резонанса говорит также отличное от соседних областей поведение $d\sigma/dt$ в районе пика. Сливовые корреляции (таблица I) указывают на триплетное состояние. При имеющейся статистике исследовать квантовые числа резонанса не представляется возможным. Оценка дает следующие параметры резонанса:

$$M = 3437 \pm 10 \text{ МэВ,}$$

$$\Gamma = 50 \pm 30 \text{ МэВ.}$$

7. Обсуждение результатов

Предыдущая публикация [19], посвященная резонансам в $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системе, основывалась на анализе приблизительно такого же числа событий, как и настоящая работа. Однако значительная часть старой статистики была получена в экспозициях с полиэтиленовой мишенью. Эти события в настоящей работе не использовались, поскольку примесь событий на ядерной мишени мешает наиболее чистому выделению реакции (1). В анализ были включены новые серии событий,

^{*)} Ввиду малой статистики приводится распределение по $|\cos \theta|$.

полученных с жидководородной мишенью. Наблюдавшиеся ранее резонансные структуры вблизи масс 2400, 2510, 2820 и 3430 МэВ получили подтверждение на новом материале. Кроме того, сейчас можно утверждать, что наблюдавшийся ранее околопороговый подъем на спектре масс скорее всего соответствует резонансу с массой 2295_{-15}^{+23} и сравнительно большой шириной 183_{-59}^{+138} МэВ. Получены указания на более сложную структуру резонансной особенности в районе массы 2550 МэВ. Наилучшее описание получено при гипотезе существования двух резонансов в этой области с массами 2495_{+10} и 2564_{+15} МэВ. Уточнены массы других наблюдавшихся резонансных структур. Наилучшие значения для них равны 2400_{-8}^{+4} , 2802_{+12} , 3437_{+10} МэВ с ширинами 38_{-15}^{+19} , 79_{+35} , 50_{+30} МэВ соответственно. Хотя ни один из этих резонансов по статистической обеспеченности не соответствует официальным критериям (5 стандартных отклонений), существование этих резонансов (кроме, может быть, расщепления в области 2550 МэВ) представляется достаточно достоверным. Недостаток статистики затрудняет определение спина и четности наблюдаемых резонансных структур, тем не менее ряд выводов может быть сделан.

Приведенные в табл. I значения спиновых корреляций показывают, что суммарный спин $\Lambda\bar{\Lambda}$ равен нулю для резонанса с массой 2400 МэВ и единице для остальных структур. Другая идентификация исключается приблизительно на уровне двух стандартных отклонений.

Вторым критерием, по которому может быть произведен отбор квантовых чисел, является наличие признаков одноопионного обмена. Распределения по переданному импульсу (рис. 4) не противоречат предположению об отсутствии одноопионного обмена у резонанса с массой 2400 МэВ и наличии одноопионного обмена в области 2300, 2500–2600 и 2800 МэВ. Для резонансной особенности 3437 МэВ одно-

пионный обмен, по-видимому, отсутствует. Отсюда следует, что резонансы с массами 2295, 2802 и по крайней мере одна из компонент в области 2500–2600 МэВ относятся к натуральному ряду 2^{++} , 4^{++} , 6^{++} ..., что согласуется со значением спина $S = 1$. Резонансная структура с массой 2400 МэВ к этому ряду не принадлежит, так как при $S = 0$ система $\Lambda\bar{\Lambda}$ имеет неестественную спин-четность.

Окончательный отбор квантовых чисел может быть сделан только из анализа угловых моментов. При имеющейся статистике полный анализ провести невозможно. Вместо этого проводилась оптимизация расчетных моментов углового распределения при нескольких гипотезах о квантовых числах с ограниченным набором амплитуд. В таблице приведены данные о массах, ширинах, суммарном спине Λ и $\bar{\Lambda}$, относительной четности $P(J)$ (натуральная или ненатуральная), значения спина и четности, которые дали наилучшее описание моментов (в скобках указаны другие допустимые значения J^{PC}) и имеющиеся данные об обмене (π -обмен, обмен с натуральной или ненатуральной четностью).

$M, \text{МэВ}$	$\Gamma, \text{МэВ}$	S	$P(J)$	J^{PC}	обмен
2295_{-15}^{+24}	163_{-59}^{+138}	1	\mathcal{N}	2^{++}	π
2400_{-8}^{+4}	38_{-15}^{+19}	0	\mathcal{A}	$0^{+}(1^{+}, 2^{+})$	\mathcal{N}
$2495_{\pm 10}$	40	1	\mathcal{N}	$3^{-}(?)$	$\mathcal{N}?$
$2564_{\pm 15}$	50	1	$\mathcal{N}?$	$6^{++}(4^{++})$	π
$2802_{\pm 12}$	$79_{\pm 35}$	1	\mathcal{N}	4^{++}	π
$3437_{\pm 10}$	$50_{\pm 30}$	1			

Приписанный в предыдущей публикации [19] резонансу 2400 МэВ спин 3^{+-} основывался на выбросе в шестом моменте, который на новой статистике не проявился. Резонанс 2564 МэВ ($J^{PC} = 6^{++}$) ле-

жит вблизи линейной траектории $(\phi - f')$ (см. рис. II). Это является дополнительным аргументом в пользу столь высокого момента

$J = 6$ ($\ell = 5$), который находится на пределе допустимого по центробежному барьеру значения. Следует отметить, что значение спина 4^{++} для этого резонанса нельзя исключить, оно дает почти такой же фит для всех моментов за исключением Y_{10}^0 и может соответствовать дочерней траектории $J = L q \bar{q} - 1$ с малым LS -расщеплением. Резонансные структуры 2295 (2^{++}), 2495 (3^{--}) и 2802 (4^{++}) на графике Чу-Фраучи лежат близко к одной прямой. Эту траекторию можно рассматривать как радиальное возбуждение лидирующей $(\phi - f')$ траектории.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую признательность персоналу 6-м спектрометра ИТЭФ, сотрудникам ИФВЭ за бесперебойную работу ускорителя и сотрудникам ИТЭФ, обеспечившим просмотр и обработку (фильмовой информации). Авторы благодарны А.П.Зайцеву, Г.А.Мамучашвили, Н.И.Порубан, А.Н.Розанову, В.С.Селезневу, Л.К.Турчановичу и Б.М.Яковлеву, принимавшим активное участие в создании отдельных узлов спектрометра и пучка. Мы признательны Т.К.Стадниковой и Т.Б.Белаш за помощь в оформлении работы.

П Р И Л О Ж Е Н И Е *)

I. Квантовые числа системы $\Lambda\bar{\Lambda}$

Система $\Lambda\bar{\Lambda}$, состоящая из фермиона и антифермиона, имеет отрицательную внутреннюю четность, поэтому ее пространственная четность:

$$P = (-1)^{\ell+1}, \quad (\text{П.1})$$

где ℓ - орбитальный момент.

Изотопический спин системы $I = 0$, поэтому $G = C$.
Зарядовая четность C дается формулой:

$$C = (-1)^{\ell+S}; \quad (\text{П.2})$$

таким образом,

$$CP = (-1)^{S+1}. \quad (\text{П.3})$$

Синглетные состояния имеют противоположные C и P ,
триплетные - одинаковые. Таким образом, возникает следующая классификация состояний $\Lambda\bar{\Lambda}$:

<u>Синглеты</u>	$S = 0, CP = -1, J = \ell$	} неестественная
	$J^{PC} = 0^{+-}, 1^{+-}, 2^{+-}, \dots$	
<u>Триплеты</u>	$S = 1, CP = +1, J = \ell$	} спин-четность
	$J^{PC} = 1^{++}, 2^{--}, 3^{++}, \dots$	

$J = \ell \pm 1, J^{PC} = 0^{++}, 1^{--}, 2^{++}, \dots$, естественная спин-четность.

*) Формулы приложения заимствованы, в основном, из работ [23,24]

Если описывать распад системы на Λ и $\bar{\Lambda}$ амплитудами F_{λ_1, λ_2} (λ_1, λ_2 - спиральности Λ и $\bar{\Lambda}$), то неестественные состояния, имеющие $J = \ell$, характеризуются каждое единственной амплитудой F_{++} при $S = 0$ и F_{+-} при $S = 1$. Распад же состояний с естественной спин-четностью описывается двумя независимыми амплитудами F_{++} и F_{+-} , что соответствует двум возможным при данном J значениям орбитального момента $\ell = J \pm 1$.

2. Спиновые корреляции

Система $\Lambda\bar{\Lambda}$ представляет собой удобный объект для установления квантовых чисел: слабый распад $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$) дает возможность изучать поляризационные характеристики. Угловое распределение этого распада в системе покоя $\Lambda(\bar{\Lambda})$ дается формулой

$$W \sim 1 + \alpha \frac{(\vec{s} \vec{p})}{|\vec{s}| |\vec{p}|}, \quad (\text{П.4})$$

где \vec{s} - спин Λ , \vec{p}_p - импульс протона, $\alpha = 0,647$ - параметр асимметрии (для $\bar{\Lambda}$ $\alpha = -0,617$). На опыте можно, таким образом, измерять компоненты поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$, например:

$$\rho_z^{\Lambda} = \frac{3}{\alpha} \overline{\cos(\vec{p}_p \hat{n}_z)}, \quad (\text{П.5})$$

а также корреляционные коэффициенты

$$C_{ij} = -\frac{9}{\alpha^2} \overline{\cos(\vec{p}_p \hat{n}_i) \cos(\vec{p}_{\bar{p}} \hat{n}_j)}, \quad (\text{П.6})$$

где \hat{n}_i - орты осей, \vec{p}_p ($\vec{p}_{\bar{p}}$) - импульс протона (антипротона) в системе покоя Λ ($\bar{\Lambda}$). Не все C_{ij} независимы, кроме того, часть из них обращается в нуль в силу сохранения четности

при распаде системы $\Lambda\bar{\Lambda}$.

Величина

$$C = C_{xx} + C_{yy} + C_{zz} = \langle \vec{b}_\Lambda \vec{b}_{\bar{\Lambda}} \rangle \quad (\text{II.7})$$

характеризует полный спин системы. Для триплетного состояния $C = 1$, для синглетного $C = -3$. Экспериментально C определяется, очевидно, так:

$$C = -\frac{9}{\alpha^2} \cos(\widehat{\vec{p}_\rho \vec{p}_{\bar{\rho}}}). \quad (\text{II.8})$$

В таблице I приведены значения C и доли синглетного состояния $(1-C)/4$.

3. Амплитудный анализ системы $\Lambda\bar{\Lambda}$

Основная формула амплитудного анализа - выражение для моментов углового распределения *)

$$\sqrt{4\pi} \langle Y_L^M \rangle = \sum_{\substack{AA' \\ MM'}} \left[\frac{(2J+1)(2J'+1)}{2L+1} \right]^{1/2} H_\mu^A H_{\mu'}^{A'*} \times \quad (\text{II.9})$$

$$\times \langle J-\mu J'-\mu' | LM \rangle \sum_{\lambda, \lambda_2} F_{\lambda, \lambda_2}^A F_{\lambda, \lambda_2}^{A'*} (-1)^{\lambda-\mu} \langle J-\lambda J' \lambda | L0 \rangle,$$

где H_μ^A - спиральная амплитуда рождения системы со спин-четностью $A=J^P$ в состоянии со спиральностью μ (в системе Готтфрида-Джексона, т.е. в системе t -канальной спиральности), F_{λ, λ_2}^A - амплитуды распада (см. п. I), а $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$. Как обычно, в выражение (II.9) подставляются амплитуды рождения, соответствующие натуральному и ненатуральному обменам:

*) На рисунках мы пишем $\langle Y_L^M \rangle$ вместо $\sqrt{4\pi} \langle Y_L^M \rangle$, опуская множитель $\sqrt{4\pi}$.

$$N_{\mu}^A = C_{\mu} [H_{\mu}^A - \sigma (-1)^{\mu} H_{-\mu}^A],$$

$$U_{\mu}^A = C_{\mu} [H_{\mu}^A + \sigma (-1)^{\mu} H_{-\mu}^A], \quad (\text{П.10})$$

$$C_{\mu} = \begin{cases} 1/2 & \text{для } \mu = 0 \\ \sqrt{1/2} & \text{для } \mu \neq 0 \end{cases}$$

Здесь $\sigma = \eta (-1)^J$ - натуральность состояния A . Отсюда видно, что состояния с $\mu = 0$ и естественной (неестественной) спин-четностью могут рождаться только ненатуральным (натуральным) обменом.

В табл. 3-5 приведены коэффициенты при билинейных произведениях амплитуд в выражении (П.9) для $\mu = 0$ и $\mu = 1$ (только для моментов с $M = 0$). Применены спектроскопические обозначения амплитуд:

$$\begin{array}{cccccccc} J = & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \\ & S & P & D & F & G & H & I \end{array}$$

Причем, например, PD означает $\text{Re}(PD^*)$, $\rho^2 \equiv |\rho|^2$.

Заметим, что коэффициенты для распада с амплитудой F_{++} (и, следовательно, угловые распределения) не отличаются от случая распада на две бесспиновые частицы, например, $K\bar{K}$.

Состояния с естественной спин-четностью описываются двумя независимыми амплитудами для каждого J : F_{++} и F_{+-} , но если преобладает одно значение ℓ , например, $\ell = J - 1$, тогда $|F_{++}| \approx |F_{+-}|$ при больших J , и это приводит к убыванию коэффициентов в $\langle Y_L^M \rangle$ с ростом L . Ниже приводится для примера вклад квадратов амплитуд 4^{++} и 6^{++} в угловые моменты

(орбитальные моменты $\ell = 3$ и 5 , соответственно).

	$\langle Y_0^0 \rangle$	$\langle Y_2^0 \rangle$	$\langle Y_4^0 \rangle$	$\langle Y_6^0 \rangle$	$\langle Y_8^0 \rangle$	$\langle Y_{10}^0 \rangle$	$\langle Y_{12}^0 \rangle$
4^{++} :	I	0,53	0,35	0,21	0,0		
6^{++} :	I	0,55	0,39	0,30	0,22	0,14	0,0

При аппроксимации спектра масс и угловых моментов была принята следующая зависимость резонансных амплитуд от массы $\Lambda\bar{\Lambda}$:

$$T = (A + iB) \frac{M_2 \Gamma}{(M_2^2 - M^2) - iM_2 \Gamma}, \quad (1.11)$$

$$\Gamma = \Gamma_2 (q/q_2).$$

Здесь M - текущая масса, q - импульс Λ в с.ц.и. системы $\Lambda\bar{\Lambda}$, q_2 - его значение в точке резонанса, M_2 - масса, Γ_2 - ширина резонанса, A и B - действительные коэффициенты.

4. Возможные обмены

В реакции (I) входная частица имеет изоспин $I = 1$, а рождающаяся система $\Lambda\bar{\Lambda}$ изоспин $I = 0$, поэтому возможны только обмены с $I = 1$. Далее, G -четность входной частицы отрицательна, а G -четность $\Lambda\bar{\Lambda}$ равна C -четности (см. первый пункт Приложения), поэтому состояния с положительной C -четностью рождаются обменом с отрицательной G -четностью и наоборот. Состояния при π -обмене могут иметь только четный момент J вследствие симметрии волновой функции двух бозонов в состоянии с $I = 0$ и естественную спин-четность: 0^{++} , 2^{++} , 4^{++} ... Состояние 0^{++} выделено: оно может рождаться только A_2 -обменом. Сводка состояний, рождающихся через различные обмены, приведена в табл.6. Отметим, что доминирующий при высоких энергиях π -обмен рождает весьма бедный набор состояний.

Таблица 1

Спиновые корреляции

Интервал масс, МэВ	$\langle \bar{\sigma}_A \bar{\sigma}_B \rangle$	Доля синглета
2240 - 2360	1.2 ± 1.7	0.0 ± 0.4
2380 - 2420, $ t > 0.1$	-4.5 ± 2.4	1.4 ± 0.6
2420 - 2680	-0.2 ± 1.1	0.3 ± 0.3
2420 - 2680, $ t < 0.1$	1.8 ± 1.6	-2.1 ± 1.5
2760 - 2880	3.0 ± 2.1	-0.5 ± 0.5
3300 - 3500	4.2 ± 2.4	-0.8 ± 0.6

Таблица 2

Моменты акцептанса a_{L0}

$M_{AA} \setminus L$	0	2	4	6	8	10	12
2.25	0.64	0.00	0.01	0.00	-0.01	0.00	0.00
2.35	0.63	-0.02	-0.01	0.01	0.00	0.02	0.00
2.45	0.60	-0.01	-0.01	0.00	-0.02	0.00	0.03
2.55	0.59	-0.02	-0.02	0.01	-0.01	0.00	-0.01
2.65	0.57	-0.02	-0.02	0.00	0.01	0.00	0.00
2.75	0.55	-0.02	-0.02	0.02	0.00	0.01	0.00
2.85	0.52	-0.06	-0.05	0.01	-0.01	0.01	-0.01
2.95	0.50	-0.07	-0.02	0.01	-0.02	0.00	0.01
3.05	0.46	-0.06	-0.04	0.01	-0.02	0.00	-0.02
3.15	0.45	-0.06	-0.05	0.04	-0.02	0.02	0.00
3.25	0.40	-0.07	-0.06	0.04	-0.03	0.01	0.01
3.35	0.37	-0.06	-0.04	0.03	-0.01	0.01	-0.01
3.45	0.34	-0.06	-0.04	0.03	-0.01	0.01	0.00
3.55	0.32	-0.08	-0.03	0.02	-0.01	0.01	0.00

Таблица 3

$M = 0$. Распад F_{++}

L	S^2	P^2	D^2	F^2	G^2	H^2	I^2	SP	PD	DF	PG	PH	PI	GH	GI
0	1.0	1.0	1.	1.	1.	1.	1.								
I								2.	1.79	1.76				1.74	
2		0.89	0.64	.60	.58	.57	.57								1.69
3								1.76	1.19	1.75				1.05	
4			.86	.55	.49	.46	.45					1.74			1.01
5								1.70	1.74				1.74	.92	
6				.84	.50	.44	.41					1.74			.90
7													1.74	.99	
8					.83	.48	.41								.97
9														1.66	
10						.83	.47								1.65
11															
12							.82								

Таблица 4

$M=0$. Распад F_{+-} (такие же коэффициенты для $M=1, F_{++}$)						
L	P^2	D^2	F^2	G^2	H^2	I^2
0	1.0	1.0	1.	1.	1.	1.
1						1.55 1.66 1.71
2	-0.45	.32	.45	.49	.52	.53 1.63
3						-1.01 .42 1.38 .82
4		-0.57	.09	.24	.31	.34 1.35 .73
5						-1.20 -1.10 1.33 .38
6			-0.63	-0.03	.13	.20 -1.12 .31
7						-1.14 -0.12
8				-0.67	-0.10	.06 -0.17
9						-1.35
10					-0.69	-0.14 -1.37
11						
12						-0.70

2

Таблица 5

$\mu = 1.$ Распад F_{+-}

L	P^2	D^2	F^2	G^2	H^2	I^2	PD	DF	PG	PH	PI	GH	GI
0	1.0	1.0	1.	1.	1.	1.							
1							1.34	1.56				1.67	
2	.22	.16	.34	.42	.46	.49							1.58
3							.59	.15	1.09			.63	
4		.38	.02	.12	.21	.26				1.04			.53
5							.85	.70			1.01	.15	
6			.47	.00	.04	.10			.72				.11
7										.74		.02	
8				.53	.02	.01							.03
9												1.10	
10					.57	.05							1.13
11													
12						.60							

Таблица 6

Квантовые числа состояний $\Lambda \bar{\Lambda}$, рождающихся в реакции (I) при различных обменах

Обменная частица (траектория)	ненатуральные (A)					натуральные (N)			
	π	B		A_1		ρ		A_2	
Спин системы $\Lambda \bar{\Lambda}$	I	0	I	0	I	0	I	0	I
J^{PC}	0^{++}	1^+	1^-	2^+	0^{++}	1^+	1^-	0^+	1^{++}
	2^{++}	3^+	2^-	4^+	1^{++}	3^+	2^-	2^+	2^{++}
	4^{++}		3^-		2^{++}		3^-	4^+	3^{++}

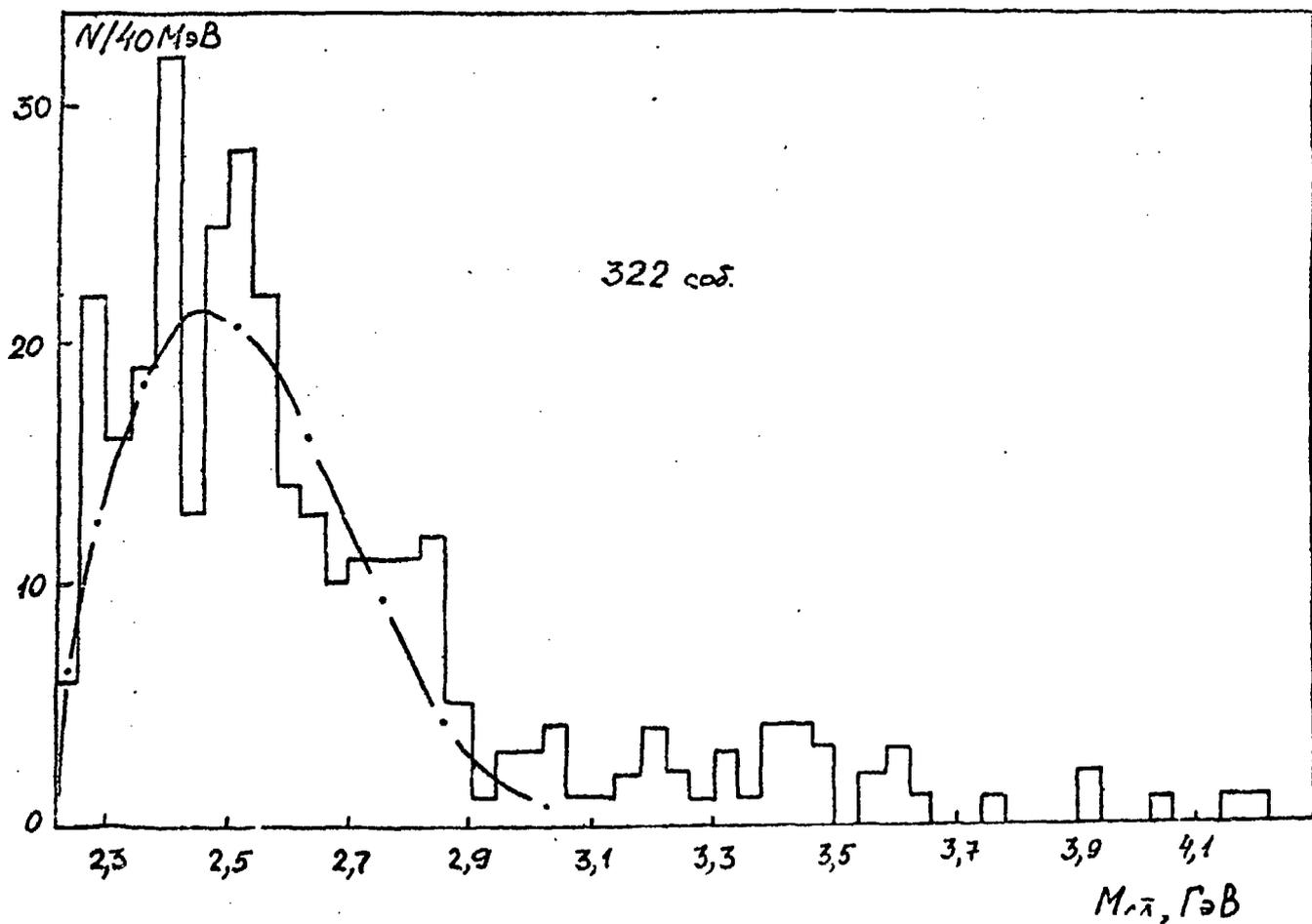


Рис. 1. Спектр эффективных масс системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ в реакции $\pi^- p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} n$.
Кривая - приближение полиномом четвертой степени.

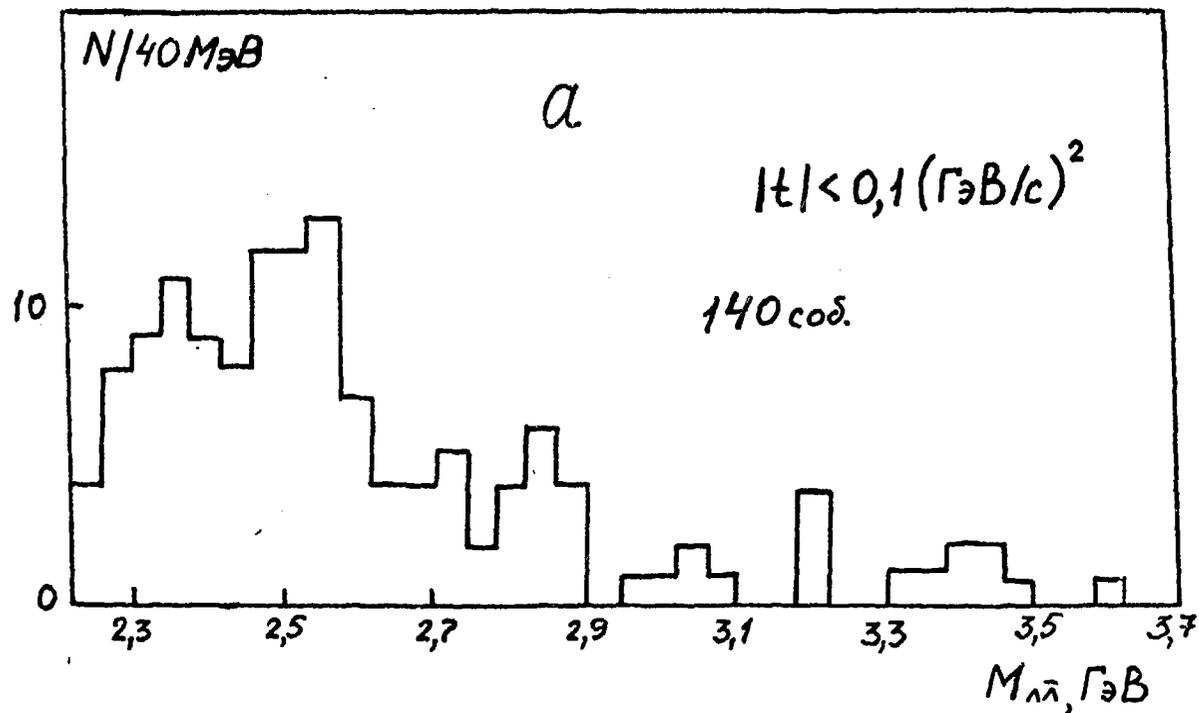


Рис.2а. Спектр эффективных масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ с отбором $|t| < 0,1 (\text{ГэВ}/c)^2$.

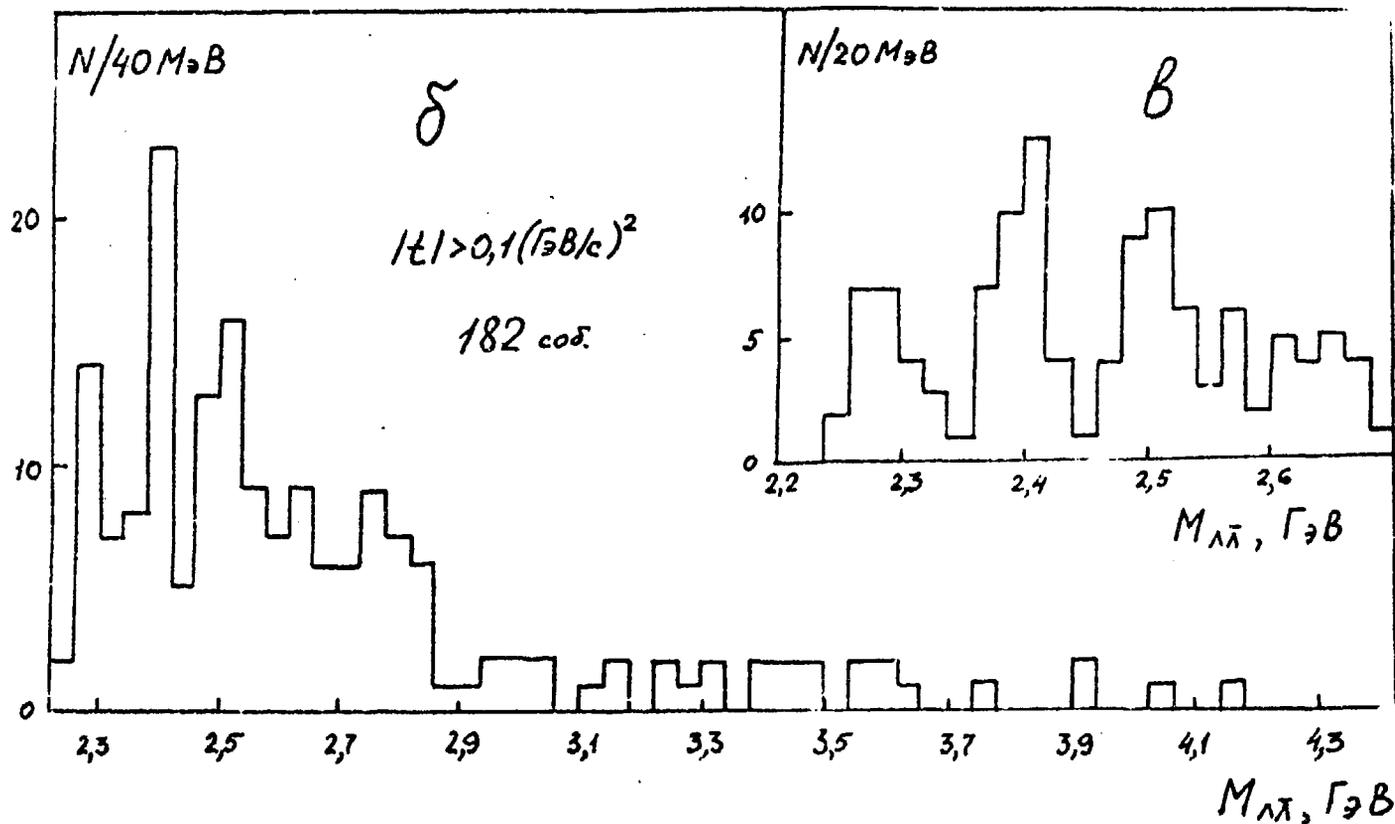


Рис. 26, в. Спектры эффективных масс $M_{\Lambda\bar{\Lambda}} < 2,7 \text{ ГэВ}$ с отбором

$\Lambda\bar{\Lambda}$: β - с отбором $|\tau| > 0,1 (\Gamma_{\pi B}/c)^2$; δ - для $|\tau| > 0,1 (\Gamma_{\pi B}/c)^2$.

$|\tau| > 0,1 (\Gamma_{\pi B}/c)^2$; β - для

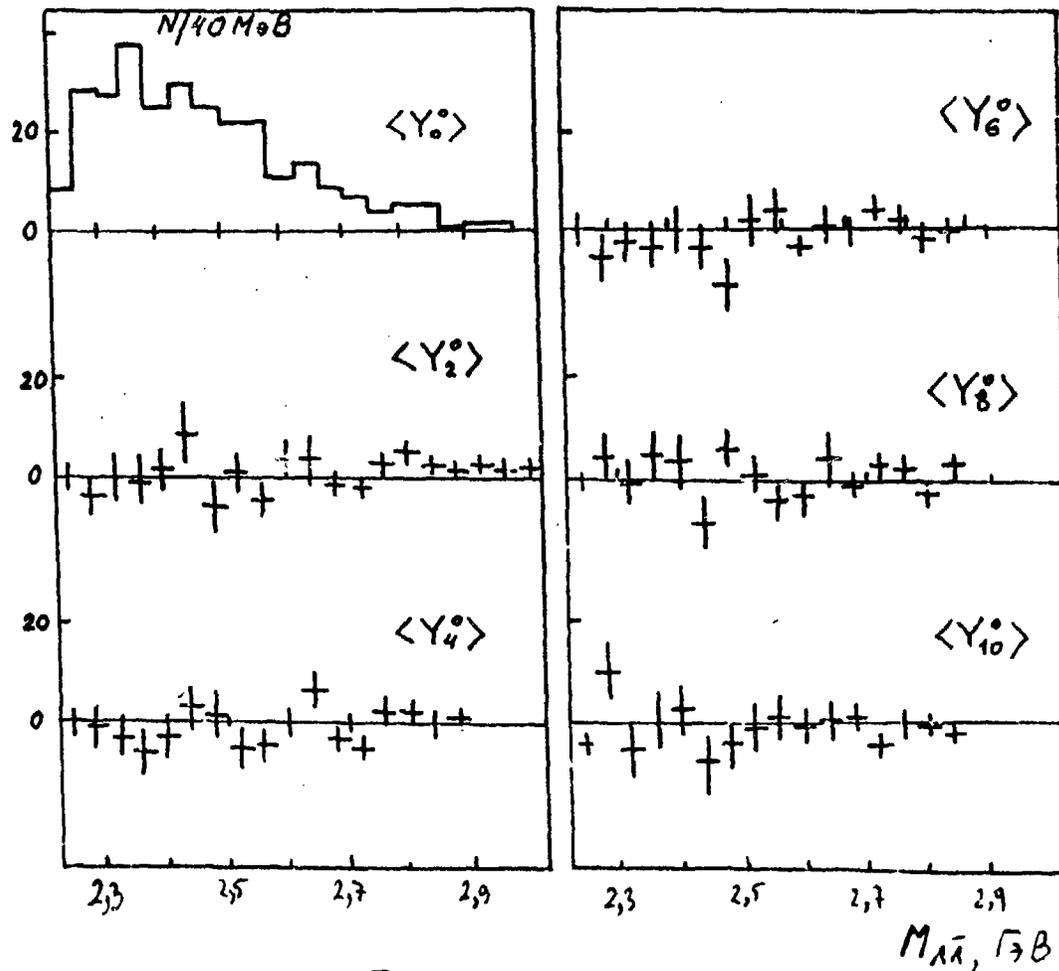


Рис.3. Спектр эффективных масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ (гистограмма) и угловые моменты (крестики) в зависимости от массы для "случайных" $\Lambda\bar{\Lambda}$, образованных из гиперонов Λ и $\bar{\Lambda}$, взятых из разных событий.

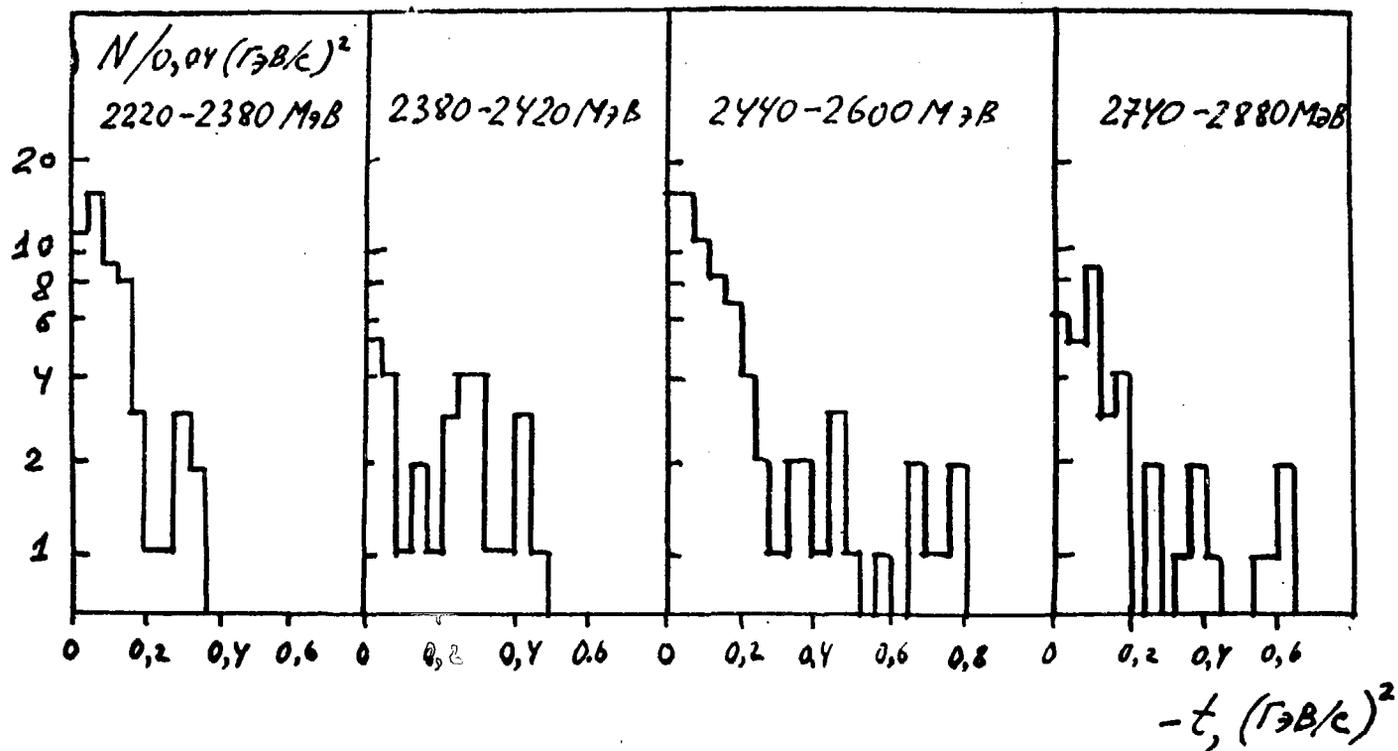


Рис.4. Распределения событий по переданному импульсу t для различных интервалов масс $\Lambda\bar{\Lambda}$, соответствующих областям резонансных структур.

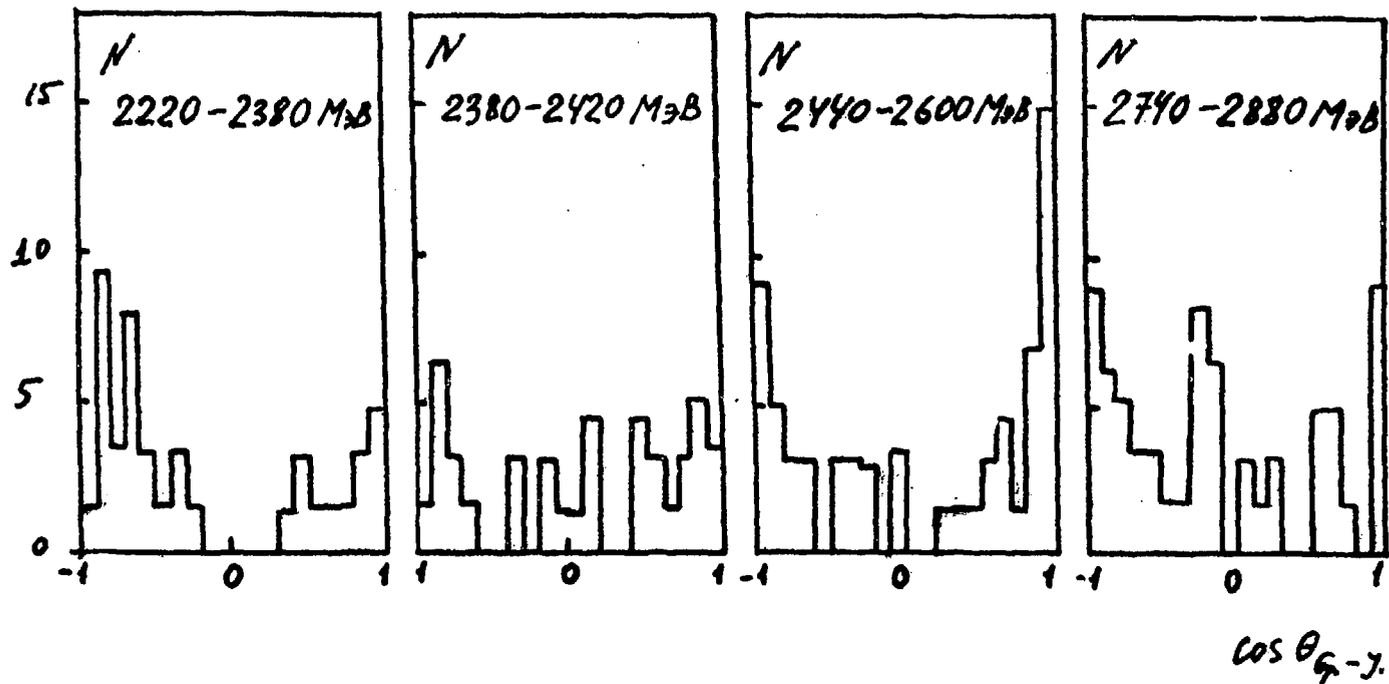


Рис.5. Распределения по косинусу угла Готтфрида-Джексона для тех же массовых интервалов, что и на рис.4.

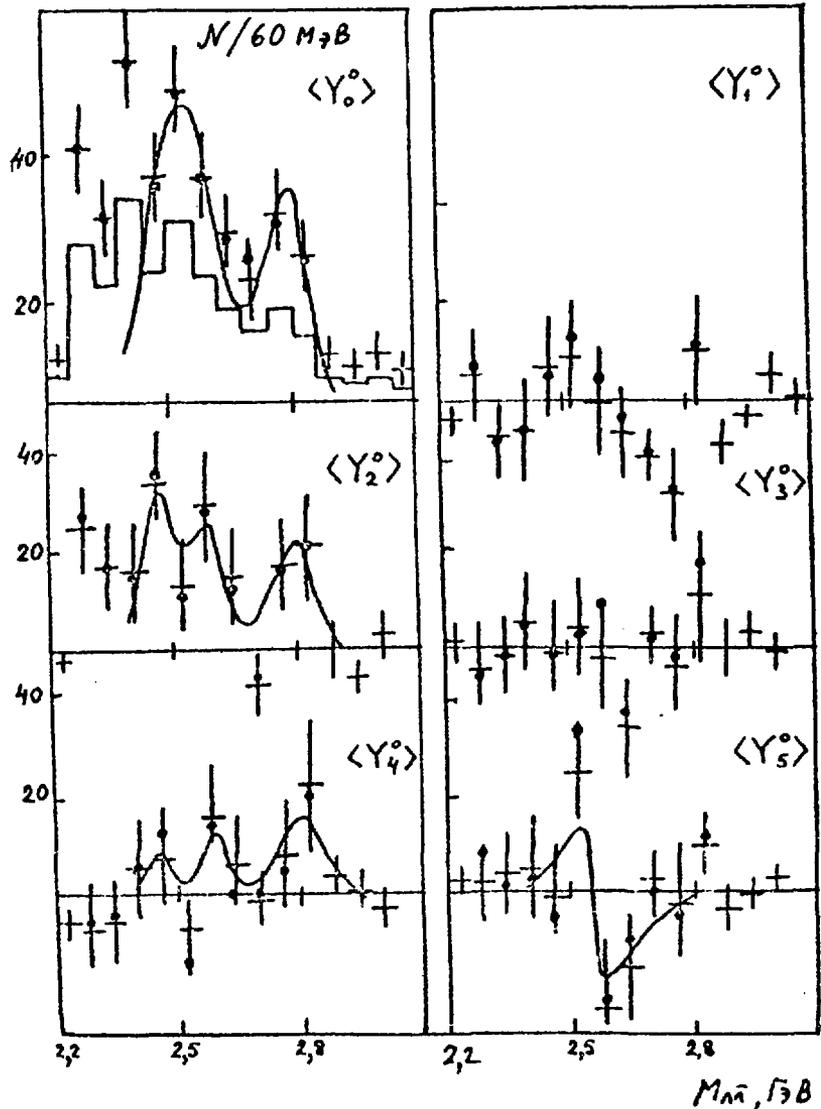


Рис.6а. Угловые моменты $\langle Y_0^{\circ} \rangle \div \langle Y_5^{\circ} \rangle$ в зависимости от массы без отбора по t (интервал разбиения по массе 60 МэВ). Крестики - моменты, вычисленные по формуле (5). Точки - моменты, вычисленные методом максимального правдоподобия. Кривые - результат подгонки (см. текст). Гистограмма - спектр масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ без поправки на аксептанс спектрометра.

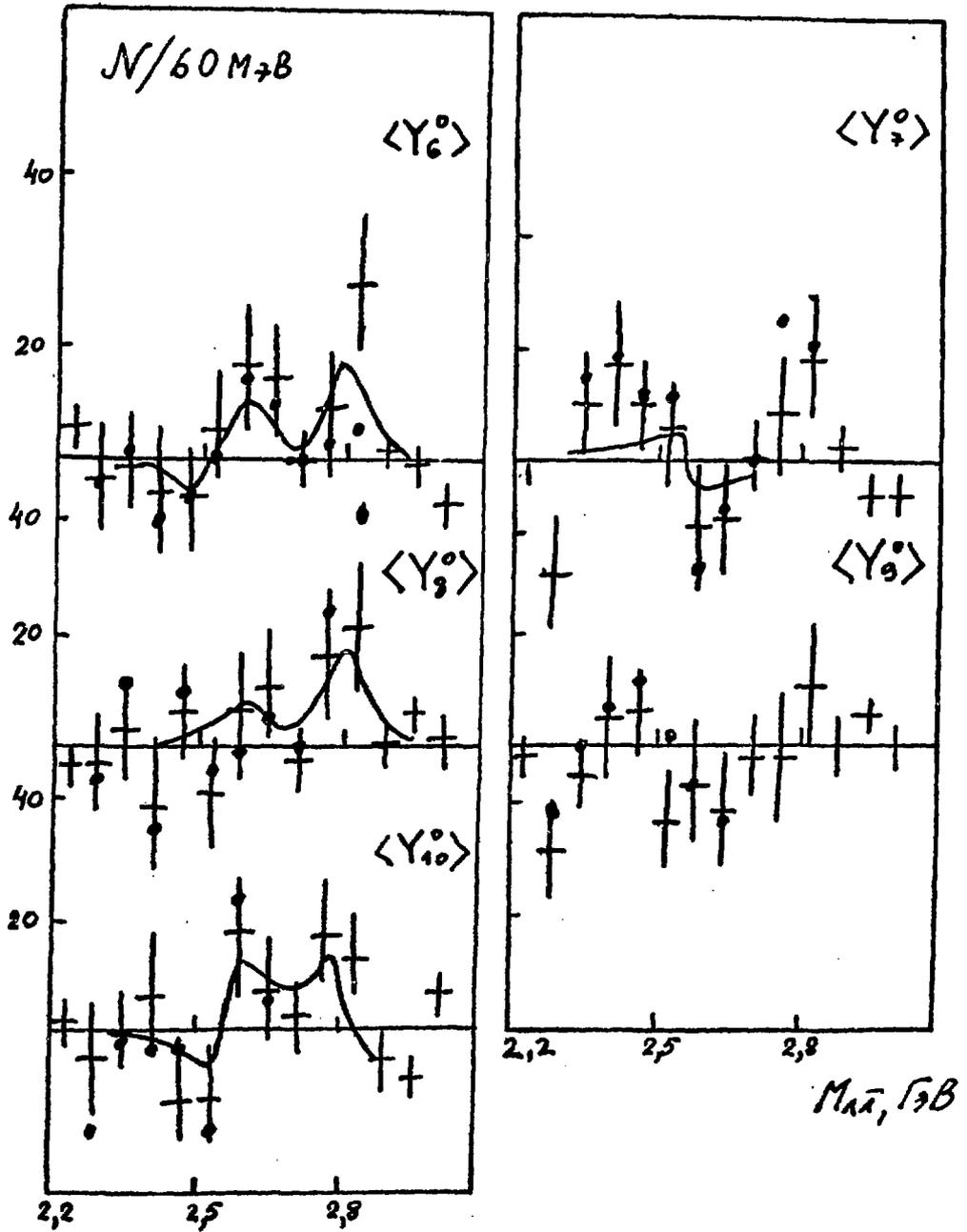


Рис.6б. То же, что на рис. 6а, для моментов $\langle Y_6^0 \rangle / \langle Y_{10}^0 \rangle$

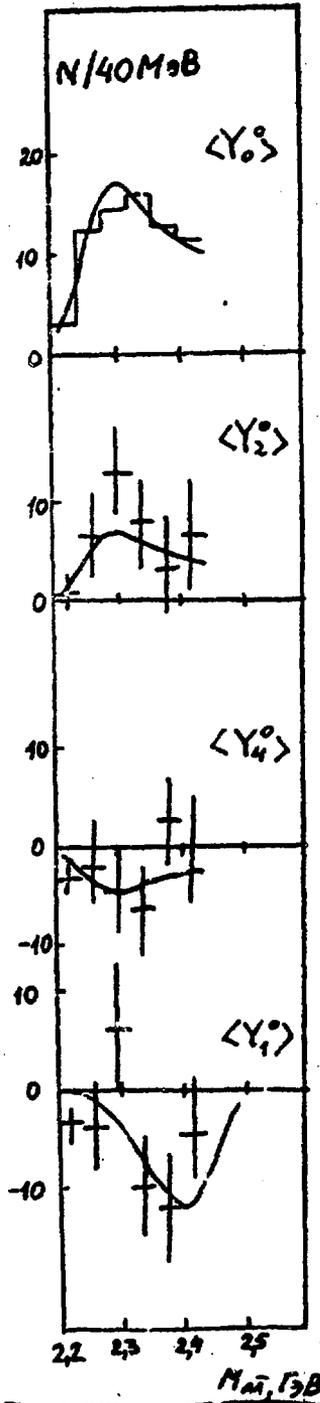


Рис.7. Угловые моменты в зависимости от массы $\Lambda\Lambda$ для околопороговой области с отбором $|t| < 0,1$ (ГэВ/с)². Кривые - результат подгонки (см. текст).

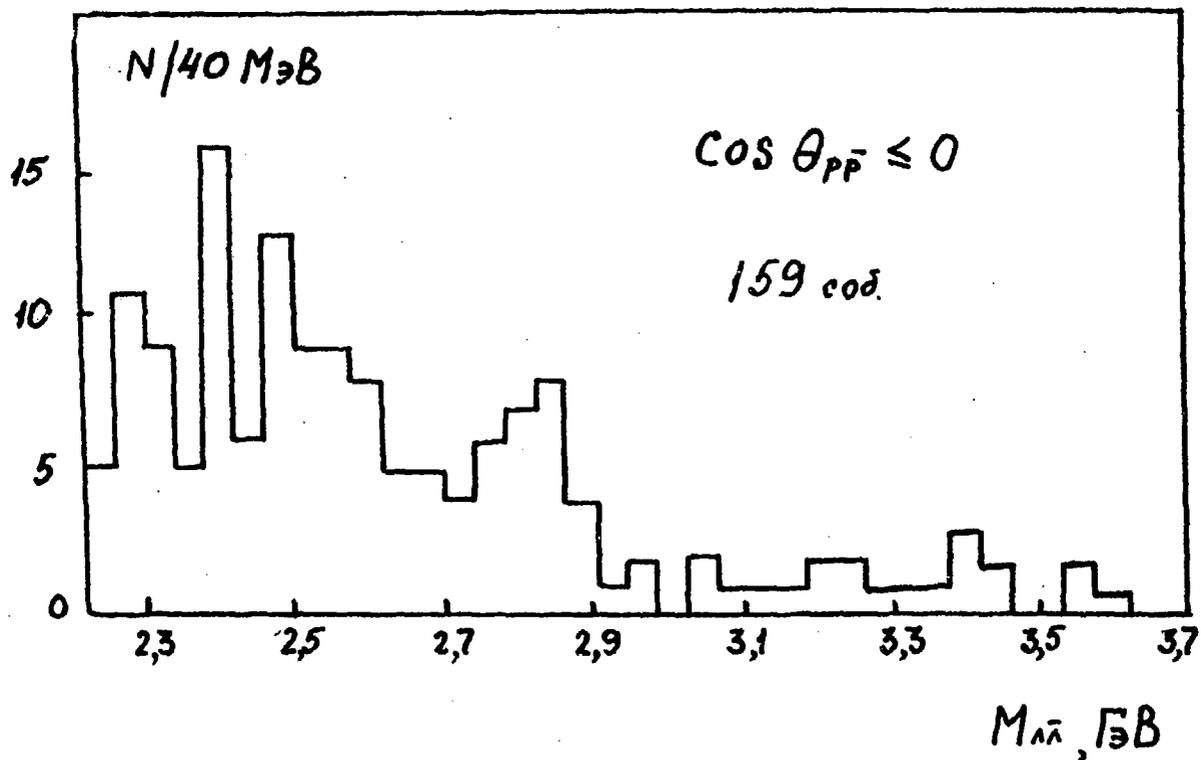


Рис.8. Спектр эффективных масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ с отбором $\cos \theta_{p\bar{p}} < 0$.
 (При таком отборе более четко проявляются триплетные состояния системы $\Lambda\bar{\Lambda}$).

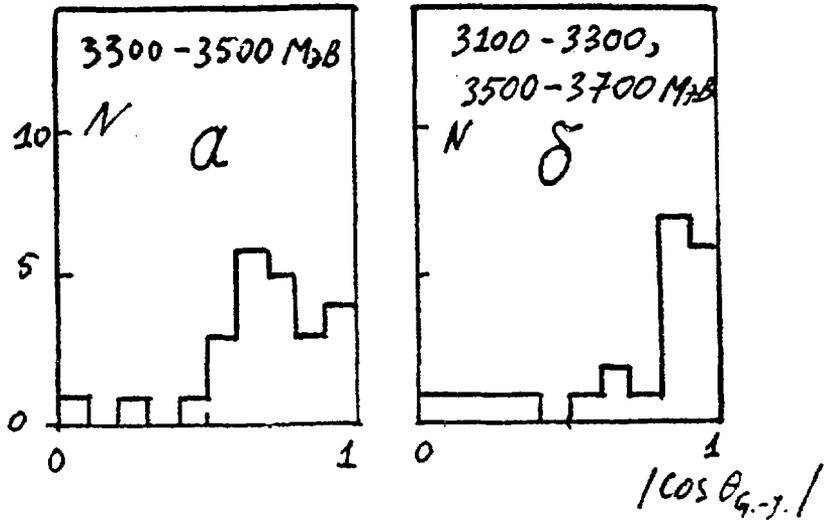


Рис.9. Распределения по косинусу угла Готтфрида-Джексона :
 а - для значений масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ в области резонанса
 3437 МэВ, б - вне области резонанса 3437 МэВ.

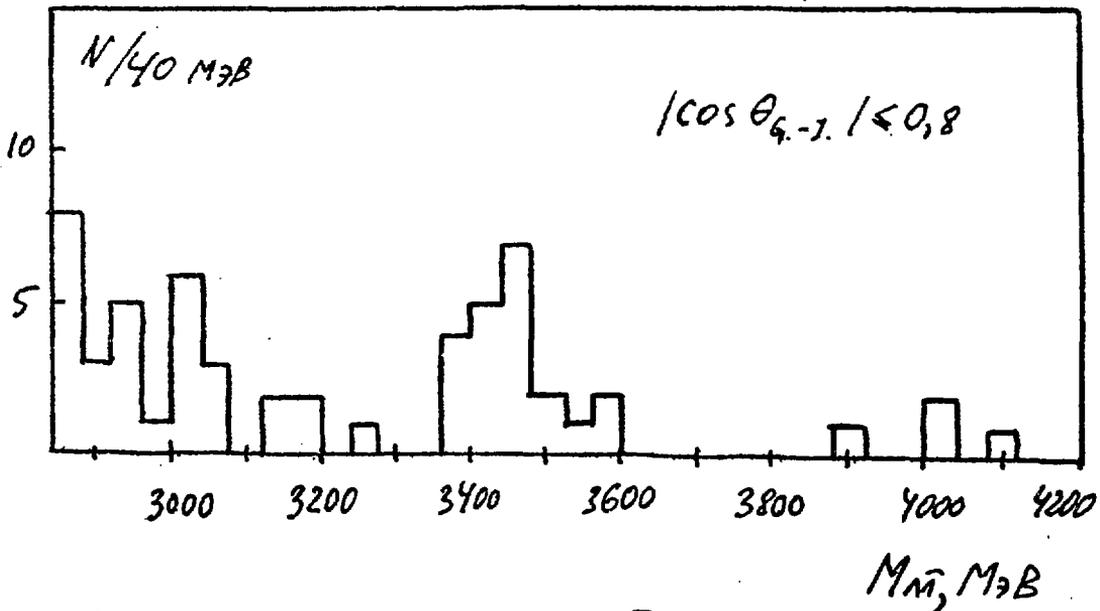


Рис.10. Спектр эффективных масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ для области $M_{\Lambda\bar{\Lambda}} > 3,0 \text{ ГэВ}$
 с отбором $|\cos \theta_{G-J}| < 0,8$.

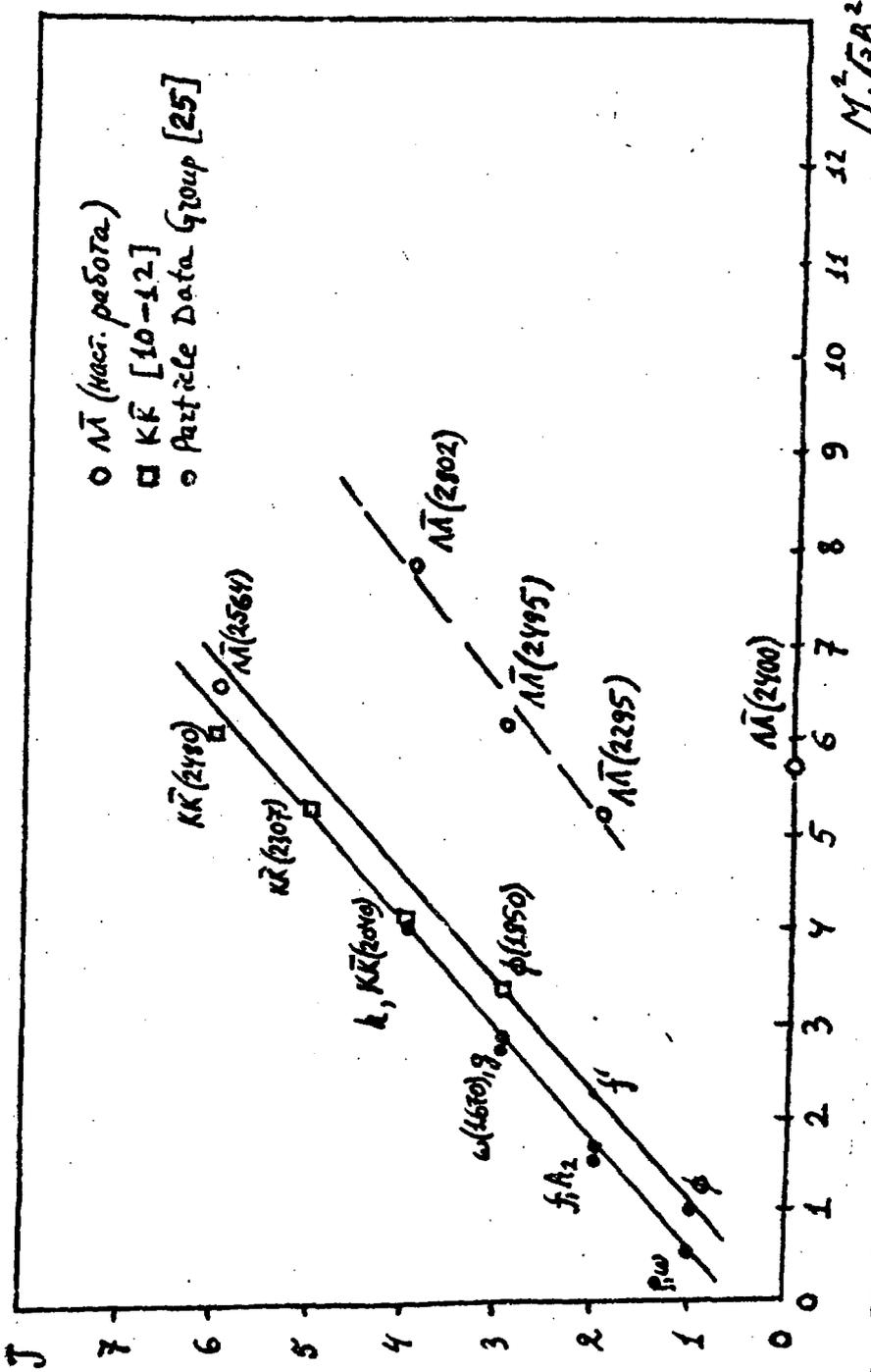


Рис.11. График Чу-Фраучи. Светлые точки - состояния системы $\Lambda\bar{\Lambda}$, наблюдаемые в настоящей работе. Квадретики - состояния $K\bar{K}$ [10-12]. Темные точки - известные резонансные состояния [25].

ЛИТЕРАТУРА

1. Jaffe R.L. - Phys.Rev., 1977, D17, 1444.
2. Jaffe R.L., Johnson K. - Phys.Lett., 1976, B60, 201.
3. Johnson K., Thorn C.B. - Phys.Rev., 1976, D13, 1934.
4. Jaffe R.L. - Phys.Rev., 1977, D15, 267, 281.
5. Владимирский В.В. - ЯФ, 1979, 30, 535.
6. Shapiro I.S. - Phys.Reports, 1978, 35, 129.
7. Кованька М. et al. - Nucl.Phys., 1980, B162, 505.
8. Cleland W.E. et al. - Nucl.Phys., 1981, B184, 1.
9. Baubillier M. et al. - Nucl.Phys., 1981, B183, 1.
10. Alper B. et al. - Phys.Lett., 1980, 94B, 422.
11. Geneva-Lausanne Collaboration WA10, CERN An.Report, 1980, p.50.
12. Al-Harran S. et al. - Phys.Lett., 1981, 101B, 357.
13. Beusch W. et al. - Phys.Lett., 1968, 28B, 211.
14. Bogert D. et al. - Preprint FNAL, FN-281, 1975.
15. Lichtman S. et al. - Nucl.Phys., 1976, B105, 229.
16. Chliарников F.V. et al. - Nucl.Phys., 1977, B131, 93.
17. Геняш U. et al. - Z.Phys., 1979, C2, 7.
18. Берков Б.П. и др. - ЯФ, 1975, 22, 223.
19. Валовшин O.N. et al. - М., Preprint ИТЭР, 1977, N 110.
20. Болонкин Б.В. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1973, № 86.
21. Нопма А.К. SLAC Report-235, 1980.
22. Кайдалов А.Б., Карнаков Б.М. - ЯФ, 1966, 3, III9.

23. F i s c h e r W.E. - Nuovo Cim., 1969, 62A, 17.
24. M a r t i n A.D., N e f C. - Nucl.Phys., 1981, B181, 61.
25. Particle Data Group.Rev.Mod.Phys., 1980, 52, N 2, part II.
26. Б о г д а н о в а Л.К., М а р к у ш и н В.Е. - ЯФ, 1980, 32, 512.



О.Н.Балошин и др.

Резонансные структуры системы $\Lambda\bar{\Lambda}$ в $\bar{K}p$ -взаимодействиях при
40 ГэВ/с (реакция $\bar{K}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}n$)

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 29.12.81

Подписано к печати 13.01.82	T00238	Формат 60x90 1/16
Обсетн.печ.	Усл.-печ.л.2,75.	Уч.-изд.л.2,0.
Заказ 2	Индекс 3624	Тираж 290 экз.
		Цена 28 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, П7259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

28 коп

ИНДЕКС 3624