



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков

P-1490

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЗОНОВ

Дубна 1983

В.С. Барашенков

P-1490

2228/3 чф

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЗОНОВ

СОЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИЕЛИСКИЙ ЦЕНТР

Дубна 1963

СОДЕРЖАНИЕ

Сечения $\pi - \pi$ взаимодействий и двухпионные резонансы	3
Резонансы в системе трех π -мезонов	34
Многопионные резонансы	35
$K - \pi$ взаимодействие	40
Взаимодействие K -мезонов	48
Л и т е р а т у р а	51

1. Сечения $\pi - \pi$ взаимодействий и двухпионные резонансы

В настоящее время становится все более очевидным, что дальнейший прогресс физики элементарных частиц в огромной степени определяется исследованием свойств $\pi - \pi$ взаимодействий. Однако имеющаяся в нашем распоряжении информация об этих взаимодействиях все еще очень бедна и во многих случаях имеет характер оценок и качественных заключений. Основная трудность здесь заключается в том, что π -мезоны являются короткоживущими нестабильными частицами. Поэтому сведения об их взаимодействиях можно получить лишь из анализа косвенных экспериментальных данных. Так, большая часть известных в настоящее время сечений упругих $\pi - \pi$ взаимодействий получена из анализа неупругих реакций



с помощью одномезонных диаграмм. Дифференциальное сечение реакции (1) в этом случае пропорционально сечению упругого $\pi - \pi$ рассеяния $\sigma_{el}(\omega)$:

$$\frac{d^2 \sigma}{d \Delta^2 d \omega^2} = F(\Delta^2, \omega^2) \sigma_{el}(\omega), \quad (2)$$

где $F(\Delta^2, \omega^2)$ - известная функция, зависящая от изменения четырехмерного импульса наклона отдачи Δ и от полной энергии вылетающих π -мезонов в системе их центра масс ω [1].

Строго говоря, это выражение справедливо лишь в точке $\Delta^2 = -\mu^2$ (μ - масса π -мезона), так как лишь при этом условии квадрат модуля амплитуды вершинного узла диаграммы на рис. 1 совпадает с сечением $\pi - \pi$ рассеяния. Однако точка $\Delta^2 = -\mu^2$ лежит в нефизической области реакции (1); поэтому сечение $\sigma_{el}(\omega)$ можно получить только с помощью экстраполяции экспериментальных значений $d^2 \sigma / d \Delta^2 d \omega^2$ к точке $\Delta^2 = -\mu^2$. Такой метод определения сечений в настоящее время широко известен как экстраполяционная процедура Чу и Лоу.

К сожалению, для определения $\sigma_{el}(\omega)$ с помощью этой процедуры необходимо иметь очень большое число экспериментальных значений $d^2 \sigma / d \Delta^2 d \omega^2$ в области $\Delta^2 \leq \mu^2$, близкой к нефизической. Лишь в этом случае экстраполяция может дать достаточно надежные результаты. Однако отбор $\pi - N$ взаимодействий в области $\Delta^2 \leq \mu^2$ соответствует измерению сечений порядка десятка

микробарнов ($10^{-29} - 10^{-30} \text{ см}^2$), что в настоящее время является весьма сложной и чрезвычайно трудоемкой экспериментальной задачей^{12/}.

В тех случаях, когда статистическая точность анализируемого материала оказывается недостаточной для разбиения его по двум параметрам, Δ^2 и ω^2 , величину сечения $\sigma_{el}(\omega)$ можно оценить из сравнения с опытом дифференциального сечения $\pi - N$ взаимодействий, вычисленного в рамках одномезонной полюсной теории. При этом предполагается, что сечение реакции (1) в физической области определяется в основном вкладом одномезонной диаграммы рис. 1, а виртуальностью промежуточного мезона можно пренебречь. Это позволяет проинтегрировать сечение (2) по Δ^2 и сравнить с опытом сечение $d\sigma/d\omega^2$ всего лишь при одном или нескольких значениях ω^2 . При достаточно большой статистике анализируемых $\pi - N$ взаимодействий точность таких расчетов может быть значительно улучшена, если сечение (2) проинтегрировать только по области небольших значений Δ^2 и использовать для сравнения с теоретической формулой лишь соответствующую часть экспериментальных данных.

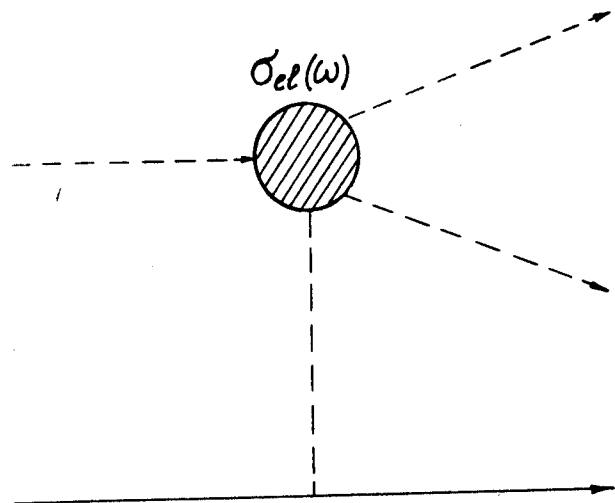


Рис. 1. Одномезонная диаграмма неупругого $\pi - N$ взаимодействия с рождением одного нового π -мезона. Заштрихованная вершина определяет сечение упругого $\pi - \pi$ рассеяния.

С помощью одномезонной полюсной теории можно получить оценки не только сечения $\sigma_{el}(\pi\pi)$ или $\sigma_{ex}(\pi\pi)$, но также и оценки сечений $\sigma_{in}(\pi\pi)$ и $\sigma_t(\pi\pi)$. Однако для этого необходимо рассмотреть более сложные диаграммы.

Конечно, все эти методы определяют сечения $\pi - \pi$ взаимодействий очень приближенно. В случае экстраполяционной процедуры Чу-Лоу это в значительной степени обусловлено недостаточной точностью используемых для экстраполяции экспериментальных данных, в случае одномезонной полюсной теории - пренебрежением виртуальностью промежуточного π -мезона; в обоих случаях не учитывается вклад многомезонных промежуточных состояний, что также вносит весьма заметные ошибки.

Известные в настоящее время сечения упругих $\pi - \pi$ взаимодействий собраны в таблицах 1-4. При этом использованы следующие сокращенные обозначения методов, с помощью которых получены приведенные сечения:

экстр. - использовалась экстраполяционная процедура Чу-Лоу,
пол. теор. - применялась полюсная одномезонная теория.

Наблюдается острый разброс величины сечений. Это особенно наглядно видно из сравнения рис. 2 и 3, где вместе с основными экспериментальными данными приведены средние кривые^{х)}. В частности, сечения $\sigma_{el}(\pi^+ \pi^0)$, полученные из анализа $\pi^- - p$ взаимодействий, во многих случаях оказываются заметно меньше сечений, полученных из анализа $\pi^+ - p$ взаимодействий. По-видимому, это обусловлено тем, что вклад неучтенных многомезонных промежуточных состояний в случае $\pi^- - p$ взаимодействий оказывается значительно более важным, чем в случае $\pi^+ - p$ взаимодействий.

Тем не менее данные таблиц 1-4 вполне ясно указывают на резкое возрастание величины сечений в областях $\omega = 300-450$, $\omega = 550$ и $\omega = 700-800 \text{ Мэв}$ ^{хх)}.

Из приведенных данных еще нельзя однозначно установить, каким резонансным взаимодействиям π -мезонов обязан максимум в сечениях при $\omega = 300-450 \text{ Мэв}$. Значения $\sigma(\pi^+ \pi^0)$ и $\sigma(\pi^+ \pi^-)$ на рис. 2 хорошо аппроксимируются кривыми с двумя пиками: один пик в области $\omega = 320-350 \text{ Мэв}$, другой - при $\omega = 400 \text{ Мэв}$. Первый из этих пиков можно интерпретировать, как результат резонансного $\pi - \pi$ взаимодействия в состоянии с изотопическим спином $I = 0$, второй - как результат резонанса в системе $(\pi + \pi)$ в состояниях с $I = 1, I = 2$ (ср. табл. 8). Однако ошибки

х) Эти кривые построены визуально; однако в пределах экспериментальных ошибок они достаточно хорошо определяют величину и качественное изменение сечений. В некоторых случаях на рис. 2 и 3 приведены квадратично усредненные значения сечений $\sigma \pm \delta\sigma$.

хх) Заметим, что величина сечений в максимумах не может быть больше, чем

$$\sigma_{max} = 4\pi(2J+1)\lambda^2 = (2J+1)\pi \frac{320}{(\omega/\mu)^2 - 4} \text{ мб}$$

где λ - дебройлевская длина волны π -мезона, J - спин состояния, определяющего максимум. Если $J = 1$ (ср. табл. 7), то при $\omega = 0,4; 0,55; 0,75 \text{ Гэв}$ σ_{max} составляет соответственно 870, 250 и 115 мб.

ТАБЛИЦА I
 $\pi^+ - \pi^+$ взаимодействие

ω	$\sigma_{el}, \text{мб}$	Метод
290 \pm 10 Мэв	41,4 \pm 17	пол.теор. ³ *
310 \pm 10	50 \pm 14	пол.теор. ³ *
330 \pm 10	14,3 \pm 10	пол.теор. ³ *
350 \pm 10	30 \pm 11	пол.теор. ³ *
370 \pm 10	40 \pm 17	пол.теор. ³ *
390 \pm 10	30 \pm 11	пол.теор. ³ *
410 \pm 10	31,4 \pm 11	пол.теор. ³ *
430 \pm 10	40 \pm 17	пол.теор. ³ *
450 \pm 10	21,4 \pm 9	пол.теор. ³ *
470 \pm 10	30 \pm 11	пол.теор. ³ *
490 \pm 10	22,9 \pm 9	пол.теор. ³ *
510 \pm 10	18,6 \pm 8	пол.теор. ³ *
530 \pm 10	30 \pm 11	пол.теор. ³ *
550 \pm 10	21,4 \pm 9	пол.теор. ³ *
558	10,4 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
570 \pm 10	45 \pm 13	пол.теор. ³ *
590 \pm 10	24,3 \pm 10	пол.теор. ³ *
592	9,0 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
610 \pm 10	24,3 \pm 10	пол.теор. ³ *
625	9,2 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
630 \pm 10	55,7 \pm 14	пол.теор. ³ *
650 \pm 10	57,1 \pm 14	пол.теор. ³ *
658	10,4 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
670 \pm 10	32,9 \pm 12	пол.теор. ³ *
690 \pm 10	45 \pm 14	пол.теор. ³ *
692	10,8 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
710 \pm 10	18,6 \pm 8	пол.теор. ³ *
717	11,7 \pm 1,7	пол.теор. ⁴
730 \pm 10	30 \pm 11	пол.теор. ³ *
742	11,7 \pm 1,7	пол.теор. ⁴
750 \pm 10	51,4 \pm 14	пол.теор. ³ *

767	11,5 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
770 \pm 10	7,2 \pm 5	пол.теор. ³ *
790 \pm 10	39,6 \pm 12	пол.теор. ³ *
792	11,5 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
810 \pm 10	51,4 \pm 13	пол.теор. ³ *
817	11,3 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
830 \pm 10	43,6 \pm 13	пол.теор. ³ *
842	10,5 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
850 \pm 10	47,2 \pm 13	пол.теор. ³ *
858	9,2 \pm 1,5	пол.теор. ⁴
870 \pm 10	42,9 \pm 13	пол.теор. ³ *

*) Приведенное значение является сечением $\pi^- - \pi^-$ взаимодействий (изотопическая инвариантность). Это значение получено из одномезонного анализа реакции: $\pi^- + p \rightarrow p + 2\pi^- + \pi^+$ в предположении резонансного $\pi^- - \omega$ взаимодействия:
 $\pi^- + p \rightarrow \omega_1^* + 2\pi^-$, $\omega_1^* \rightarrow p + \pi^+$.
 При этом, кроме неточностей одномезонной полюсной теории, заметные ошибки могли быть допущены при экспериментальном отборе событий с образованием резонанса ω_1^* . Эти ошибки в таблице не учтены.

ТАБЛИЦА 2

 $\pi^+ - \pi^0$ взаимодействие

ω	$\sigma_{el}, \text{мб}$	Метод
308 Мэв	$7 \pm 4^*$	пол.теор. 5
308	17 ± 9	пол.теор. 5
308	$10,5 \pm 10,5$	пол.теор. 7
335	$63 \pm 32^{**}$	пол.теор. 8
337	16 ± 6	пол.теор. 5
364	$4,5 \pm 1,7^*$	пол.теор. 5
364	26 ± 7	пол.теор. 5
364 \pm 40	$40 \pm 20^*$	экстр. 9,10
375 \pm 33	$101 \pm 70^*$	пол.теор. II
378	$57 \pm 10^{**}$	пол.теор. 8
378 \pm 70 - 85	$0 \pm 40^*$ - 0	пол.теор. 12
390	23 ± 6	пол.теор. 5
389 \pm 50	$27 \pm 8^*$	экстр. 5
413	34 ± 7	пол.теор. 5
413	$10 \pm 2^*$	пол.теор. 5
414	13 ± 8	пол.теор. 7
418	$62 \pm 23^{**}$	пол.теор. 8
425 \pm 33	$142 \pm 63^{**}$	пол.теор. II
435	36 ± 7	пол.теор. 5
435 \pm 34	$0 \pm 100^{**}$	экстр. 9,10
448	$56 \pm 27^{**}$	пол.теор. 8
456	40 ± 7	пол.теор. 5
456	$8,5 \pm 2^*$	пол.теор. 5
456	18 ± 7	пол.теор. 7
468	$55 \pm 24^{**}$	пол.теор. 8
475 \pm 33	$66 \pm 38^*$	пол.теор. II
476	37 ± 6	пол.теор. 5
476 \pm 40	$38 \pm 7^*$	экстр. 5
486 \pm 25	$40 \pm 30^*$	экстр. 9,10
487	$58 \pm 5^{**}$	пол.теор. 8
497	28 ± 4	пол.теор. 5
497	$10 \pm 2^*$	пол.теор. 5
496	11 ± 5	пол.теор. 7
510	$56 \pm 13^{**}$	пол.теор. 8
516	29 ± 4	пол.теор. 5
525 \pm 33	$32 \pm 22^*$	пол.теор. II
528	$55 \pm 12^{**}$	пол.теор. 8

532	37 ± 4	пол.теор. 5
532	$6 \pm 1,5^*$	пол.теор. 5
532 \pm 85	$75 \pm 30^*$	пол.теор. 12
532	18 ± 7	пол.теор. 7
541 \pm 26	$90 \pm 20^*$ - 10	экстр. 9,10
545	$54 \pm 17^{**}$	пол.теор. 8
550	$44 \pm 5,5$	пол.теор. 5
550 \pm 35	$39 \pm 8^*$	экстр. 5
565	26 ± 4	пол.теор. 5
565	$8 \pm 1,5^*$	пол.теор. 5
568	15 ± 5	пол.теор. 7
568	$54 \pm 15^{**}$	пол.теор. 8
575 \pm 33	$47 \pm 22^*$	пол.теор. II
582	36 ± 5	пол.теор. 5
583 \pm 25	$125 \pm 20^*$	экстр. 9,10
590	$53 \pm 12^{**}$	пол.теор. 8
660	40 ± 5	пол.теор. 5
600	$8,5 \pm 1,5^*$	пол.теор. 5
600	18 ± 6	пол.теор. 7
610	$54 \pm 13^{**}$	пол.теор. 8
614	39 ± 6	пол.теор. 5
615 \pm 30	$51 \pm 13^*$	экстр. 5
625 \pm 33	$63 \pm 25^*$	пол.теор. II
627	$59 \pm 15^{**}$	пол.теор. 8
628	54 ± 6	пол.теор. 5
628	$12,5 \pm 1,5^*$	пол.теор. 7
630	36 ± 8	пол.теор. 7
630 \pm 23	$180 \pm 30^*$	экстр. 9,10
647	43 ± 6	пол.теор. 5
650	$64 \pm 16^{**}$	пол.теор. 8
660	43 ± 6	пол.теор. 5
660	$14 \pm 1,5^*$	пол.теор. 5
660	35 ± 7	пол.теор. 7
668	$72 \pm 12^{**}$	пол.теор. 8

670	60 ± 7	пол.теор. ⁵
674 ± 21	240 ± 75*	экстр. ^{9,10}
674 ± 27	92 ± 33*	экстр. ⁵
675 ± 33	44 ± 19 *	пол.теор. ^{II}
687	59 ± 7	пол.теор. ⁵
687	17 ± 2,5*	пол.теор. ⁵
688 ± 70	90 ± 30 *	пол.теор. ¹²
688	50 ± 8	пол.теор. ⁷
690	93 ± 11**	пол.теор. ⁸
702	66 ± 7	пол.теор. ⁵
707	112 ± 7 **	пол.теор. ⁸
708 ± 20	135 ± 115 *	экстр. ^{9,10}
714	86 ± 9	пол.теор. ⁵
714	18 ± 3*	пол.теор. ⁵
715	70 ± 9	пол.теор. ⁷
725 ± 33	63 ± 25	пол.теор. ^{II}
726	136 ± 16 **	пол.теор. ⁸
726 ± 26	161 ± 57*	экстр. ⁵
742	77 ± 7	пол.теор. ⁵
742	15,5 ± 2 *	пол.теор. ⁵
742	69 ± 9	пол.теор. ⁷
750	120 ± 25 **	пол.теор. ⁸
755	89 ± 9	пол.теор. ⁵
766	74 ± 9	пол.теор. ⁵
766	13 ± 3 *	пол.теор. ⁵
767	74 ± 9	пол.теор. ⁷
768	118 ± 16 **	пол.теор. ⁸
775 ± 33	41 ± 19 *	пол.теор. ^{II}
776	60 ± 7	пол.теор. ⁵
778 ± 24	0 ± 181 +	экстр. ⁵
790	16 ± 3 *	пол.теор. ⁵
790	46 ± 7	пол.теор. ⁵
790	90 ± 30**	пол.теор. ⁸
790	42 ± 8	пол.теор. ⁷
804	29 ± 7	пол.теор. ⁵
810	68 ± 41	пол.теор. ⁸
814	II ± 3*	пол.теор. ⁵

814	14 ± 7	пол.теор. ⁵
814	30 ± 8	пол.теор. ⁷
814 ± 58	58 ± 15*	пол.теор. ¹²
824	14 ± 11	пол.теор. ⁵
825 ± 33	16 ± 16*	пол.теор. ¹¹
830	58 ± 20	
	- 55	пол.теор. ⁸
837	18 ± 7	пол.теор. ⁷
860	8 ± 8	пол.теор. ⁷
922 ± 50	46 ± 19 *	пол.теор. ¹²
1,020 ± 0,045	30 ± 10*	пол.теор. ¹²
1,109 ± 0,042	22 ± 9 *	пол.теор. ¹²
1,191 ± 0,038	8 ± 7 *	пол.теор. ¹²

) Приведенное значение является сечением упругого σ_{-n}^ рассеяния (изотопическая инвариантность).

**) Приведено среднее квадратичное двух значений, указанных в работе /8/.

+) Экстраполяционная процедура по методу Чу-Лоу приводит к отрицательному среднему значению σ_{el} ; в таблице указана область возможных положительных значений σ_{el} , допустимых погрешностью экстраполяции.

ТАБЛИЦА 3
 $\pi^+ - \pi^-$ взаимодействие

ω , МэВ	σ_{el} , мс	Метод
278 \pm 3	29 \pm 5	пол.теор. 2,14
284 \pm 4	5 \pm 2,5	экстр. 13
286 \pm 2	27,9 \pm 6,2	пол.теор. 15
290 \pm 2	20,1 \pm 4,2	пол.теор. 15
292	6,4 \pm 2	экстр. 13
296 \pm 3	18,2 \pm 3,6	пол.теор. 15
296 \pm 12	30 \pm 20	экстр. 15
301 \pm 4	6,8 \pm 1,8	экстр. 13
304 \pm 4	19,8 \pm 5,2	пол.теор. 15
306 \pm 24	25 \pm 9	экстр. 13
307 \pm 1,5	11 \pm 3	пол.теор. 2,14
308 \pm 4	10,4 \pm 2,5	экстр. 13
314	3,9 \pm 1,5	пол.теор. 16 *
317 \pm 5,5	6,7 \pm 3	пол.теор. 2,14
325 \pm 33	70 \pm 57	пол.теор. 11
348 \pm 20	101 \pm 58	экстр. 13
368	6,9 \pm 3,9	пол.теор. 16
375 \pm 33	57 \pm 38	пол.теор. 11
425 \pm 25	35 \pm 19	пол.теор. 11
430	15,4 \pm 6,1	пол.теор. 16 *
470	19,2 \pm 6,9	пол.теор. 16 *
475 \pm 33	32 \pm 19	пол.теор. 11
506	15,4 \pm 6,1	пол.теор. 16 *
525 \pm 33	13 \pm 10	пол.теор. 11
542	21,5 \pm 4,6	пол.теор. 16 *
558	16,9 \pm 0,8	пол.теор. 4
575 \pm 25	19 \pm 10	пол.теор. 11
575	15,4 \pm 4,6	пол.теор. 16 *
592	19,2 \pm 0,8	пол.теор. 4

605	33,8 \pm 7,7	пол.теор. 16 *
625 \pm 25	19 \pm 10	пол.теор. 11
625	22,1 \pm 0,8	пол.теор. 4
640	51,5 \pm 9,2	пол.теор. 16 *
658	25,8 \pm 1	пол.теор. 4
673	74 \pm 12,3	пол.теор. 16 *
675 \pm 33	35 \pm 13	пол.теор. 11
692	29,6 \pm 1	пол.теор. 4
700	72,4 \pm 11,5	пол.теор. 16 *
717	30,8 \pm 1	пол.теор. 4
725 \pm 33	54 \pm 13	пол.теор. 11
727	94 \pm 13,8	пол.теор. 16 *
742	32,9 \pm 1,2	пол.теор. 4
756	107,5 \pm 15,4	пол.теор. 16 *
767	32,9 \pm 1	пол.теор. 4
775 \pm 25	60 \pm 16	пол.теор. 11
778	102 \pm 13,8	пол.теор. 16 *
792	32,5 \pm 1,2	пол.теор. 4
805	73 \pm 12,3	пол.теор. 16 *
817	32,1 \pm 1	пол.теор. 4
827	55,4 \pm 9,2	пол.теор. 16
825 \pm 33	63 \pm 19	пол.теор. 11
842	30,8 \pm 1,2	пол.теор. 4
858	60 \pm 12,3	пол.теор. 16 *
858	26,3 \pm 1,2	пол.теор. 4
875 \pm 33	38 \pm 28	пол.теор. 11
880	23,1 \pm 7,7	пол.теор. 16 *
900	23,8 \pm 6,2	пол.теор. 16 *

*) Использовалась одномезонная теория с нуклонным фактором Селлери.

ТАБЛИЦА 4

Среднее сечение $\pi^+ - \pi^-$ и $\pi^+ - \pi^0$ взаимодействий

$$\sigma_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \{ \sigma_{\text{ср}}(\pi^+ \pi^-) + \sigma_{\text{ср}}(\pi^+ \pi^0) \}$$

ω	$\sigma_{\text{ср}}, \text{мб}$	Метод
289 Мэв	54,3	пол.теор. I7
306	52,9	пол.теор. I7
356	109 ± 49	пол.теор. I8
388	69 ± 31	пол.теор. I8
402	27,9	пол.теор. I7
412,5	25, ± 12,5	пол.теор. I8
414	38,6	пол.теор. I7
462,5	13 ± 6,3	пол.теор. I8
489	24,3	пол.теор. I7
500	37,6	пол.теор. I7
512,5	17 ± 8	пол.теор. I8
550	42,5 ± 10	пол.теор. I8
565	30,7	пол.теор. I7
573	40	пол.теор. I7
587,5	11,3 ± 3,8	пол.теор. I8
625	25 ± 8	пол.теор. I8
630	42,9	пол.теор. I7
637	44,3	пол.теор. I7
672	37,5 ± 11,3	пол.теор. I7
690	55	пол.теор. I7
696	71,4	пол.теор. I7
719	60 ± 13,8	пол.теор. I8
743	96,4	пол.теор. I7
750	67,1	пол.теор. I7
750	84 ± 15	пол.теор. I8
788	58 ± 11	пол.теор. I8
795	55	пол.теор. I7
801	41,4	пол.теор. I7
831	36 ± 7,5	пол.теор. I8
843	24,3	пол.теор. I7
849	6,4	пол.теор. I7
862,5	17,2 ± 4	пол.теор. I8
906	8 ± 3	пол.теор. I8
944	9 ± 4 - 3	пол.теор. I8
I Гэв	9 ± 4 - 3	пол.теор. I8

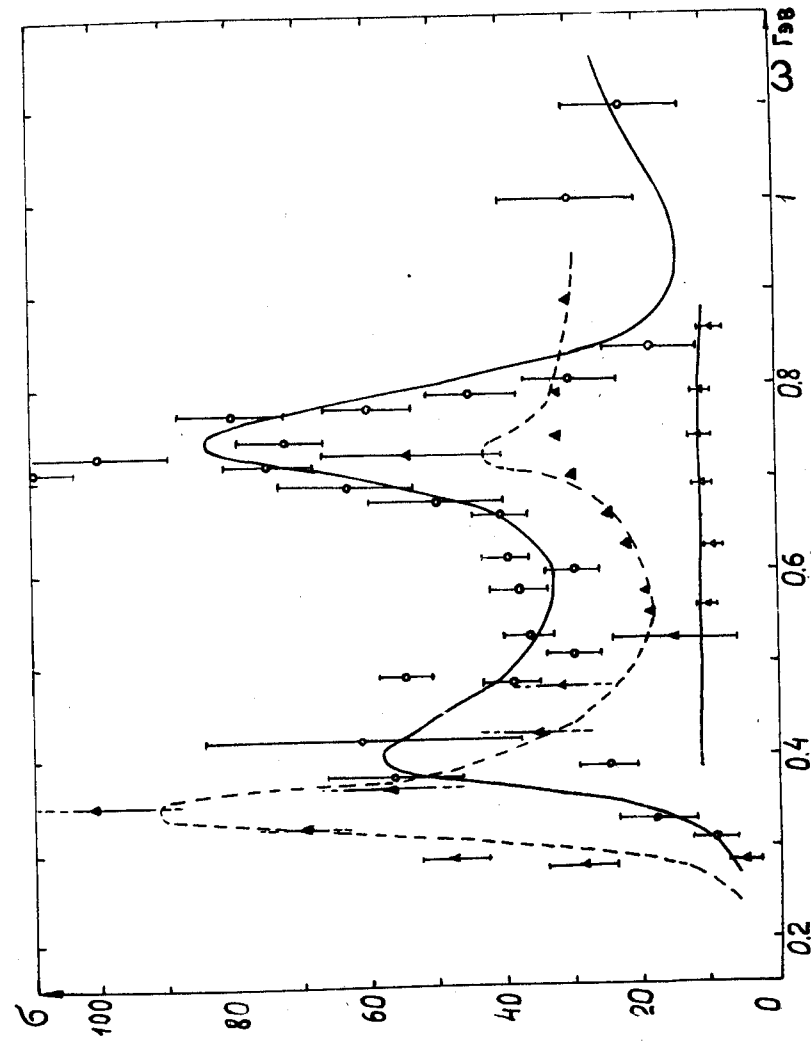


Рис. 2. Сечение упругого $\pi - \pi$ взаимодействия. Значками \circ , Δ , \blacktriangle отмечены соответственно значения $\sigma_{\text{ср}}(\pi^+ \pi^0)$, $\sigma_{\text{ср}}(\pi^+ \pi^+)$, $\sigma_{\text{ср}}(\pi^+ \pi^-)$. Приведены средние кривые.

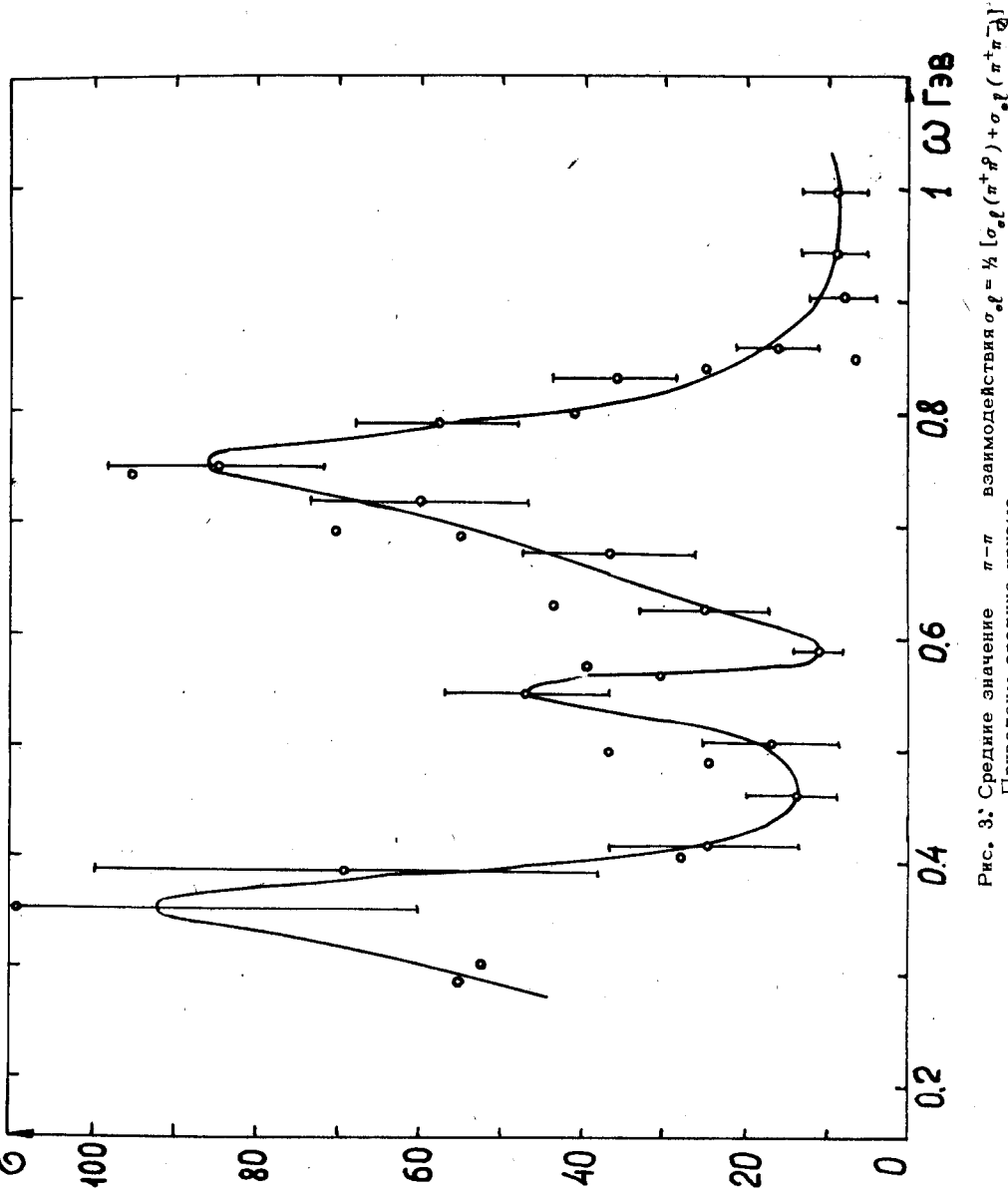


Рис. 3. Средние значения π - π взаимодействия $\sigma_{0,1,2} = \frac{1}{2} [\sigma_{0,1}(\pi^+\pi^0) + \sigma_{0,1}(\pi^+\pi^-)]$. Приведены средние кривые.

сечений еще очень велики и вполне возможно, что пики в обоих сечениях на рис. 2 в действительности совпадают. В этом случае резонансным может быть состояние с $I = 1$ или $I = 2$.

ТАБЛИЦА 5

Изотопические состояния, дающие вклад в сечение π - π взаимодействий

Взаимодействие	Изотопический спин I		
$\pi^\pm - \pi^\pm$	2		
$\pi^\pm - \pi^0$	2,	I	
$\pi^\pm - \pi^\mp$	2	I	0

Предположение о преимущественном вкладе состояния с нулевым изотопическим спином в области энергий $\omega \leq 350-400$ Мэв согласуется с результатами работ /19-25/, где аналогичный вывод был получен на основе подробного анализа целого ряда независимых экспериментальных данных по одиночному рождению π^- -мезонов в π^-N столкновениях и парному рождению π^- -мезонов при взаимодействиях протонов с дейтронами. В частности, используя изотопическую инвариантность и предполагая, что π^- -мезоны взаимодействуют между собой только в одном из возможных состояний по изотопическому спину ($I = 0, 1, 2$), нетрудно установить связь между сечениями реакций из таблицы 6 /23/. Если π^- -мезоны взаимодействуют только в состоянии $I=2$ то максимальным будет сечение реакции (4), а сечения реакций (1), (2), (3) и (5) должны составлять соответственно $1/18, 1/4, 1/8, 1/4$ сечения σ_4 . В действительности же, как видно из таблицы 6, максимальным является сечение σ_1 , а сечения остальных реакций, в том числе и σ_4 , малы по сравнению с σ_1 . Если $I = 1$, то $\sigma_3 = \sigma_4 = 0$, а сечения σ_2 и σ_5 не могут быть одновременно малыми по сравнению с σ_1 . Однако это также противоречит экспериментальным данным таблицы 6. И только предположение о том, что π^- -мезоны взаимодействуют в состоянии $I = 0$, приводит к соотношениям $\sigma_3 = \frac{1}{2}\sigma_1, \sigma_2 = \sigma_4 = \sigma_5 = 0$, согласующимся с опытом.

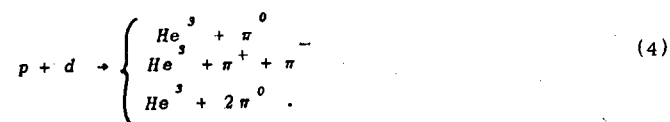
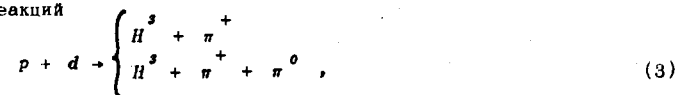
ТАБЛИЦА 6

Сечения рождения π - мезонов в $\bar{K}^- - p$ и $\bar{K}^- - n$ взаимодействиях при энергии $T=290$ Мэв ^{23,24}

№	Реакция	Сечение, $\mu\text{Б}$
1.	$\bar{K}^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$	$0,61 \pm 0,13$ (σ_1)
2.	$\bar{K}^- + p \rightarrow p + \pi^0 + \pi^-$	$0,2 \pm 0,1$ (σ_2)
3.	$\bar{K}^- + p \rightarrow n + \pi^0 + \pi^0$	— (σ_3)
4.	$\bar{K}^- + n \rightarrow p + \pi^- + \pi^-$	} $0,1$ (σ_4)
5.	$\bar{K}^- + n \rightarrow n + \pi^- + \pi^+$	

Вместе с тем в настоящее время имеются серьезные основания сомневаться, действительно ли двухпикное состояние с нулевым изотопическим спином имеет резонанс в области $\omega \lesssim 350$ Мэв и не обусловлено ли это недостаточно корректным анализом экспериментальных данных.

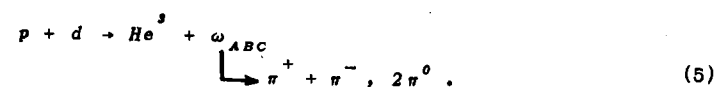
Впервые указания на такой резонанс были получены в работах ^{/20,21/} из рассмотрения неупругих реакций



Наличие резонанса в системе двух π -мезонов должно приводить к соответствующему максимуму в импульсном спектре ядер H^3 и He^3 . Так как изотопические спины начального состояния и ядер H^3 и He^3 равны $1/2$, а их проекции составляют соответ-

ственно $1/2, -1/2$ и $1/2$, то система двух π -мезонов в реакции (3) может находиться лишь в состоянии с изотопическим спином $I = 1$, а в реакции (4) - в состоянии с $I = 0$ или $I = 1$. Поэтому π - π резонанс в состоянии с $I = 1$ должен проявляться как в реакции (3), так и в реакции (4), в то время как резонансное π - π взаимодействие в состоянии с $I = 0$ скажется лишь в спектре He^3 в реакции (4).

Результаты измерений приведены на рис. 4 и 5. Отчетливо наблюдающийся нерегулярный ход спектра He^3 в районе $p = 1,4$ Гэв/с указывает на возможность резонансной реакции



Введенную таким образом частицу ω_{ABC} принято называть "ABC-резонансом" по имени авторов работ ^{/20,21/}. Из рис. 5 видно, что масса этого резонанса $M \approx 10^{10}$ Мэв. Нетрудно показать, что ω_{ABC} является скалярной частицей, т.е. его спин $J=0$, а четность положительна.

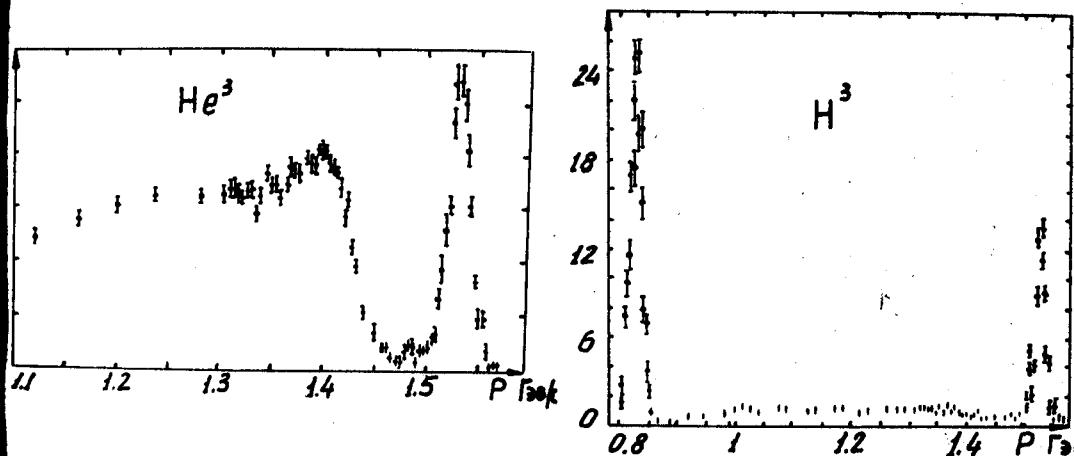


Рис. 4. Импульсный спектр ядер в реакциях (3) и (4) (в относительных единицах). Пики при $p \approx 0,83$ и $1,53$ Гэв/с обусловлены одномезонными реакциями.

Однако интерпретация "ABC-аномалии" как резонансного взаимодействия является далеко не однозначной. Эту аномалию можно приписать также сильному нерезонансному взаимодействию π -мезонов в конечном состоянии ^{/21,23-29/}. В частности, в работе ^{/29/} отмечалось, что аномалия наблюдается на конце спектра; при этом

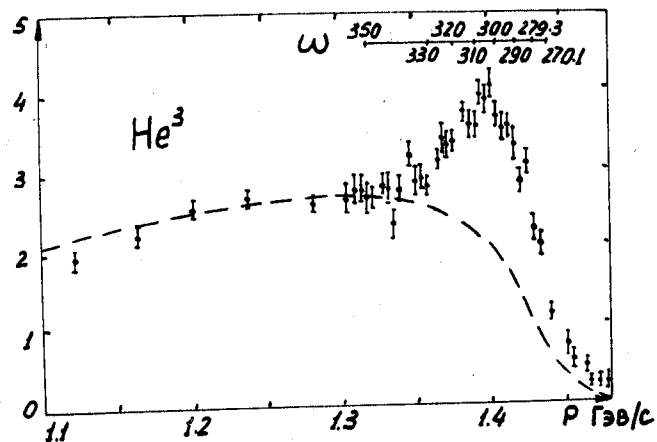


Рис. 5. Импульсный спектр ядер He^3 в реакции с $l=0$, полученный как разность данных, приведенных на рис. 4 (в относительных единицах). Пунктиром указана фазовая кривая, вычисленная без учета $\pi-\pi$ взаимодействия. Сверху приведена шкала масс резонанса ω ABC в Мэв.

резонансный пик появляется в результате вычитания из экспериментальных данных фазового объема, нормированного на часть экспериментальной кривой вне области пика. Такая процедура заранее предполагает, что в реакции наряду с трехчастичным каналом $p + d \rightarrow \text{He}^3 + \pi + \pi$ существует двухчастичный канал (5). Другой причиной отклонения экспериментального спектра от трехчастичного фазового объема может быть зависимость матричного элемента трехчастичной реакции от массы двухпионной системы ω . В этом случае для качественного выяснения зависимости квадрата матричного элемента реакции от ω следует разделить экспериментальные данные на величину фазового объема, нормированного на всю площадь под экспериментальной кривой. На рис. 6 показан результат такого деления экспериментальных данных работы /21/. Как видно, никаких аномалий резонансного характера в этом случае не наблюдается. Этот результат является дополнительным аргументом в пользу того, что причиной появления "аномалий" в работах /20,21/ является не образование новой частицы, а нерезонансное взаимодействие π -мезонов в конечном состоянии.

В работе /29/ подробно исследовалось распределение эффективной массы системы $(\pi^+ + \pi^-)$, рождающейся в реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$ в области ABC-резонанса. Экспериментальная гистограмма (см.рис. 7) оказывается смещенной по сравнению с фазовой кривой в сторону больших значений масс. Однако это смещение, как хорошо видно

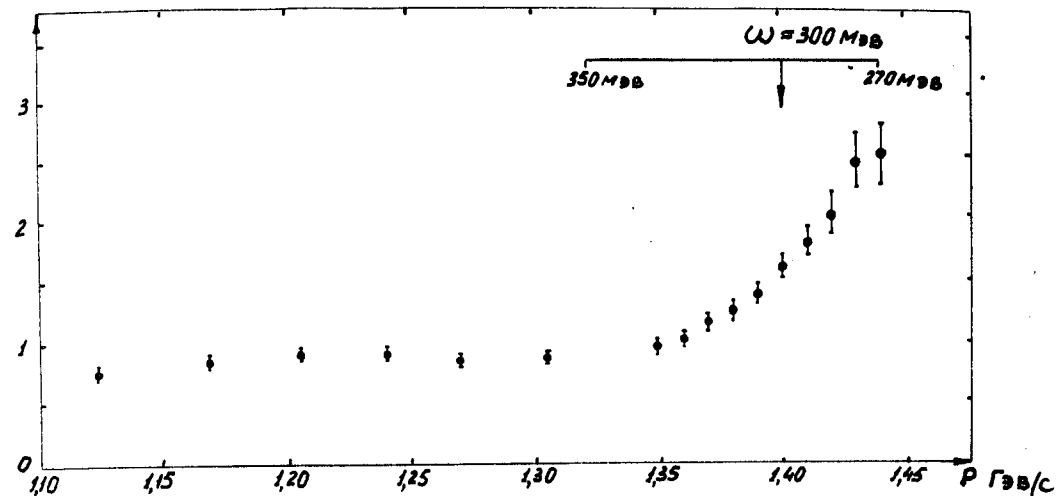


Рис. 6. Результат деления экспериментальных данных, приведенных на рис. 4, на фазовый объем реакции $p + d \rightarrow \text{He}^3 + \pi^+ + \pi^-$ (в относительных единицах) /29/.

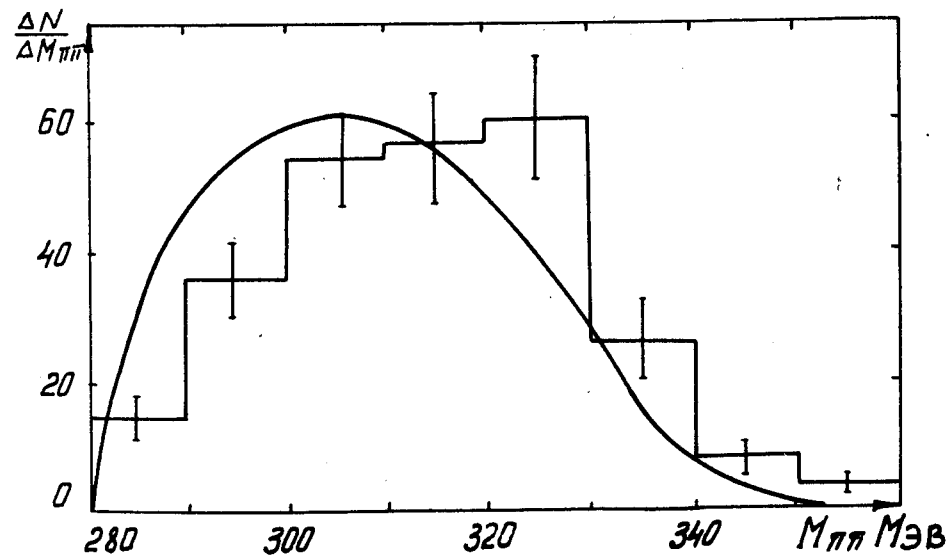


Рис. 7. Распределение эффективной массы пар частиц $(\pi^+ - \pi^-)$, рождающихся в реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$ при $T=240$ Мэв /29/. Сплошной кривой указано распределение, вычисленное без учета $\pi-\pi$ взаимодействия.

на рис. 8, не связано ни с какими резонансными явлениями. В пределах ошибок измерений этот результат соответствует тому, что верхний предел полного сечения образования ABC-резонанса с массой 300 ± 10 Мэв в рассматриваемой реакции не превышает 10^{-29} см².

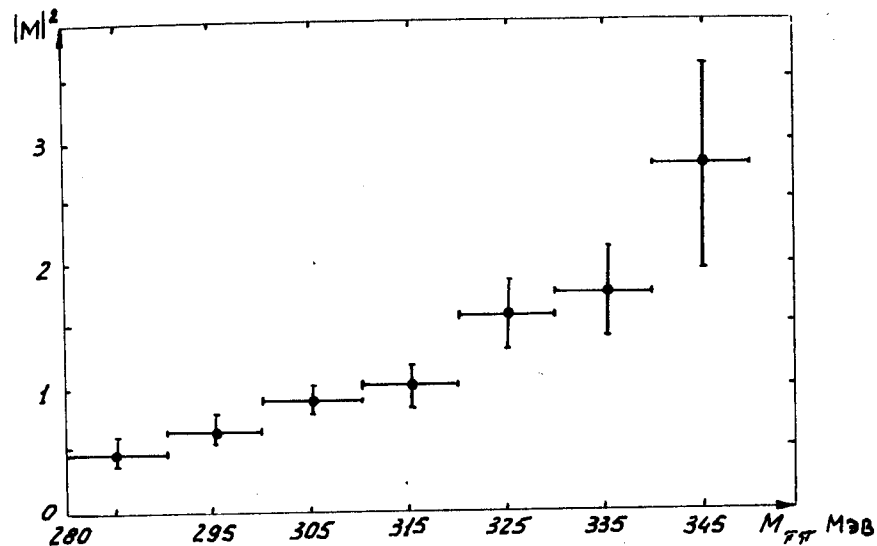
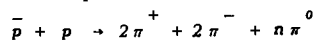


Рис. 8. Зависимость матричного элемента реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$ при $T=240$ Мэв от массы $M_{\pi^+\pi^-}$. Эта зависимость получена в работе /29/ делением на фазовый объем (теоретич. кривая на рис. 7) экспериментальной гистограммы рис. 7.

Предположение о существовании ABC-резонанса приводит к резкому противоречию также с известными экспериментальными данными по распадам K-мезонов: теоретическое значение вероятности $K_{\pi\pi}$ -распадов в этом случае приблизительно на порядок превосходит экспериментальное /30/.

Указания на отсутствие каких-либо аномалий резонансного характера в системе двух π -мезонов с $I=0$ в интервале 280-400 Мэв были получены также в ряде других работ (см., например, /31,32/).

С другой стороны, в работе /33/ сообщалось об обнаружении некоторой аномалии на месте ABC-резонанса в распределении эффективной массы пар $(\pi^+ + \pi^-)$, образующихся при аннигиляции антипротонов



в водородной пузырьковой камере.

Таким образом, хотя единого мнения о ABC-резонансе в настоящее время еще нет, подавляющее число работ приводит к заключению, что в области $\omega \lesssim 350-400$ Мэв взаимодействие π -мезонов в состоянии с изотопическим спином $I=0$ не имеет никаких резонансов, хотя и является значительно более сильным, чем в состояниях с $I>0$. Отсюда следует, что в области $\omega \lesssim 400-450$ Мэв пики в сечениях $\sigma_{\rho}(\pi^+ \pi^0)$ и $\sigma_{\rho}(\pi^+ \pi^-)$ на рис. 2 должны совпадать. Анализ эффективной массы пар заряженных π -мезонов в этой области энергий дает для резонансной энергии значение $\omega = 395 \pm 10$ Мэв (см. рис. 9); ширина резонансного пика на половине его высоты при этом составляет 50 ± 20 Мэв, что в пределах экспериментальных ошибок согласуется с кривыми на рис. 2 и 3. В литературе резонанс, соответствующий этому пику, часто называют α -мезоном.

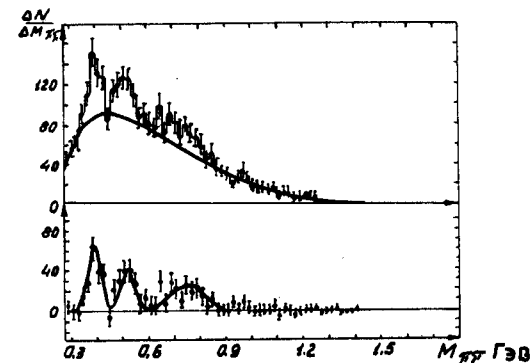


Рис. 9. Распределение эффективной массы пар $(\pi^+ + \pi^-)$, рождающихся в неупругих π^-p взаимодействиях при $T=4,55$ Гэв. Сплошной кривой указано распределение, вычисленное без учета $\pi-\pi$ взаимодействия. На нижнем рис. приведена разность экспериментального и теоретического распределений. Сплошной кривой отмечены средние значения /34/. На обоих рисунках отчетливо проявляются пики, соответствующие мезонам α, β и ρ^0 .

Так как в распределении эффективной массы пар $(\pi^+ + \pi^-)$ никаких заметных аномалий при $\omega = 400$ Мэв не наблюдается (см. рис. 10), можно заключить, что изотопический спин α -мезона равен единице. Наиболее вероятное значение спина α -мезона также равно единице^{x)}.

x) Изотопическая функция пары $(\pi^+ + \pi^-)$ в состоянии с $I=1$,

$$I_0^1 = \sqrt{\frac{1}{2}} \{ |\pi^+ \pi^- \rangle - |\pi^- \pi^+ \rangle \}$$

является нечетной функцией относительно перестановки π^+ и π^- . Так как полная волновая функция должна быть четной, то пара $(\pi^+ + \pi^-)$ должна находиться в состоянии с нечетным орбитальным моментом. В области низких энергий наиболее вероятным является p-состояние.

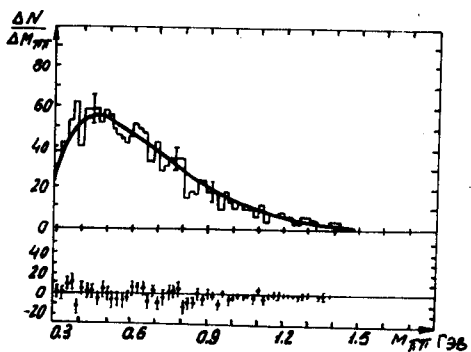


Рис. 10. Распределение эффективной массы пар $(\pi^+ - \pi^-)$, рождающихся в неупругих $\pi^- - p$ взаимодействиях при $T=4,55$ ГэВ/^{34/}. Все обозначения те же, что и на рис. 9. В пределах экспериментальных ошибок не видно никаких отклонений от теоретических кривых.

Из сопоставления распределений эффективных масс на рис. 7, 9 и 10 можно заключить, что $\omega = 395$ МэВ является самой нижней резонансной энергией в системе двух π^- -мезонов. При меньших энергиях никаких резонансных взаимодействий не наблюдается.

В интервале энергий от 400 до 700 МэВ в сечениях $\sigma(\pi^+ \pi^-)$ и $\sigma(\pi^+ \pi^0)$, полученных методом Чу-Лоу, замечен всего лишь один пик при $\omega = 550$ МэВ. Хотя этот пик проявляется лишь в усредненном сечении на рис. 3, в пределах экспериментальных ошибок он не противоречит и данным, приведенным на рис. 2. Вместе с тем сечение $\sigma(\pi^+ \pi^-)$ в рассматриваемой области энергий изменяется очень плавно и не обнаруживает никаких аномалий резонансного характера.

Изучение эффективных масс пар π^- -мезонов, рождающихся в различных неупругих реакциях, показало, что в интервале $\omega = 400 - 700$ МэВ наблюдаются два различных резонанса в состояниях с изотопическим спином $I=0,1$ и один резонанс в состоянии с $T=2$.

Во-первых, это резонанс при $\omega = 550 - 570$ МэВ, впервые уверенно наблюдавшийся в работе ^{/35/} и в последующем подтвержденный во многих других работах. В настоящее время этот резонанс следует считать твердо установленным. Соответствующий ему резонанс в литературе принято называть ξ^- -мезоном. Кроме того, в работе ^{/34/} получены указания на существование резонансного взаимодействия при несколько меньшей энергии: $\omega = 520 \pm 20$ МэВ. Хотя этот резонанс наблюдался всего лишь в одной работе из рис. 9 видно, что он является достаточно достоверным. Так как в распределении эффективных масс на рис. 100 никаких аномалий не заметно, можно предполагать, что изотопический спин резонансного состояния $I=0$ или 1.

В пределах экспериментальной точности оба эти резонанса могут давать вклад в пик на рис. 3.

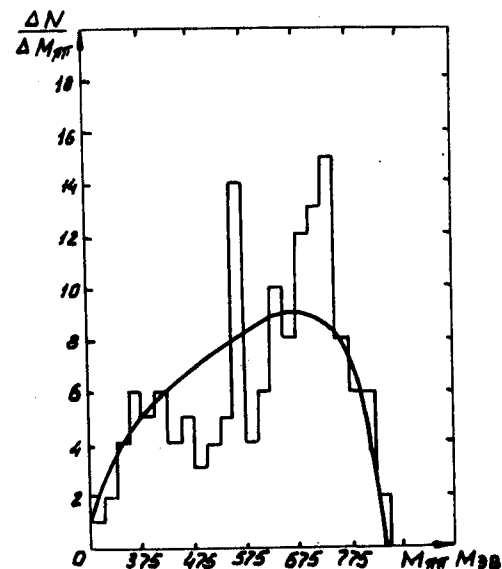


Рис. 11. Эффективная масса пары $(\pi^+ + \pi^0)$, рождающейся в реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+ + \pi^0$ при $2,05$ БэВ/^{36/}. Указана также кривая, вычисленная без учета $\pi - \pi$ взаимодействия. Отчетливо видны пики, соответствующие ξ^- - и ρ^- -мезонам.

Двухпионный резонанс в состоянии с $I=2$ при $\omega = 620 \pm 17$ МэВ был обнаружен в работе ^{/37/}. Величина пика в резонансной точке (см. рис. 12) почти на три стандартных ошибки выходит за фазовую кривую. Возможность такого резонанса отмечалась в работе ^{/41/} при исследовании рождения мезонов в $\pi^- - d$ столкновениях и в работах ^{/38,39/} при изучении неупругих $\pi^- - p$ взаимодействий. В обоих случаях отклонение от фазовой кривой достигало нескольких стандартных ошибок.

С другой стороны, в распределениях эффективных масс пар заряженных мезонов из неупругих $\pi^+ - p$ взаимодействий никаких резонансных явлений в области энергий $\omega = 600$ МэВ не обнаружено ^{/35,42/}.

Этот вопрос требует еще дальнейшего экспериментального изучения.

В области больших энергий хорошо известны двухпионные резонансы в состоянии с $I=1$ при $\omega = 740 - 780$ МэВ и в состоянии с $I=0$ при $1,25$ ГэВ. Резонансы, соот-

ветствующие этим резонансам, наблюдались во многих работах (см. рис. 10, 12, 13) и получили название ρ - и f -мезонов. Пик при $\omega \approx 750$ Мэв хорошо заметен на рис. 2 и 3.

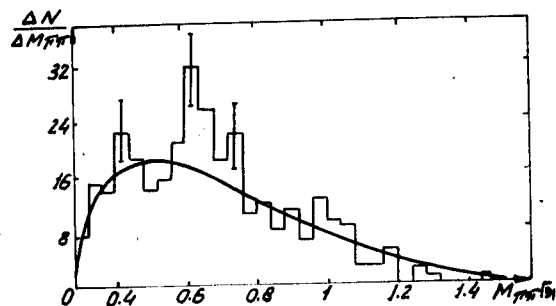


Рис. 12. Эффективная масса пар заряженных π -мезонов ($\pi^+ + \pi^-$) из неупругих π^-p -взаимодействий при $T=3,86$ Гэв^[37]. Указано также распределение эффективных масс, вычисленное без учета $\pi-\pi$ взаимодействия. Пик при 620 Мэв выходит за 2,7 стандартных ошибки.

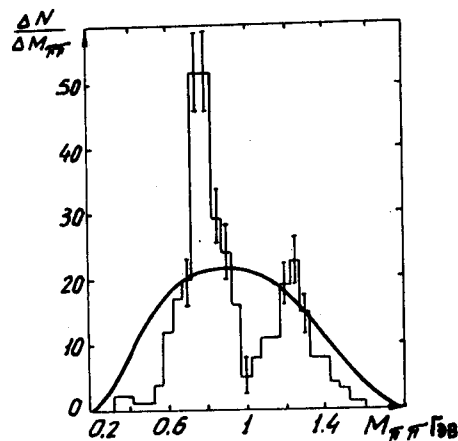


Рис. 13. Распределение по эффективной массе пар мезонов, рождающихся в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ при 2,86 Гэв^[80]. На фоне фазовой кривой, не учитывающей $\pi-\pi$ взаимодействие, резко выделяются пики, соответствующие ρ - и f -мезонам.

В недавней работе^[48] обнаружен вполне отчетливый пик в распределении эффективной массы пар ($\pi^+ + \pi^-$) при $\omega = 0,9-1$ Гэв (см. рис. 14). Как показали статистические расчеты, вероятность того, что этот пик является чисто статистической флуктуацией, по порядку величины не превосходит 10^{-6} .

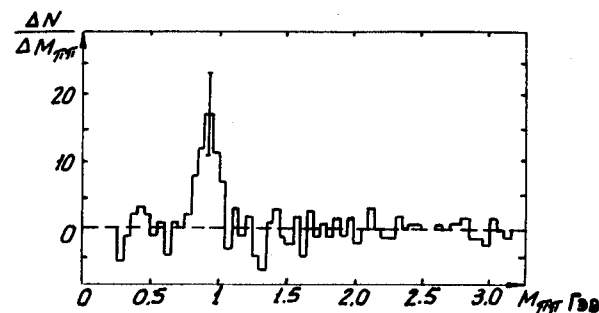


Рис. 14. Разность экспериментального и теоретического распределений эффективной массы двухпионной системы ($\pi^+ + \pi^-$), образующейся в неупругих π^-p -взаимодействиях при $T=7-8$ Гэв^[48]. Теоретическое распределение не учитывает резонансного $\pi-\pi$ взаимодействия в интервале $M_{2\pi} = 0,9-1$ Гэв.

При исследовании эффективных масс двухпионных систем с изотопическими спинами $I=1$ и 2 в работах^[49,50] отмечен пик в районе $\omega \approx 1$ Гэв. При этой же энергии наблюдаются пики в распределении эффективной массы четверок π -мезонов, образующихся при аннигиляции быстрых антипротонов в водороде^[52]. Возможно, что эти пики являются следствием четырехпионного типа распада резонанса, наблюдавшегося в работах^[49-50]. Тот факт, что пики наблюдаются во всех случаях, когда электрический заряд четверки π -мезонов $Q_{4\pi} = 0$, и не наблюдаются, когда $Q_{4\pi} = \pm 2$ указывает на то, что изотопический спин этого резонанса $I < 2$ (см. § 3).

Возможность резонансного пика при $M_{4\pi} \approx 1,05$ Гэв отмечалось также в кратком сообщении^[51].

Строго говоря, в пределах экспериментальных ошибок нельзя исключить, что пик при $\omega \approx 922$ Мэв, наблюдавшийся в работе^[48] и пики при несколько больших энергиях из работ^[49-52] относятся к одному и тому же резонансному состоянию.

В настоящее время имеются некоторые указания на $\pi-\pi$ резонансы при еще больших энергиях. Так для согласования с экспериментом импульсного спектра протонов отдачи в неупругих π^-p -столкновениях при $T=7$ Гэв, вычисленного с помощью одномезонной теории, необходимо предположить резонансное взаимодействие π -мезонов при $\omega \approx 2$ и $2,6$ Гэв^[53]; лишь при этом условии одномезонная теория может

объяснить дополнительные максимумы, наблюдаемые в импульсном спектре протонов. Однако это указание является весьма слабым, так как расхождение теории и эксперимента, возможно, связано с неприменностью одномезонного приближения в области $T = 7$ Гэв.

Различить между этими двумя возможностями можно было бы, выполнив измерения импульсных спектров протонов отдачи при больших энергиях. Если дополнительные максимумы в спектре протонов обусловлены резонансными $\pi - \pi$ взаимодействиями, то с ростом энергии первичного π^- -мезона эти максимумы по определенному закону должны сдвигаться в область все больших значений импульсов^{/53/}.

В работе^{/54/}, где исследовались спектры протонов отдачи в π^-p -взаимодействиях при $T = 16$ Гэв, действительно наблюдался такой сдвиг максимумов в спектре. Однако статистика проанализированных протонов в этой работе очень мала, и каких-либо более определенных заключений отсюда получить еще нельзя.

Так как дополнительные максимумы в импульсных спектрах протонов наблюдаются как в звездах с малым числом лучей, так и в многолучевых звездах, следует ожидать, что резонансные двухпюнные состояния с массой $\omega = 2$ и 2,8 Гэв, если они действительно существуют, с большой вероятностью распадаются на четыре и большее число π^- -мезонов. Это согласуется с экспериментальными указаниями об аномалии в распределении эффективной массы четырех π^- -мезонов в районе 2 Гэв (см. § 3).

Основные свойства двухпюнных резонансов суммированы в табл. 7. В следующей таблице приведены экспериментальные вероятности известных типов распадов этих резонансов.

В литературе имеются указания на возможность ряда других резонансов в системе двух π^- -мезонов (см., например,^{/49,50/}). Однако во всех случаях статистика зарегистрированных событий очень мала, и резонансные аномалии практически не выходят за границы ошибок измерений.

До сих пор речь шла лишь о сечениях упругих $\pi - \pi^+$ взаимодействий. Сведения о сечениях перезарядки и сечениях $\sigma_{in}(\pi\pi)$ и $\sigma_t(\pi\pi)$ в настоящее время чрезвычайно бедны.

Ниже порога рождения π^- -мезонов $T_n = 810$ Мэв

$$\sigma_t(\pi\pi) = \sigma_{in}(\pi\pi) + \sigma_{ex}(\pi\pi).$$

Однако величина $\sigma_{ex}(\pi\pi)$ известна всего лишь в одной точке: при $T=0$

$$\sigma_{ex}(\pi\pi) = \sigma(\pi^-\pi^+ \rightarrow \pi^0\pi^0) = 4 \frac{+6}{-4} \text{ мб.}$$

(Это значение вычислено по длинам рассеяния, определенным из анализа неупругих $\pi - N$ взаимодействий^{/55/}).

ТАБЛИЦА 7

Резонансные $\pi - \pi$ взаимодействия * /

Резонанс	T_n , Мэв	M , Мэв	Γ , Мэв	I	Четность, G -четность, g	Литература
α	277 ± 28	395 ± 10	50 ± 20	I	I	34
β	686 ± 74	520 ± 20	70 ± 30	0 или I	I	34
γ	860 ± 40	565 ± 10	≤ 70	I	I	35, 36, 44, 45
δ	1098 ± 75	620 ± 17	75	2	$2\pi^+(n=0,1,\dots)$	37-41
ρ^0	1729 ± 54	750 ± 10	100 ± 10	}	1^{--}	46, 47
ρ^{\pm}	1838 ± 55	770 ± 10	130 ± 10		1^{--}	
ω	2756 ± 198	922 ± 30	≤ 150			
ω	3658 ± 375	1050 ± 50	100	1	$2n (n=0,1,\dots)$	49-52
f	5300 ± 223	1250 ± 25	100 ± 25	0	2	55-59, 80
χ_1	~ 14000	~ 2000		≥ 1		53, 81 **
χ_2	~ 23860	~ 2600		≥ 1		53 **
η	\approx	548 ± 1	10	0	0^{--}	46, 47, 76
f	\approx	625 ± 25	100			78
ω	\approx	782 ± 1	15	0	1^{--}	46, 47, 82
(3π)	\approx	1000 ± 10	120 ± 40	I		79
$(4\pi)_1$	6230	1350	~ 100			92
$(4\pi)_2$	~ 14000	~ 2000	~ 100			53, 81, 93 +

*) В этой таблице используются обозначения:

T_2 - резонансная энергия в системе, где один из π -мезонов покоится;

M - масса резонона;

Γ - ширина резонансного пика;

I - изотопический спин резонона;

J - спин резонона.

†) Первый индекс определяет пространственную четность, второй - G - четность.

Δ) Вследствии сохранения G -четности трехпионные резонансы не могут образоваться при взаимодействии двух π -мезонов.

жж). Существование этого резонанса является очень предположительным.

+*) Вполне возможно, что этот резонанс является проявлением четырехпионного типа распада резонона χ_1 .

ТАБЛИЦА 8

Распад π -мезонных резонансов

Резонанс	Тип распада	Вероятность (%)	Литература
α	2π	100	34
β_3	2π	100	34
δ	2π	100	35, 36, 44, 45
ρ^0	$\pi^+ \pi^-$	100	37-41
— " —	$2\pi^+ 2\pi^-$	< 2	52, 54

Резонанс	Тип распада	Вероятность (%)	Литература
— " —	— " —	$\sim 2,5$	60
— " —	нейтральные частицы	< 20	63
— " —	— " —	6 ± 40	64
ρ^\pm	$\pi^\pm \pi^0$	100*	46, 47
— " —	$\pi^\pm \pi^+ \pi^- \pi^0$	< 5	52, 61
— " —	— " —	$2,6 \pm 2,7$	8
— " —	$\pi^\pm + \text{нейтр. частицы}$	< 4	7
— " —	— " —	$7,7 + 12,1$ $- 7,7$	8
— " —	$\pi^\pm \eta$	$0,6 \pm 0,2$	68
— " —	— " —	$1,2 + 2,0$ $- 1,2$	52
ω	$\pi^+ \pi^-$	100	48
ω	2π	100	49-51
f	$\pi^+ \pi^-$	100*	55-59, 80
— " —	$2\pi^+ 2\pi^-$	8 ± 6	59
χ_1	$2n\pi, n=1,2,\dots$	100	53, 81
χ_2	— " —	100	53
η	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	100*	46, 47, 76
— " —	нейтральные частицы	165 ± 53	83
— " —	— " —	270 ± 60	84
— " —	— " —	250 ± 50	85
— " —	— " —	310 ± 40	47, 78
— " —	— " —	310 ± 120	64
— " —	$3\pi^0$	83 ± 32 жж	83
— " —	2γ	$\sim 104 \pm 32$	86
— " —	— " —	135 ± 70	82
— " —	— " —	$124 \pm 1,26$	83, 86
— " —	$\pi^+ \pi^- \gamma$	26 ± 8	86
— " —	— " —	26 ± 13	82

Резонанс	Тип распада	Вероятность (%)	Литература
— " —	— " —	< 25	84
— " —	$3\pi^0 + \pi^0 2\gamma$	174 ± 87	82
χ	3π	100	78
ω	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	100*	46,47,82
— " —	$\pi^+ \pi^-$	≤ 2	85
— " —	— " —	10 ± 3	3
— " —	— " —	≥ 5	87
— " —	— " —	< 10	88
— " —	— " —	$\approx 4,8 \pm 1,2$	90
— " —	— " —	$\approx 3,5$	16
— " —	нейтр. частицы	< 10	63
— " —	— " —	< 5	52
— " —	— " —	7 ± 6	64
— " —	— " —	10 ± 4	85
— " —	4π	17	52
— " —	$2\pi^+ 2\pi^-$	< 5	61
— " —	$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	< 12	61
— " —	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	< 1	52
— " —	$\pi^0 \gamma$	14 ± 5	85
— " —	$\pi^+ \pi^- \gamma$	< 3	89
— " —	$e^+ e^-$	≤ 1	90
(4π) ₁	4π	100	92
(4π) ₂	4π	100	53,81,93 ⁺
(3π)	3π	100	79

* Вероятность этого типа распада условно принята за 100 %.

** Приведена полутеоретическая оценка. Подробное обсуждение экспериментальных данных по радиационным распадам ζ -мезона можно найти в обзоре^{191/}.

⁺ См. примечание ⁺⁺ к таблице 7.

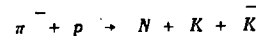
В области больших энергий грубые оценки величины этих сечений можно получить из сравнения с опытом расчетов по одномезонной полюсной теории или с помощью оптического анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию π -мезонов на нуклонах. Для средней величины сечений в области $T \approx 10$ Гэв ($\omega \approx 1-3$ Гэв) первый способ дает значение^{53,69,70/}

$$\sigma_t = 30 \text{ мб}^x).$$

Близкие значения получаются и из оптического анализа^{71,72/}.

В сечениях $\sigma_{in}(\pi\pi)$ и $\sigma_t(\pi\pi)$ должны проявляться обсуждавшиеся выше двухпиконные резонансы.

Интересная попытка получить сведения о сечениях отдельных каналов неупругого π - π взаимодействия была сделана в работах^{73,75/}. В этих работах из анализа реакции



методом экстраполяции Чу-Лоу были получены оценки сечения канала



для энергий, недалеких от порога: ≈ 2 мб для взаимодействия в состоянии с изотопическим спином $I=0$ и $\approx 0,6$ мб для $I=1$.

Представление о величине сечений π - π взаимодействий при очень больших энергиях $\omega \gg 1$ Гэв можно получить с помощью простых квазиклассических соображений^{72/}. Для этого сечения $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий представим в виде:

$$\sigma(NN) = 4\pi r_N^2, \quad (6)$$

$$\sigma(\pi N) = \pi(r_N + r_\pi)^2.$$

Отсюда следует, что

$$r_\pi = r_N (2\sqrt{\sigma(\pi N)/\sigma(NN)} - 1). \quad (7)$$

При больших энергиях, когда длина волны взаимодействующих частиц очень мала ($\lambda \ll r_N, r_\pi$), величины r_N и r_π можно рассматривать как эффективные размеры нуклона и мезона. Поэтому

$$\sigma(\pi\pi) = 4\pi r_\pi^2 = (2\sqrt{\sigma(\pi N)} - \sqrt{\sigma(NN)})^2. \quad (8)$$

Используя асимптотические значения сечений $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий, получим:

^{x)} В работах^{53,69,70/} показано, что использование достаточно моноэнергетичных пучков π -мезонов позволит получить сведения не только о средней величине сечения $\sigma_t(\pi\pi)$, но также и о его энергетической зависимости.

$$\sigma_{el}(\pi\pi) \approx 2 \text{ мб} , \quad \sigma_{in}(\pi\pi) \approx 10 \text{ мб} , \quad \sigma_t(\pi\pi) \approx 12 \text{ мб} .$$

(При $T \gg 1$ Гэв сечение $\sigma_{ex}(\pi\pi) \rightarrow 0$, как это следует из общих соображений /73/).

Полученные таким образом асимптотическое сечение $\sigma_t(\pi\pi)$ очень близко к значению, вычисленному на основе теории полюсов Редже:

$$\sigma_t(\pi\pi) = \frac{\sigma_t^2(\pi N)}{\sigma_t(NN)} \approx 14 \text{ мб} . \quad (9)$$

Как видно, сечения $\pi - \pi$ взаимодействий одного порядка величины с сечениями $N - N$ и $\pi - N$ взаимодействий.

При переходе от энергий $\omega \approx 1$ Гэв к асимптотической области $\omega \gg 1$ Гэв полное сечение $\pi - \pi$ взаимодействий уменьшается приблизительно вдвое.

2. Резонансы в системе трех π -мезонов

Резонансное трехпионное взаимодействие впервые было открыто в 1961 г. при исследовании эффективной массы троек π -мезонов, $(\pi^+ + \pi^- + \pi^0)$, образующихся при аннигиляции антипротонов /76/. При $M_{3\pi} \approx 780$ Мэв отчетливо наблюдался пик, далеко выходящий за фазовую кривую. Соответствующий резонанс получил название ω -мезона.

Почти одновременно был открыт трехпионный резонанс при несколько меньшей энергии: $M_{3\pi} \approx 550$ Мэв /77/. Этот резонанс обычно обозначают буквой η .

В последующем оба резонанса, η и ω , многократно наблюдались в самых различных реакциях (см., например, рис. 15 и 16), и свойства их были хорошо изучены.

Еще один трехпионный резонанс при $M_{3\pi} \approx 625$ Мэв был обнаружен в работе /78/ (см. рис. 16), однако этот резонанс требует еще дальнейшего изучения. Кроме того, недавно была обнаружена аномалия при $M = 950 \div 1250$ Мэв в распределении эффективной массы троек π -мезонов, рождающихся в $\pi - p$ взаимодействиях при $T = 2,7$ Гэв. /79/ К сожалению, как отмечают сами авторы работы /79/, интерпретация этой аномалии еще весьма неоднозначна.

Основные свойства обсуждавшихся трехпионных взаимодействий собраны в таблицах 7 и 8.

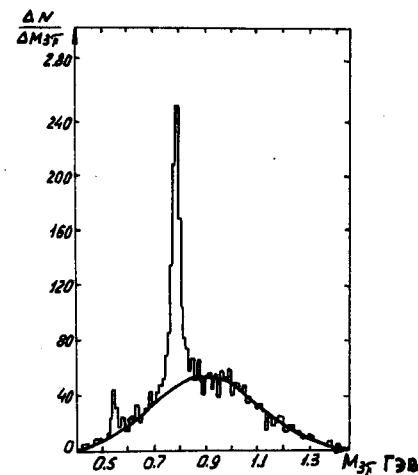


Рис. 15. Распределение эффективной массы троек π -мезонов $(\pi^+ + \pi^- + \pi^0)$, образующихся в реакции $\pi^+ + p \rightarrow p + 2\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ при $T = 2,6$ Гэв /46/. Видны пики, соответствующие η - и ω -мезонам.

3. Многопионные резонансы

В настоящее время имеются определенные экспериментальные указания на существование резонансов в системе четырех π -мезонов. Некоторые из этих резонансов являются проявлением четырехпионных типов распада уже обсуждавшихся выше резонансов ρ и f . В распределениях эффективных масс в этих случаях наблюдаются аномальности при 750 и 1250 Мэв (см., например, /52, 58/ и др.). Такого же происхождения, по-видимому, пики при $M_{4\pi} \approx 1,05$ Гэв, наблюдавшиеся в работе /52/ (см. рис. 17); их можно интерпретировать как четырехпионный распад резонанса.

Наряду с этим в распределениях эффективных масс $M_{4\pi}$ имеются пики, которые заведомо нельзя связать с распадом уже известных резонансов.

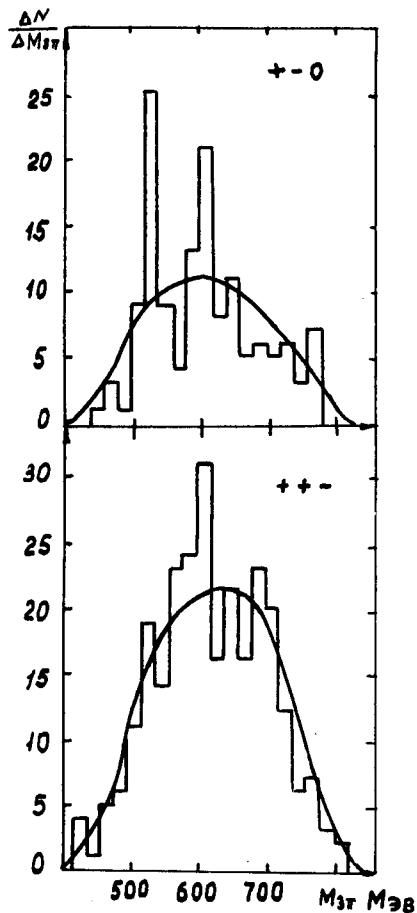


Рис. 16. Верхний рис. - эффективная масса троек π -мезонов ($\pi^+\pi^-\pi^0$) из реакции $p+p \rightarrow 2p+\pi^+\pi^-$ при $T=2$ Гэв. Приведена теоретическая кривая, вычисленная без учета $\pi-\pi$ взаимодействия. Нижний рис. - то же для ($\pi^+\pi^+\pi^-$) из реакции $p+p \rightarrow p+n+2\pi^+\pi^-$. Отчетливо видны пики резонансов η и χ /78/.

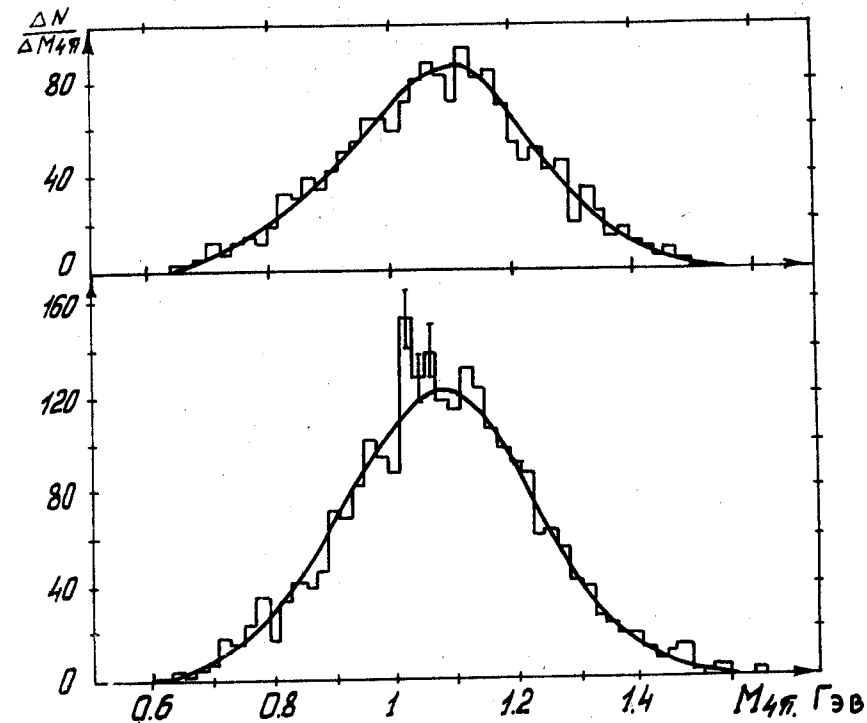


Рис. 17. Эффективная масса системы из четырех π -мезонов, образующихся при аннигиляции антипротонов: $p+\bar{p} \rightarrow \pi\pi$, $n=8$, $T=0,92$ Гэв /52/. Верхний рис. относится к случаю, когда суммарный электрический заряд четырех π -мезонов $Q_{4\pi} = \pm 2$ нижний рис. - к случаю, когда $Q_{4\pi} = 0$. На обоих рисунках приведено также теоретическое распределение, вычисленное без учета резонансных $\pi-\pi$ взаимодействий.

На рис. 18 приведено распределение $M_{4\pi}$ из работы /92/ с пиком в области 1,3-1,4 Гэв, резко выделяющемся над кривой фазового объема^{х)}. Случаи, входящие в этот пик, были специально проанализированы для определения эффективных масс в любых двухпионных комбинациях: $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{\pi^-\pi^-}$, $M_{\pi^+\pi^+}$. В то время как эффективные массы комбинаций $(\pi^-\pi^-)$ и $(\pi^+\pi^+)$ имеют более или менее плавные распределения, эффективная масса $M_{\pi^+\pi^-}$ группируется около двух значений, 550 и 750 Мэв, равных массам ξ - и ρ - мезонов.

^{х)} Интересно отметить, что в интервале 1,3-1,4 Гэв наблюдается пик в распределении эффективной массы пар K^0+K^0 (см. § 5). Можно показать /92/, что если это совпадение не случайно и резонансные системы четырех π -мезонов и пары K^0+K^0 относятся к одному и тому же состоянию, то это состояние (резонанс) должно иметь нулевой изотопический спин, четный спин, положительные пространственную четность и G-четность.

Для проверки, не является ли этот результат случайным, определение эффективных масс двухпионных компонент было сделано для соседних участков, прилегающих к пику. При этом ни в одной из возможных комбинаций не было обнаружено пиков, соответствующих ξ - или ρ -мезону.

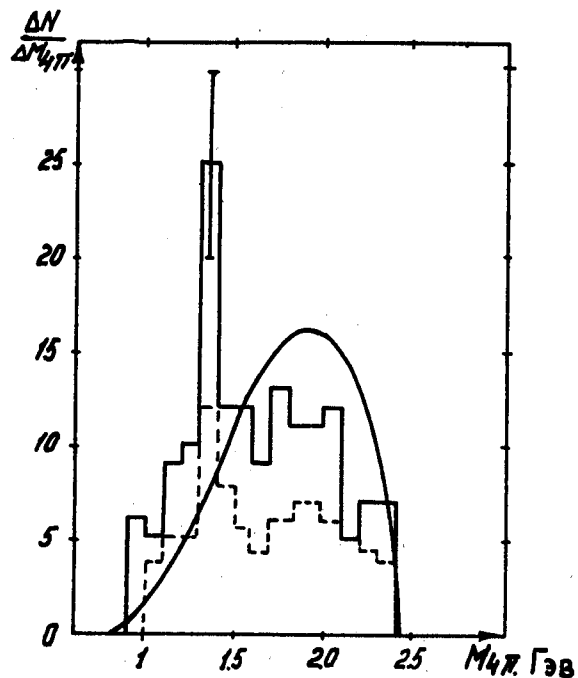
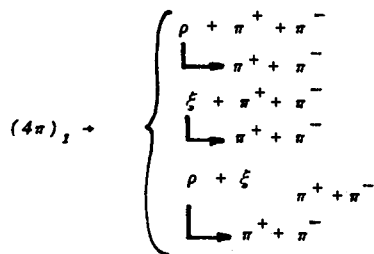


Рис. 18. Распределение эффективной массы четверок π -мезонов ($2\pi^+ + 2\pi^-$) из $\pi^- - p$ взаимодействий с рождением странных частиц ($T \approx 7$ Гэв)^{/92/}. Сплошная гистограмма - распределение из звезд с гипероном Λ или Σ^0 ; пунктирная гистограмма - распределение из звезд с парой $K^0 + K^0$. Указано также теоретическая кривая, не учитывающая $\pi - \pi$ взаимодействия.

Отсюда можно заключить о каскадном распаде четырехпионного резонансного состояния:



Некоторые аномальности в распределении эффективных масс при $M_{4\pi} \approx 1,4$ Гэв наблюдались также в работе^{/52/}; однако, несмотря на то, что число исследованных событий в этой работе значительно больше, чем в работе^{/92/}, эти аномальности трудно отличить от чисто статистических флуктуаций (ср. рис. 19а и 19в). Ситуация здесь является еще очень неясной.

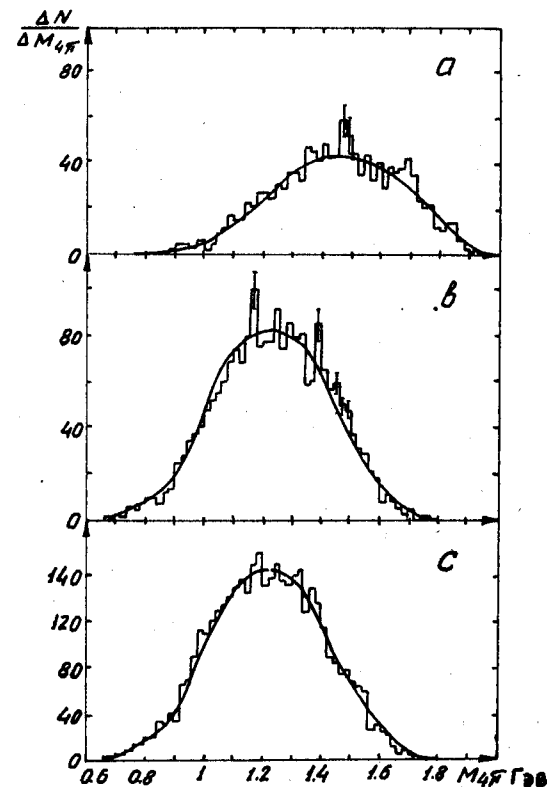


Рис. 19. Эффективная масса системы из четырех π -мезонов, образующихся при аннигиляции антипротонов: $p + \bar{p} \rightarrow n\pi$, $n = 8$, $T = 0,92$ Гэв^{/52/}. а) $Q_{4\pi} = 0$, $n = 6$; в) $Q_{4\pi} = 0$, $n = 7$; с) $Q_{4\pi} = 1$, $n = 7$.

Четырехпионный резонанс при $M_{\pi\pi} = 2$ Гэв отмечался в работе ^{/93/} при анализе множественного рождения π^- -мезонов в π^- - p столкновениях. Указания на возможность четырехпионных резонансов при $\omega = 2$ и 2,6 Гэв следуют также из работ ^{/53,81/}

Если эти резонансы действительно существуют, то они скорее всего являются проявлением четырехпионных типов распада соответствующих двухпионных систем. Все эти вопросы требуют дальнейшего изучения.

В работе ^{/52/} исследовалась эффективная масса систем, состоящих из пяти и шести π^- -мезонов. Полученные при этом распределения приведены на рис. 20 и 21.

На первом из этих рисунков заметна аномалия в области $M_{\pi\pi} = 1,65$ Гэв, однако число проанализированных событий еще слишком мало, чтобы сделать какие-либо определенные заключения.

В распределениях для шести π^- -мезонов статистика еще меньше; тем не менее сдвиг экспериментальной гистограммы по отношению к фазовой кривой на рис. 21 при $Q_{5\pi} = 0$ проявляется вполне отчетливо. По-видимому, это обусловлено шестипионными типами распада известных резонансов ξ, δ, ρ .

4. $K-\pi$ взаимодействие

K -мезон представляет собой короткоживущую нестабильную частицу, поэтому при изучении $K-\pi$ взаимодействий мы встречаемся с теми же затруднениями, что и в случае $\pi-\pi$ взаимодействий. Трудности еще более усугубляются малой величиной сечений рождения K -мезонов при неупругих $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействиях: в интервале энергий $T < 10$ Гэв эти сечения не превышают нескольких процентов от величины полного сечения неупругих реакций и лишь при энергиях $T = 20-30$ Гэв достигают 10-20% от величины сечения σ_{in} ^{/94/}.

Сведения о сечениях $K-\pi$ взаимодействий можно было бы получить из анализа периферических взаимодействий K -мезонов с нуклонами. Однако такие исследования еще только начинают развиваться. В настоящее время известна всего лишь одна работа, где с помощью интерполяционной процедуры Чу-Лоу определено сечение упругого $K^+ - \pi^-$ рассеяния в области малых энергий ($T = 0$) ^{/95/}:

$$\sigma_d(K^+ \pi^-) = 5,0 + \frac{122}{-5,0} \text{ мб}$$

Оценку сечения $K-\pi$ взаимодействий можно получить также из сравнения результатов опытов по рождению пар странных частиц ($\Lambda + K$) и ($\Sigma + K$) в пион-нуклонных столкновениях с одномезонной полюсной теорией (ср. рис. 14 в § 1). В работах ^{/70, 72/} таким образом установлено, что при энергиях $T \sim 1$ Гэв средняя вели-

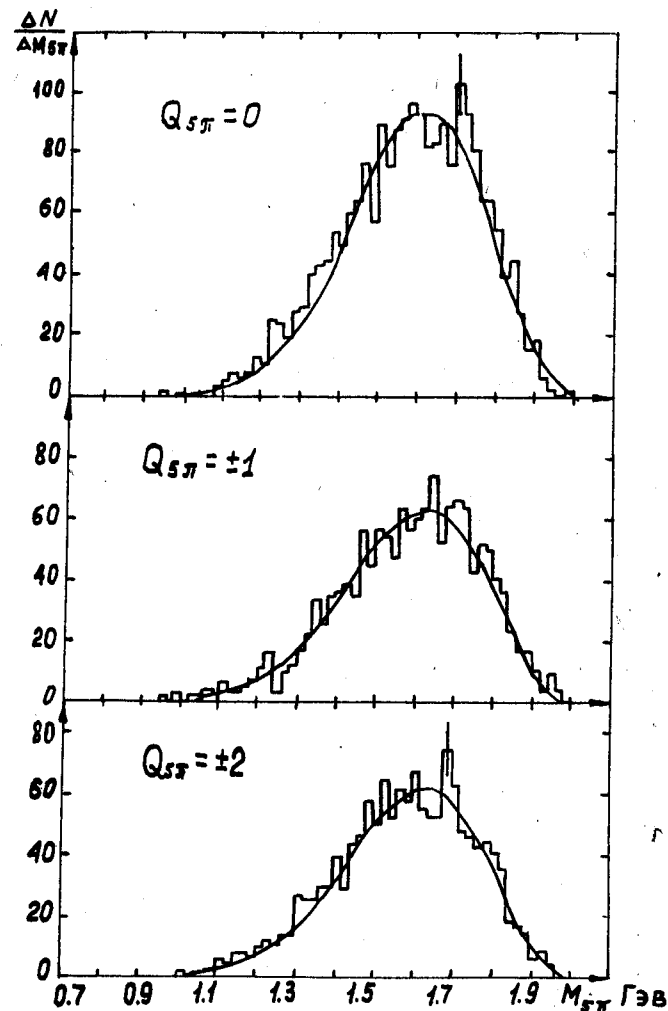


Рис. 20. Эффективная масса системы пяти π^- -мезонов, образующихся в реакции $\bar{p} + p \rightarrow 7\pi^-$ при $T = 0,92$ Гэв ^{/52/}. $Q_{5\pi}$ - суммарный электрический заряд. Указаны теоретические распределения, вычисленные без учета $\pi-\pi$ взаимодействия.

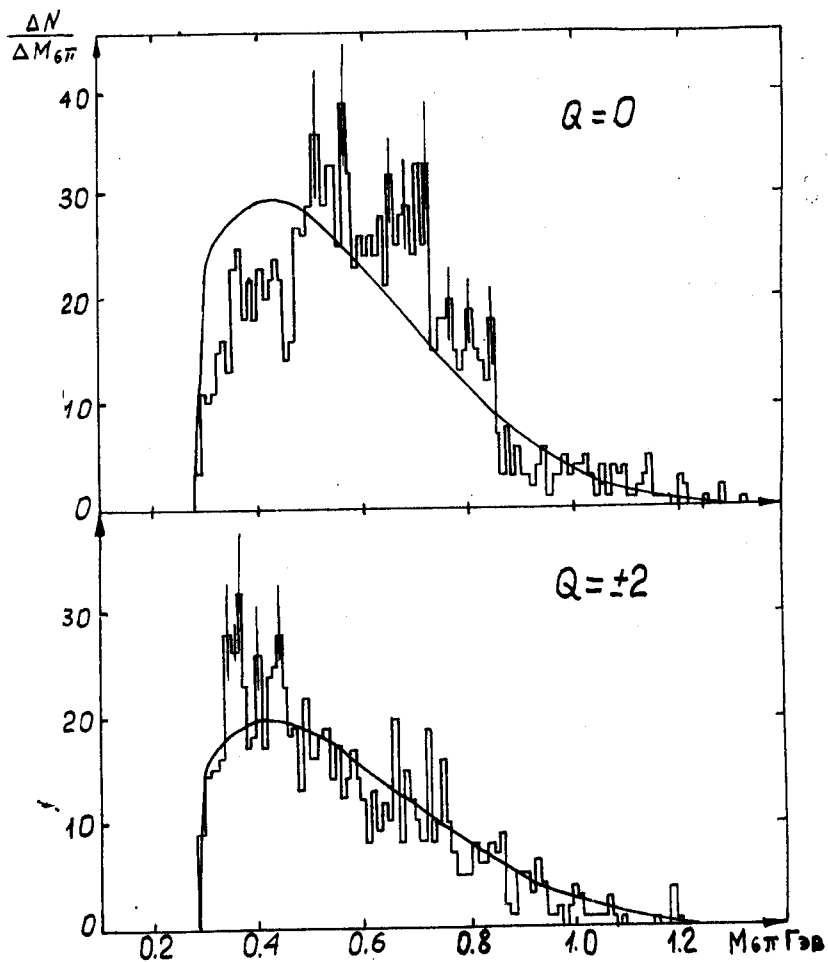


Рис.21. Эффективная масса системы шести π -мезонов, образующихся в реакции $\bar{p} + p \rightarrow 6\pi$ при $T=0,92$ Гэв^{/52/}. $Q_{6\pi}$ - суммарный электрический заряд. Указаны теоретические распределения, вычисленные без учета $\pi-\pi$ взаимодействия.

чина полного сечения $K-\pi$ взаимодействий составляет около 10-30 мб. Более детальные сведения о сечении $\sigma_t(K\pi)$ можно получить из опытов с моноэнергетическими пучками π -мезонов.

К близким результатам

$$\sigma_t(K\pi) \approx 15 \text{ мб. при } T \approx 1 \text{ Гэв}$$

приводит оптический анализ опытов по упругому рассеянию K -мезонов на протонах /71, 72,98/.

Представление о величине сечений в области очень больших энергий дают простые квазиклассические соображения, подобные тем, что уже использовались для оценки сечений $\pi-\pi$ взаимодействий. Из сравнения соотношения

$$\sigma(K-N) = \pi(\gamma_K + \gamma_N) \quad (10)$$

с выражениями (6) следует, что

$$\gamma_K = \gamma_N(2\sqrt{\sigma(KN)/\sigma(NN)} - 1). \quad (11)$$

При больших энергиях, когда γ_K можно рассматривать как эффективный размер K -мезона

$$\sigma(K\pi) = \pi(\gamma_\pi + \gamma_K)^2 = (\sqrt{\sigma(\pi N)} + \sqrt{\sigma(KN)} - \sqrt{\sigma(NN)})^2, \quad (12)$$

т.е.

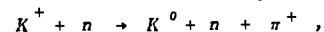
$$\sigma_t(K\pi) \approx 9 \text{ мб}, \quad \sigma_{el}(K\pi) \approx 2 \text{ мб}, \quad \sigma_{in}(K\pi) \approx 7 \text{ мб}.$$

Близкое значение $\sigma_t(K\pi)$ получается в теории полюсов Редже:

$$\sigma_t(\pi K) = \frac{\sigma_t(KN) \sigma_t(\pi N)}{\sigma(NN)} \approx 11 \text{ мб}. \quad (13)$$

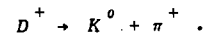
Как видно, по всем оценкам сечения $K-\pi$ взаимодействий заметно меньше сечений $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий.

На IX международной конференции по физике высоких энергий в Киеве (август 1959 г.) Ван Ган-чан сообщил о наблюдении в пропановой пузырьковой камере события, которое допускало две интерпретации /97/.

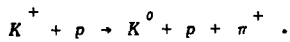


порожденный K^+ -мезоном с энергией $T \approx 0,8$ Гэв, когда нейтрон отдачи получил ничтожно малый импульс, поскольку первичный K^+ -мезон и пара K^0 -и π^+ -мезонов разлетались практически в одной плоскости и имела место почти полная компенсация поперечных и продольных импульсов частиц, наблюдавшихся в этой реакции.

Вторая возможность вытекала из факта компланарности и компенсации импульсов и приводила к заключению о том, что в эксперименте, возможно, зафиксировано событие распада новой нестабильной частицы с массой около одного Гэв:



Последующие исследования показали, что более предпочтительной является первая трактовка этого события, так как были найдены также некопланарные случаи и зафиксированы случаи аналогичной реакции на водороде



с малым импульсом отдачи у протона^{/98,99/}. Обращало на себя внимание наличие сильной корреляции K - и π -мезонов. Расчет эффективной массы системы $(K+\pi)$ дал значения, лежащие в интервале $(0,8-1)$ Гэв. Группировка масс в узком интервале указывала на сильное взаимодействие K - и π -мезонов.

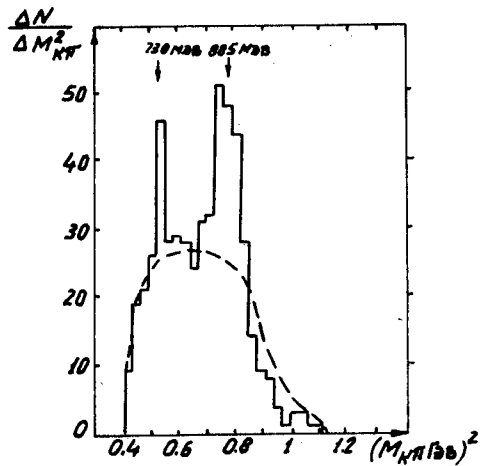


Рис. 22. Распределение эффективной массы пар $(K+\pi)$, рождающихся в реакции $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma(\Lambda) + K + \pi$ при $T = 1,5$ Гэв^{/101/}. Пунктиром указано распределение, вычисленное без учета $K-\pi$ взаимодействий.

Высказанная в работах^{/97,98/} гипотеза о сильном $K-\pi$ взаимодействии в последующем нашла подтверждение в работах многих авторов. Было твердо установлено, что это взаимодействие является резонансным. Обоснование соответствующего резонанса наблюдалось при неупругих взаимодействиях заряженных K -мезонов с протонами, при неупругих $\pi-N$ взаимодействиях и при аннигиляции антиянуклонов. Во всех этих случаях в распределениях по эффективной массе системы $(K+\pi)$ отчетливо наблюдается пик при $M_{K\pi} \approx 888$ Мэв. Кроме того, в ряде работ наблюдалось образование $K-\pi$ резонанса с массой $M_{K\pi} \approx 725$ Мэв (см. рис. 22 и табл. 9). Оба эти резонанса следует считать твердо установленными.

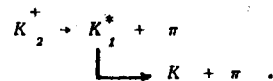
ТАБЛИЦА 9
Резонансные $K-\pi$ взаимодействия

Резонанс	$T, \text{ Мэв}$	$M, \text{ Мэв}$	$\Gamma, \text{ Мэв}$	I	Основной тип распада	Литература
K_1^*	125 ± 15	725 ± 10	≤ 20	$1/2 (S)$	$K+\pi$ 100%	101-103
K_2^*	391 ± 9	888 ± 5	50^*	$1/2$	$K+\pi$ 100%	100-102, 104-107
$(K_2\pi)$	932	1150	≤ 100	$\geq 3/2$	$K^+\pi \leq (95 \pm 0,5)\%$	92
$(K_3\pi)$	2349	1650	≤ 100	$\geq 1/2$	$K+2\pi$ (каскад)	92

В этой таблице используются те же обозначения, что и в таблице 7, странность всех резонансов равна +1.

*). В работе^{/108/} приведена значительно меньшая ширина: $\Gamma=16$ Мэв. Однако это, по-видимому, сильно заниженное значение. В более поздней работе¹⁰⁴, в которой участвует часть авторов работы 108, указано уже значение $\Gamma \approx 47$ Мэв. Близкие к этому значения получены также в работах других авторов (см. обзор^{/109/}, где приведена таблица экспериментальных значений Γ и подробная библиография).

В работе /100/ отмечалась возможность каскадного распада резонансов:



Однако вероятность такого распада очень мала и не превосходит $(0,5^{+0,5}_{-0,25})\%$ от вероятности прямого распада



В настоящее время имеются указания на резонансные $K - \pi$ взаимодействия при больших энергиях.

На рис. 23 приведено распределение эффективной массы пар $(K + n\pi)$, образующихся при облучении фреоновой и ксеноновой пузырьковых камер в пучке семигэвных π^- -мезонов /110/. Заметны пики при 1,09, 1,2, 1,28 Гэв; кроме того, выделяется группа частиц в районе одного Гэв. К сожалению, статистика зарегистрированных событий слишком мала, чтобы можно было сделать какие-либо определенные заключения. Возможно, что некоторые из наблюдаемых пиков обусловлены многочастичными резонансами.

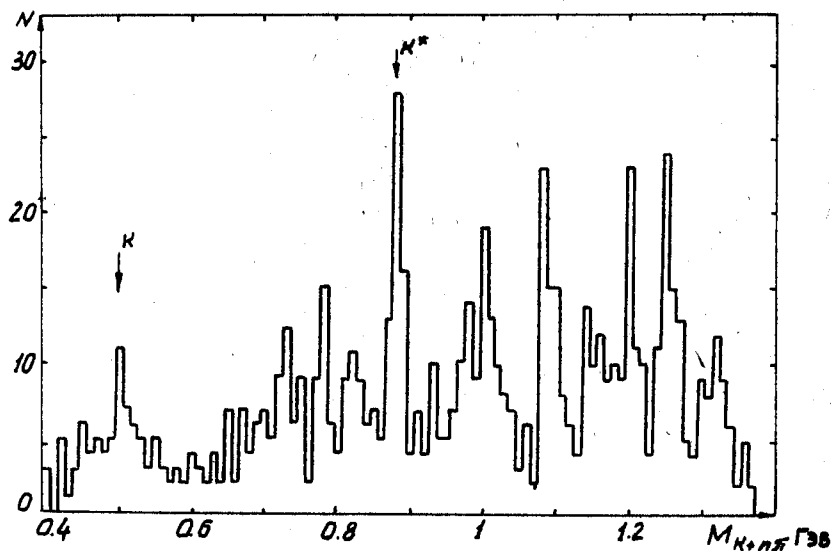


Рис. 23. Распределение эффективной массы системы частиц $(K + n\pi)$, $n=1,2,\dots$ образующихся в нуклон-ядерных столкновениях при $T=7$ Гэв /110/.

Более определенные указания на существование многочастичных резонансов в системе $K - \pi$ мезонов получены в работе /92/. В этой работе наблюдался трехчастичный пик при $M_{K2\pi} \approx 1,1 - 1,2$ Гэв и четырехчастичный пик при $M_{K3\pi} = 1,6 - 1,7$ Гэв (см. рис. 24 и 25).

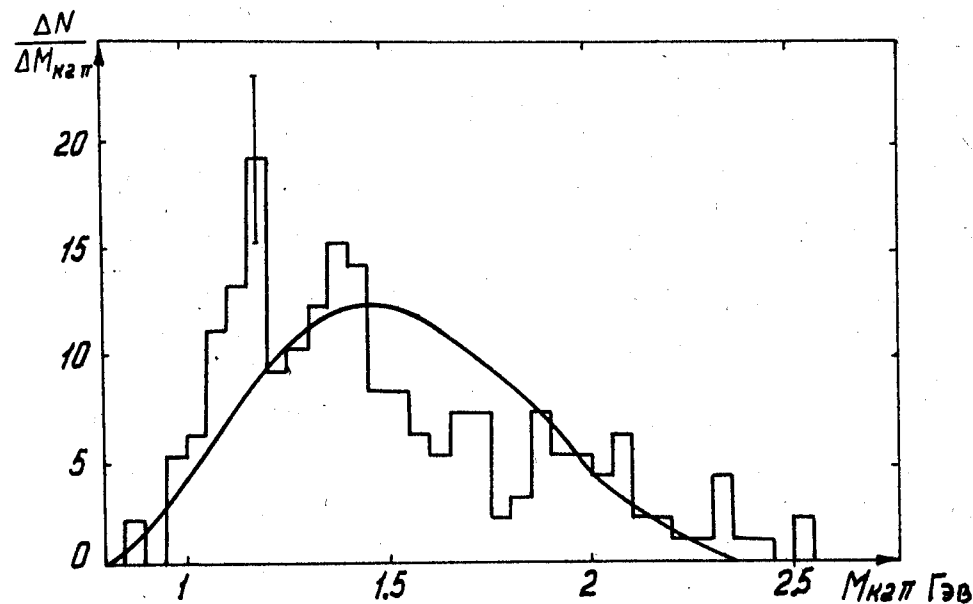
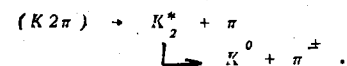


Рис. 24. Эффективная масса системы частиц $(K^0 + \pi^+ + \pi^+)$, рождающихся в $\pi^- - p$ столкновениях при $T=7$ Гэв /92/. Гладкая кривая - теоретическое распределение, не учитывающее резонансных взаимодействий.

Анализ эффективных масс пар частиц $(K^0 + \pi^+)$, принадлежащих к первому из этих пиков, указывает на возможность каскадного распада трехчастичного резонансного состояния:



Следует подчеркнуть, однако, что все эти вопросы требуют еще дальнейшего экспериментального уточнения.

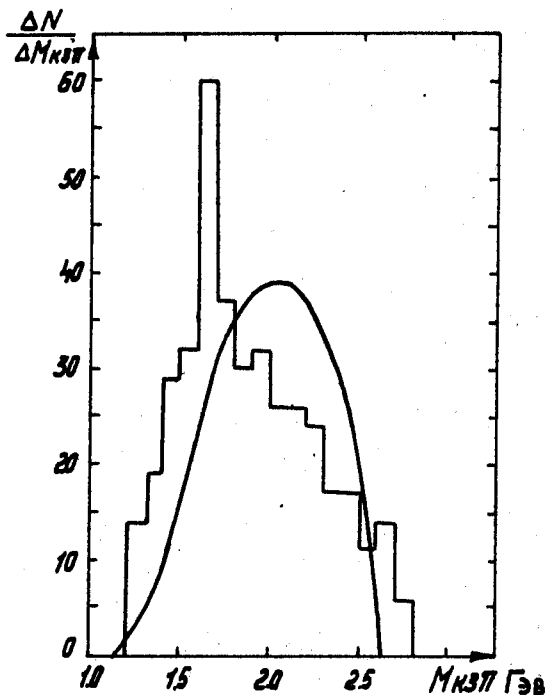
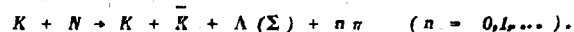


Рис.25. Эффективная масса в системы частиц $(K^0 + \pi^+ + \pi^- + \pi^\pm)$, рождающихся в π^-p столкновениях при $T=7$ Гэв^{/92/}. Отчетливо наблюдается пик, далеко выходящий за теоретическую кривую, вычисленную без учета резонансных взаимодействий.

5. Взаимодействие K-мезонов

Никаких экспериментальных данных о сечениях K-K и \bar{K} -K взаимодействий в настоящее время неизвестно, хотя оценки этих сечений можно было бы получить, например, из изучения угловых и энергетических распределений странных частиц, рождающихся в реакциях



Такие взаимодействия можно рассматривать как периферические столкновения налетающего K-мезона с K-мезонной оболочкой нуклона.

Грубую оценку сечения взаимодействия пар K-мезонов в области очень высо-

ких энергий можно получить с помощью тех же квазиклассических соображений, что и для сечений $\pi-\pi$ и K- π взаимодействий:

$$\sigma(K\bar{K}) = \sigma(KK) = (2\sqrt{\sigma(KN)} - \sqrt{\sigma(NN)})^2, \quad (14)$$

т.е.

$$\sigma_t(K\bar{K}) = 6 \text{ мб}, \quad \sigma_e(K\bar{K}) = 2 \text{ мб}, \quad \sigma_{in}(K\bar{K}) = 4 \text{ мб}.$$

Теория, основанная на полюсах Редже, дает для $\sigma_t(K\bar{K})$ значение такого же порядка величины:

$$\sigma_t(K\bar{K}) = \frac{\sigma_t^2(KN)}{\sigma_t(NN)} = 9 \text{ мб}. \quad (15)$$

Как видно, все эти сечения заметно меньше сечений K- π взаимодействий и намного меньше сечений N-N, π -N и K-N взаимодействий.

В настоящее время твердо установлено, что в системе $(K + \bar{K})$ имеется резонанс при значении эффективной массы $M_{KK}^- = 1019 \pm 1$ Мэв. (см. табл. 10). Пик в распределении M_{KK}^- , соответствующий этому резонансу, отчетливо наблюдается в неупругих π^-p и K^-p взаимодействиях, а также при аннигиляции антипротонов. Кроме того, в работах^{/115,116/} отмечены пики в распределении эффективной массы пар $(K^0 + \bar{K}^0)$ при 1,05-1,15 Гэв и при $M_{KK}^- = 1,275$ Гэв^{/57/}. Однако статистическая обеспеченность этих пиков мала; так, результаты работы^{/116/} основаны на анализе всего лишь 13 пар K-мезонов в ксеноновой пузырьковой камере и 38 пар в фреоновой пузырьковой камере. Поэтому резонансы M_2^* и M_3^* в таблице 10 еще нельзя рассматривать как достоверные.

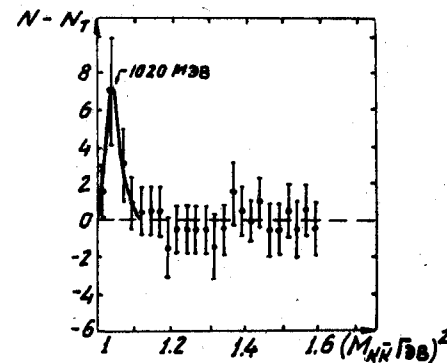


Рис. 28. Эффективная масса пар $(K + \bar{K})$ в реакции $\bar{K} + p \rightarrow \Lambda + K + \bar{K}$ при $T = 1,8$ Гэв после вычитания теоретического распределения, не учитывающего резонансных взаимодействий^{3/111/}. Отчетливо проявляется резонанс при $M_{KK}^- = 1020$ Мэв.

ТАБЛИЦА 10

Резонансы, образующиеся при взаимодействии K^- и \bar{K}^- мезонов

Резонансы	$T_0, \text{Мэв}$	$M, \text{Мэв}$	$\Gamma, \text{Мэв}$	I	Распад	Литература
M_1^*	63 ± 2	1019 ± 1	$1 \begin{smallmatrix} +2 \\ -1+4 \end{smallmatrix}$ ($0 < \alpha \ll 1$)	0	$K + \bar{K}$ (65±20)% $S + \pi$ (35±20)% $\pi + \pi$ (13±4)%	III-III4
M_2^*	657 ± 65	1100 ± 50		0		III5
M_3^*	657 ± 65	1275 ± 25		0		III6

Все обозначения в этой таблице те же, что и в таблице 7;
странность резонансов равна нулю.

В работе ^{18/} указывалось, что анализ экспериментальных данных, полученных в космических лучах, приводит к предположению о существовании резонанса с массой, приблизительно равной массе двух нуклонов, нулевым барионным числом и нулевой странностью. Такой резонанс, вообще говоря, может распадаться на пару ($K + \bar{K}$) и проявляться как резонанс при взаимодействии K^- и \bar{K}^- мезонов. То же самое можно сказать о $\pi-\pi$ резонансах с массами $M > 1$ Гэв.

Кроме резонансов, указанных в таблице 10, никаких других резонансов при взаимодействии пар K^- мезонов пока не обнаружено; однако точность экспериментальных данных в настоящее время еще очень низка, и здесь возможны всякие неожиданности.

Литература

1. C.F.Chew, F.E.Low, Phys. Rev., 113, 1640 (1959).
2. Г.А. Лексин. Вопросы физики элементарных частиц. Сборник лекций, прочитанных на второй сессии весенней школы теоретической и экспериментальной физики Нор-Амберд. Изд-во АН Армянской ССР, Ереван, 1962.
3. P.H.Satterblom, W.D.Walker, A.R.Erwin, Physics Department, University of Wisconsin. Preprint, 1963.
4. L.A.Auerbach, T.Elioff, W.B.Johnson, J.Lach, C.E.Wiegand, T.Ypsilantis, Phys. Rev. Lett., 9, 173 (1962).
5. D.D.Carmony, R.T.Van de Walle, Phys. Rev., 127, 959 (1962). Предварительные данные были опубликованы в работе ^{18/}.
6. D.D.Carmony, R.T.Van de Walle, Phys. Rev. Lett., 8, 73 (1962).
7. J.Alliti, J.P.Baton, A.Berthelot, A.Daudin, B.Deler, O.Goussu, M.A.Babiol, C.Lewin, M.Neveu Rene, A.Rogozinski, F.Shively, J.Laberrigue-Frolow, O.Ouannes, M.Sene, L.Vigheron, M.Abbatista, S.Mongelli, A.Romano, V.Alles-Borelli, E.Benedetti, J.Litvak, G.Puppi, P.Waloschek, M.Whitehead, Nuovo Cim., 25, 365 (1962).
8. H.Foelsche, E.C.Fowler, H.L.Kraybill, J.R.Sanford, D.Stonehill, Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p.36
9. J.A.Anderson, V.X.Bang, P.G.Burke, D.Carmony, N.Schmitz, Phys. Rev. Lett., 6, 365 (1961).
10. J.A.Anderson, V.X.Bang, P.G.Burke, D.D.Carmony, N.Schmitz, Rev. Mod. Phys., 33, 431 (1961).
11. W.D.Shephard, W.D.Walker, Phys. Rev., 126, 278 (1962).
12. Я.Я. Шаламов, А.Ф. Грашин. ЖЭТФ, 42, 1115 (1962).
13. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, До Ин Себ, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Препринт. ОИЯИ Р-1260, 1963.
14. A.V.Arefyev, Y.D.Bayukov, Y.M.Zaitsev, M.S.Kozodaev, G.A.Leksin, V.T.Osi-

penkov, D.A. Suchkov, V.V. Telenkov, V.B. Fedorov. Proc. of the 11-th Intern. Conference on High Energy Phys. CERN, 1962, p.112.

15. A.V. Arefyev, Y.D. Bayukov, Y.M. Zaitsev, M.S. Kosodaev, G.A. Leksin, V.T. Ost-

penkov, D.A. Suchkov, V.V. Telenkov, V.B. Fedorov. Phys. Lett., 6, 299 (1963).

Предварительные данные были опубликованы в работах /1, 808/.

16. I. Alitti, J.P. Baton, A. Berthelot, A. Daudin, B. Deier, O. Goussu, M.A. Jbiou, C. Kochwki, C. Lewin, M. Neveu-Rene, A. Rogozinski, F. Shively, J. Laberrigne, F. Yulov, H. Nguyen Hun Khanh, C. Ouannes, M. Sene, L. Vigheron, N. Armenise, S. Morgelli, L. Nitti, A. Romano, V. Alles-Borelli, E. Benedetti, A. Forino, G. Giacomelli, I. Litvak, G. Puppi, P. Waloschek, W. Whitehead. Nuovo Cim., 29, 515 (1963).

17. E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. Phys. Rev. Lett., 7, 192 (1961).

18. A.R. Erwin, R. March, W.D. Walker, E. West. Phys. Rev. Lett., 6, 628 (1961).

19. J. Deahl, M. Derrick, J. Fetkovich, T. Fields, G.B. Yodh. Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Rochester, 1960, p.185.

20. A. Abashian, N.E. Booth, K.M. Crowe. Phys. Rev., 5, 258 (1960).

21. N.E. Booth, A. Abashian, K.M. Crowe. Phys. Rev. Lett., 7, 35 (1961).

22. Ю.К. Акимов, В.И. Комаров, К.С. Марш, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 40, 1532 (1981).

23. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, 40, 1528 (1981).

24. В.М. Сидоров. Кандидатская диссертация ОИЯИ, 1982. Образование мезонов π -мезонами с энергией 200 Мэв на водороде и $\pi\pi$ -взаимодействие.

25. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребенник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л. Неменов, Г.И. Селяванов, Юань Жун-фан. ЖЭТФ, 44, 116 (1983).

26. T.N. Truong. Phys. Rev. Lett., 6, 308 (1961).

27. B.R. Desai. Phys. Rev. Lett., 6, 497 (1961).

28. M. Jacob, G. Manouk, R. Omnes. Nuovo Cim., 23, 838 (1962).

29. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, 43, 2015 (1982).

30. Б.А. Арбузов, Нгуен Ван Хью, Р.Н. Фаустов. ЖЭТФ, 44, 329 (1983).

31. В.Г. Зинов, А.Д. Конин, С.М. Коренченко, Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 38, 1708 (1980).

32. K. Berkeman, G. Cortellesa, A. Reale. Phys. Rev. Lett., 6, 234 (1961).

33. J. Button-Shafer, M.L. Stevenson, G.R. Kalbfleisch, E.C. Maglic, A.H. Rosenfeld. UCRL-9814 (1961).

34. N.P. Samios, A.H. Bachman, R.M. Lea, T.E. Kalogeropoulos, W.D. Shephard. Phys. Rev. Lett., 9, 139 (1962).

35. R. Barloutaud, J. Heughbaert, A. Leveque, J. Meyer, R. Omnes. Phys. Rev. Lett., 8, 32 (1962).

36. B.S. Zorn. Phys. Rev. Lett., 8, 282 (1962).

37. N.N. Biswas, I. Derado, K. Gottstein, V.P. Keneey, D. Leurs, G. Lutjens, N. Schmitz. Phys. Lett., 3, 11 (1962).

38. D. Stonehill, C. Baltay, H. Courant, W. Fickinger, E.C. Fowler, H. Kraybill, J. Sandweiss, J. Sanford, H. Taft. Phys. Rev. Lett., 6, 624 (1961).

39. D.L. Stonehill, H.L. Kraybill. Rev. Mod. Phys., 34, 513 (1962).

40. M. Roos. Phys. Lett., 3, 242 (1963).

41. C. Richardson, R. Kraemer, M. Meer, M. Nussbaum, A. Pevsner, R. Starnd, T. Toohig, T. Toohing, M. Block. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Strand, CERN, 1962, p. 96.

42. H. Kraybill. Amer. Phys. Soc. Meeting, New York, 1962. Цитируется по работе /41/.

43. R. Barloutaud, J. Heughbaert, A. Leveque, J. Meyer, R. Omnes. Comt. Rend., 254, 252 (1962).

44. C.C. Peck, L.W. Jones, M.L. Perl. Phys. Rev., 126, 1836 (1962).

45. В.А. Беляков, Ван Юн-чан, В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, Ду Юань-пай, Е.Н. Кладнишкая, Ким Хи Ия, А.А. Кузнецов, А.К. Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, Е.С. Соколова, М.И. Соловьев. ЖЭТФ (в печати).

46. C. Alff, D. Berley, D. Colley, N. Gelfand, U. Nauenberg, D. Miller, J. Schultz, J. Steinberger, T.H. Tan, H. Brugger, P. Kramer, R. Plano. Phys. Rev. Lett., 9, 393 (1962).

47. B.P. Gregory. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on high Energy Phys., CERN, 1962, p.793.

48. H. Hulubei, C. Beslin, T. Beslin, A. Constansinescu, M. Gavrilas, A. Mihul, E. Balea, O. Balea, V. Balint, I. Curelary, I. Makarovitsch, D. Muiuianu, T. Ponta, C. Potocceanu, M. Saban. Phys. Lett., 6, 77 (1963).

49. A.F. Grashin, Y.Y. Shalamov. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p.58.

50. Я.Я. Шаламов, А.Ф. Грашин. ЖЭТФ, 43, 726 (1962).

51. W.D. Walker, J. Boyd, A.R. Erwin, H.R. Fechter, D. Lyon, R.H. March, P.H. Satterblon, E. West. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 281 (1962).

52. Nguyen Hun Xuong, UCRL-10129 (1962).

53. В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, И. Патера, Г.Л. Семашко. Nucl. Phys. (в печати).

54. S. I. Goldsack, L. Riddiford, B. Tallini, B.R. French, W.W. Neale, J.R. Norbury, I.O. Skillicorn, W.T. Davies, M. Derrick, I.R.H. Mulvey, D. Radojicic. Nuovo Cim., 23, 941 (1942).

55. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, 39, 506 (1980). Я.Я. Шаламов, А.Ф. Грашин. ЖЭТФ, 43, 21 (1962).

56. J. Veillet, J. Hennessy, H. Bingham, M. Bloch, D. Drijard, A. Lagarrigue, P. Mitnet, A. Rousset. Phys. Rev. Lett., 10, 29 (1963).

57. V. Hagopian, H. Brody, A. Baker, E. Leboy, W. Selove. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 69 (1963).

58. H. Brody, V. Hagopian, A. Baker, E. Leboy, W. Selove. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 69 (1963).

59. L. Bondar, K. Bongartz, M. Deurschmann, H. Weber, D.C. Collet, W.P. Dodd, J. Sim-

- mons, B.Tallini, J.Mbebes, B.Nellen, G.Winter, E.Lohrmann, E.Raubold, G.Wolf, J.M.Brownlee, I.Butterworth, F.I.Campayne, N.N.Biswas, L.Derado, D.Luers, G.Lutjens, M.Schmitz. Phys. Lett., 5, 153 (1963).
60. G.B.Chadwick, W.T.Davies, M.Derrick, C.I.B.Hawkins, P.B.Jones, J.H.Milvey, D.Radojicic, C.A.Wilkinson, M.Cresti, A.Grigoletto, S.Limentani, A.Loria, L.Peruzzo, R.Santangelo. Phys. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p.73.
61. N.Xuong, G.Lynch. Nuovo Cim. (будет опубликовано, цитируется по ^{162/}).
62. G.R.Lynch. Proc. Phys. Soc., 80, 46 (1962).
63. A.Pevsner, 1962, частное сообщение; цитируется по
64. M.Meer, S.Strang, R.Kraemer, L.Madansky, M.Nussbaum, A.Pevsner, C.Richardson, T.Toohing, M.Block, S.Orenstein, T.Fields. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys. CERN, 1962, p.103.
65. В.А.Беляков, Ван Юн-чан, Н.М.Вирясов, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. ЖЭТФ (в печати).
66. M.Chretien, F.Bulos, H.R.Crouch, Jr., R.E.Lanou, I.T.Massimo, A.M.Shapiro, I.A.Averell, C.A.Bordner, A.E.Brenner, D.R.Firth, M.E.Law, E.E.Ronat, K.Strach, I.C.Street, I.L.Szymanski, A.Weinberg, B.Nelson, I.A.Pless, L.Rosenson, G.A.Salandin, R.K.Yamamoto, L.Guerriero, F.Waldner. Phys. Rev. Lett., 9, 127 (1962).
67. C.Mencuccini, R.Ouerzoli, G.Salvini, V.G.Silvestrini. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys. CERN, 1962, p.33.
68. A.H.Rosenfeld, D.D.Carmony, R.I.Van De Walle. Phys. Rev. Lett., 8, 293 (1962).
69. В.С.Барашенков, Д.И.Блохинцев, Ван Жунь, Э.К.Михул, Хуан Цзю-чжань. ЖЭТФ, 45, 381 (1963).
70. В.С.Барашенков, Д.И.Блохинцев, И.Патера, Г.Л.Семашко. ЖЭТФ, 45, 381 (1963).
71. V.S.Barashenkov. Fortschritte d.Phys., 10, 205 (1962).
72. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev. Fortschritte d.Phys., 9, 549 (1961).
73. A.R.Erwin, G.A.Hoyer, R.H.March, W.D.Walker, T.P.Wangler. Phys. Rev. Lett., 9, 34 (1962).
74. W.R.Frazer, S.Patil, H.L.Watson. Phys. Rev., Lett., 11, 231 (1963).
75. A.R.Erwin, G.A.Hoyer, R.H.March, W.D.Walker, T.P.Wangler. Phys. Rev. Lett., 10, 204 (1963).
76. B.Maglic, L.W.Alvarez, A.H.Rosenfeld, M.L.Stivenson. Phys. Rev. Lett., 7, 178 (1961).
77. A.Pevsner, K.Kramer, M.Nussbaum, P.Schlein, M.Block, A.Howacs, C.Meltzer. Phys. Rev. Lett., 7, 421 (1961).
78. E.Pickup, D.K.Robinson, E.O.Salant. Phys. Rev. Lett., 8, 329 (1962).
79. Y.V.Trebukhovskiy, I.A.Yerofeev, G.D.Tikhomirov. Phys. Lett., 6, 190 (1963).
80. W.Selove, V.Hagopian, H.Brody, A.Baker, E.Leloy. Phys. Rev. Lett., 9, 272 (1962).
81. S.Hasegawa. Prog. Theor. Phys., 29, 128 (1963).

82. C.Bacci, G.Penso, G.Salvini, A.Wattenberg, C.Mencuccini, R.Ouerzoli, V.S.Silvestrini. Phys. Rev. Lett., 11, 37 (1963).
83. F.S.Crawford, Jr., L.Lloyd, E.C.Fowler. Phys. Rev. Lett., 10, 546 (1963).
84. H.Foelsche, E.C.Fowler, H.L.Kraybill, J.R.Sanford, D.Stonehill. Phys. Rev. Lett., 9, 223 (1962).
85. C.Alff, D.Berley, D.Colley, N.Gelfand, U.Nauenberg, D.Miller, J.Schultz, J.Steinberg, T.H.Tan, H.Brugger, P.Kramer, R.Plano. Phys. Rev. Lett., 9, 325 (1962).
86. E.C.Fowler, F.S.Crawford, Jr., L.Lloyd, R.Aa Crossman, LeRoy Price. Phys. Rev. Lett., 10, 110 (1963).
87. W.I.Fickinger, D.K.Robinson, B.O.Salant. Phys. Rev. Lett., 10, 1457 (1963).
88. J.Button et al. Phys. Rev. (в печати, цитируется по ^{162/}).
89. B.C.Maglic, A.H.Rosenfeld, M.L.Stevenson, 1962, частное сообщение, цитируется по ^{162/}.
90. J.B.Shafer, J.Murray, D.O.Huwe, F.Splmitz, M.L.Stevenson. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 22 (1963).
91. В.Г.Гришин, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р-1300, Дубна, 1963.
- ^V92. V.A.Belyakov, Wang Yung-chang, V.I.Veksler, N.M.Viryasov, Dy Yuan-cai, E.N.Kladnitskaya, Kim Hi In, A.A.Kuznetsov, A.Mihul, Nguyen Dinh Tu, V.N.Penev, E.S.Sokolova, M.L.Soloviev. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys. CERN, 1962, p. 336.
93. М.С.Айнутдинов, С.М.Зомбовский, С.Я.Никития, Я.М.Селектор, В.Н.Шуляченко. ЖЭТФ, 44, 413 (1963).
94. В.С.Барашенков, И.Патера. Препринт ОИЯИ Р-1183, Дубна, 1962.
95. J.Fisk, H.K.Ticho, D.H.Stork, W.Chinowsky, G.Goldhaber, S.Goldhaber, T.F.Stubbs. Proc. of the 11-th Intern. Conference on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 358.
96. В.С.Барашенков. Докторская диссертация, ОИЯИ-МГУ, 1962.
97. Wang Gan-chang. Proc. of the 9-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Kiev, 1959, p. 456.
98. M.L.Soloviev. Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Rochester, 1960, p.388.
99. И.В.Чувило, УФН, 76, 329 (1962). Изложение истории открытия К* - резонанса следует тексту этого обзора.
100. W.Chinowsky, G.Goldhaber, S.Goldhaber, T.O'Halloran. Phys. Rev. Lett., 6, 62 (1963).
101. G.Alexander, L.Jacobs, G.R.Kalbfleisch, D.H.Miller, G.A.Smith, J.Schwartz. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p.320.
102. G.Alexander, G.R.Kalbfleisch, D.H.Miller, G.A.Smith. Phys. Rev. Lett., 8, 447 (1962).
103. S.G.Wojcicki, G.R.Kalbfleisch, M.H.Aiston. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 341 (1963).

104. M.H. Alston, G. R. Kalbsleisch, H.K. Ticho, S.G. Wojcicki, Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys. CERN, 1962, p. 291.
105. R. Armentoroz, L. Montanet, D.R.D. Morrison, S. Nilsson, A. Shapiro, J. Vandermeulen, Ch. D'Andlau, A. Astier, C. Chesquire, B. P. Gregory, D. Rahm, P. Rivet, F. Solmitz, Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 295.
106. G.A. Smith, J. Schwartz, D.H. Miller, G.R. Kalbfleisch, R.W. Huff, O.I. Dahl, G. Alexander. Phys. Rev. Lett., 10, 138 (1963).
107. W. Chinwsky, G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, T.D. Halloran. Phys. Rev. Lett., 9, 330 (1962).
108. M. Alston, L.W. Alvarez, P. Eberhard, M.L. Good, W. Graziano, H.K. Ticho, S.G. Wojcicki, Phys. Rev. Lett., 6, 300 (1961).
109. B.P. Gregory. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 779.
110. A. F. Grashin, E. V. Kuznetsov, Y.Y. Shalamov. Phys. Lett., 4, 71 (1963).
111. L. Bertanza, V. Brisson, P.L. Connolly, E.L. Hart, T.S. Mitra, G.C. Moneti, R.R. Rau, N.P. Samios, I.O. Skillicorn, S.S. Yamamoto, M. Goldberg, L. Gray, J. Leitner, S. Lichtman, J. Westgard. Phys. Rev. Lett., 9, 180 (1962).
112. A. Bigi, S. Brandt, R. Carrara, W.A. Cooper, Aurelia de Marco, G.R. MacLeod, Ch. Peyron, R. Sosnowski, A. Wroblewski. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 247.
113. P.L. Connolly, E.L. Hart, K.W. Lai, G. London, G.C. Moneti, R.R. Rau, N.P. Samios, I. O. Skillicorn, S.S. Yamamoto, M. Goldberg, M. Gundzik, J. Leitner, S. Lichtman. Phys. Rev. Lett., 10, 371 (1962).
115. V. A. Belyakov, Wang Yung-chang, V.I. Veksler, N.M. Viryasov, Du Yuan-cai, Kim Hi In, E.N. Kladnitskaya, A.A. Kuznetsov, A. Mihul, Nguyen Dinh Tu, V. N. Penev, E.S. Sokolova, M.I. Soloviev. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 261.
116. В.В. Бармин, Ю.С. Крестников, Е.В. Кузнецов, А.Г. Мешковский, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 43, 1564 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 декабря 1963 г.