

7
0-51

7.2.

194

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-194

Э.О. Ононов

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА K-МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ

МФН, 1959, т 67, 62, с 245-291.

г. Дубна, 1958 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-194

Э.О. Оконов

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА K-МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1958 год

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА К-МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ.

Последние полтора года отмечены весьма плодотворными исследованиями так называемых "странных" частиц. В результате последних работ не только значительно пополнились экспериментальные данные относительно распадных свойств К-мезонов и гиперонов, но и получен ряд качественно новых результатов:

1. В соответствии с теорией Гелл-Манна и Пайса была обнаружена долгоживущая K_2^0 -частица, отличная по своим распадным свойствам от известной до сих пор K_1^0 , и было экспериментально доказано существование перехода $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ в вакууме (так называемый процесс Пайса-Пиччиони).

2. Окончательно подтверждено предсказанное Гелл-Манном существование Σ^0 - гиперона, быстро ($\tau \ll 10^{-11}$ сек) распадающегося на Λ^0 - частицу и γ -квант.

3. Было экспериментально показано, что при распаде Λ^0 - гиперона, так же как и при β - распаде, чётность не сохраняется.

4. В связи с этим в настоящее время нет никаких оснований сомневаться в несохранении четности и в распадах К-мезона. Таким образом можно считать доказанным, что τ и θ - мезоны - это одна и та же частица, распадающаяся различными способами с нарушением четности.

Следует отметить, что использованный в настоящем обзоре экспериментальный материал относительно распадных взаимодействий неста-

Т а б л и ц а № I

распадные свойства K - мезонов и гиперонов
(данные на I-ое марта 1958 г.)

Общее название	Символ	Продукты распада	Относительная вероятность q	Масса (Мэв)	Среднее время жизни τ	
			%	Мэв	сек	
K - мезоны	I	K^+		493.98±0.14	(1.21±0.01)·10 ⁻⁸	
		$K_{\mu 2}$	$\mu^+ \nu$	58.5±3.0	494.2±1.2	(1.23±0.02)·10 ⁻⁸
		$K_{\pi 2}(\theta)$	$\pi^+ \pi^0$	27.7±2.7	494.1±1.0	(1.21±0.02)·10 ⁻⁸
		$K_{\pi 3}(\tau)$	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	5.56±0.41	493.9±0.9	(1.18±0.03)·10 ⁻⁸
		$K'_{\pi 3}(\tau')$	$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	2.15±0.47	~ 493	(1.0±0.5) _{-0.3} ·10 ⁻⁸
		$K_{\mu 3}$	$\mu^+ \pi^+ \nu$	2.83±0.95	495±2.1	(0.88±0.23)·10 ⁻⁸
		$K_{e 3}$	$e^+ \pi^+ \nu(?)$	3.23±1.30	494 ± 4	(1.44±0.46)·10 ⁻⁸
	2	K^-			493.4±0.5	(1.25±0.11)·10 ⁻⁸
		$K_{\mu 2}$	$\mu^- \bar{\nu}$	65±18		
		$K_{\pi 2}$	$\pi^- \pi^0$	30±12		
		$K_{\pi 3}$	$\pi^- \pi^- \pi^+$	5±5		
		$K_{\mu 3}$ $K_{e 3}$	$\mu^- \pi^- \bar{\nu} (?)$ $e^- \pi^- \bar{\nu}$			
	3 a	$K^0 \bar{K}^0$			496±3	
		$K^0_1(\theta^0)$	$\pi^+ \pi^-$	86±6		(0.95±0.08)·10 ⁻¹⁰
		K^0_2	$\pi^0 \pi^0$	14±6		
	$e^\pm \pi^\mp \nu$		21 ≤ q ≤ 91	~ 496	(8.4±3.6) _{-2.8} ·10 ⁻⁸	
			$\mu^\pm \pi^\mp \nu$	9 ≤ q ≤ 78		
			$\pi^\pm \pi^\mp \pi^0$	1.5 ≤ q ≤ 14		
Гипероны	4	Λ^0	$p + \pi^-$	68±5	1115.2±0.2	(2.80±0.08)·10 ⁻¹⁰
			$n + \pi^0$	32±5		
	5	Σ^+	$p + \pi^0$	47±3	1189.5±0.3	(0.79±0.08)·10 ⁻¹⁰
			$n + \pi^+$	53±3		
	6	Σ^0	$\Lambda^0 + \gamma$		1194.0±1.2	$\tau < 10^{-11}$
7	Σ^-	$n + \pi^-$		1196.5±0.4	(1.61±0.15)·10 ⁻¹⁰	
8	Ξ^-	$\Lambda^0 + \pi^-$		1320± 3	(4.6 < τ < 200)·10 ⁻¹⁰	

бильных частиц получен в основном на ускорителях. Исключение составляют сведения о каскадном Ξ^- - гипероне, единственным источником которых являются пока только опыты с космическими лучами ^{x)}.

" τ θ проблема."

Как известно, затруднения, возникшие в связи с изучением τ и θ - мезонов в основном сводились к следующему. Было экспериментально установлено, что массы и времена жизни τ и θ - мезонов в пределах экспериментальных ошибок совпадают между собой, что давало основания считать τ и θ одной и той же частицей, распадающейся различными способами. С другой стороны было показано, что конечные состояния распадов $\tau \rightarrow 3\pi$ и $\theta \rightarrow 2\pi$ обладают противоположной по знаку четностью, а этот факт свидетельствовал о том, что τ и θ не могут быть одной и той же частицей.

При этом предполагалось как само собой разумеющееся, что при распадах K-мезонов, как и во всех других слабых взаимодействиях, четность сохраняется.

Последнее утверждение, ни у кого не вызывавшее сомнения было подвергнуто критическому пересмотру Ли и Янгом [1].

Осуществленные вслед за этим эксперименты [2, 3] показали, что при β - распаде четность не сохраняется. Строго говоря, эти опыты нельзя было считать прямым доказательством того, что несохранение четности имеет место во всех слабых взаимодействиях в том числе

x) Совсем недавно в популярном научном журнале [4] (см. стр.3) появилось сообщение о том, что с помощью пузырьковой пропановой камеры в π^- - мезонном пучке бэватрона (5.5 Бэв/с) было зарегистрировано 2 случая рождения и распада Ξ^- - частицы. Подробности не приводятся.

и безнейтринных τ и θ - распадах ^{х)}.

Однако прямая экспериментальная проверка факта несохранения четности при К-распаде представляется весьма затруднительной, поскольку нельзя получить поляризованные К-мезоны, т.к. последние обладают нулевым спином ^{хх)} (см. стр. 14). С другой стороны очевидно, что распады К-мезонов и гиперонов, должны обладать одинаковыми свойствами инвариантности (или неинвариантности), поскольку К-мезоны и гипероны "связаны" в сильном взаимодействии совместного рождения, для которого указанные выше свойства инвариантности имеют место. Поэтому после недавних опытов, показавших несохранение четности и инвариантности к зарядовому сопряжению в Λ^0 - распадах [6,7] нет никаких оснований сомневаться в том, что и в K_{π} -распадах имеет место то же самое.

Таким образом можно считать доказанным, что существует один К-мезон, распадающийся разными способами, а тот факт, что конечные состояния τ и θ - распадов имеют различную "четность", является просто результатом несохранения четности в распадном взаимодействии К-мезона. Что же касается других попыток разрешить " $\tau \theta$ проблему" [8,9,10], то они не нашли себе экспериментального подтверждения.

х) Следует заметить, что исследование асимметрии в распаде $K_{\mu_2} \rightarrow \mu \rightarrow e$ распаде (подобно тому, как это было сделано в случае $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$) также не дает прямого ответа на вопрос о несохранении четности в τ и θ - распадах.

хх) С этой точки зрения можно считать вполне естественным отсутствие какой-либо асимметрии в распадах 2697 проанализированных К-мезонов [5].

РАЗЛИЧНЫЕ СПОСОБЫ РАСПАДОВ K^+ МЕЗОНА.

В таблице 2 приводится относительная вероятность различных способов распада K^+ -мезона, полученные Дублинской и Берклиевской группами.

	$K_{\mu_2} \rightarrow \mu + \nu$	$K_{\pi_2} \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$K_{\pi_3} \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	$K'_{\pi_3} \rightarrow \pi^+ + 2\pi^0$	$K_{\mu_3} \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$	$K_{e_3} \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu (?)$
[II]	57.0 \pm 2.6	23.2 \pm 2.8	6.77 \pm 0.45	2.15 \pm 0.42	5.9 \pm 1.3	5.1 \pm 1.3
[I2]	58.5 \pm 3.0	27.7 \pm 2.7	5.56 \pm 0.41	2.15 \pm 0.47	2.83 \pm 0.95	3.23 \pm 1.30

Большинство из приводимых здесь распадов довольно хорошо изучены и последние работы мало что прибавляют к старым экспериментальным данным. Исключение составляют K_{μ_3} и K_{e_3} распады, исследованию которых последнее время уделяется значительное внимание.

Еще в 1951 году О'Кэлли было сделано предположение, что простейшим из возможных K_{μ_3} распадов является $K_{\mu_3} \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$ [13]. Однако только недавно получено экспериментальное подтверждение того, что одним из нейтральных продуктов распада является π^0 .

Было зарегистрировано несколько случаев K_{μ_3} распада, [14, 15] при котором имеет место редкий распад $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ (так называемая "пара Далитца") (см. рис. 1).

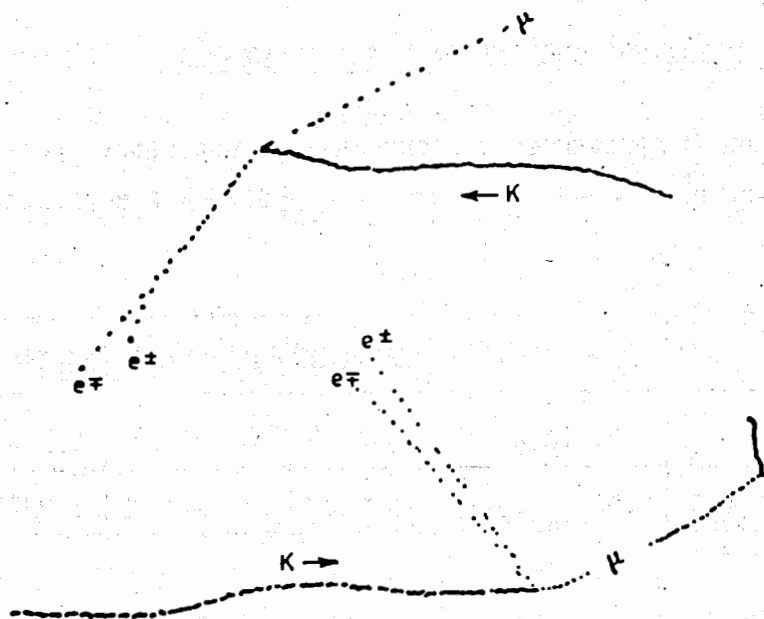


Рис. I

Строго говоря другой нейтральной частицей наряду с нейтрино мог быть и σ -квант. Поскольку, однако, есть все основания считать K^0 - мезон бозоном, схема $K_{N_3}^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu$ не вызывает сомнений.

Спектр μ^+ - мезонов приведенный на рис. 2 [II] также хорошо согласуется с данной схемой распада, согласно которой максимальная энергия $E_{\mu} \sim 134$ Мэв.

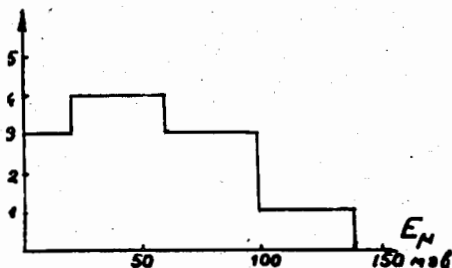


Рис. 2

Что же касается распада $K_{e_3}^+ \rightarrow e^+ + ? + ?$, то относительно природы нейтральных продуктов распада ничего определенного пока сказать нельзя. Можно предположить, что $K_{e_3}^+$ является заряженным аналогом $K^0 \rightarrow e^+ + \pi^- + \nu$, обнаруженного среди распадов долгоживущей компоненты K^0 - мезона (см. стр 27).

Для распада $K_{e_3}^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu$ максимальная энергия позитронов равна - 228 Мэв.

Однако в 5 случаях (из 45 зарегистрированных) энергия позитронов превышает 228 Мэв [I6] [II].

Позитроны таких энергий в принципе могли бы возникнуть за счет распада $K_{e_2} \rightarrow e + \nu$, однако, пока нет никаких других экспериментальных данных в пользу существования такого распада. Скорее всего наличие e^+ с $E > 228 \text{ мэв}$ это результат экспериментальной ошибки. Следует отметить, что спектр e^+ от распада $K \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu$, рассчитанный в предположении скалярного K - мезона и тензорного распадного взаимодействия имеет два пика около 100 Мэв и 210 Мэв [I7, I8, I9.] Этот спектр хорошо совпадает с экспериментальными результатами полученными на 6 Рочестерской конференции [I6] см. рис.3 и с данными Дублинской группы [II]. В этой связи случаи с $E > 228 \text{ Мэв}$ можно считать результатом "размытия" второго (тензорного) пика за счёт больших ошибок в определении E_{e^+} . Отсутствие достоверно зарегистрированных $K_{e_2} \rightarrow e + \nu$ распадов (так же, впрочем, как и отсутствие, $\pi \rightarrow e + \nu$) остается непонятным, хотя имеются попытки объяснить этот факт [20].

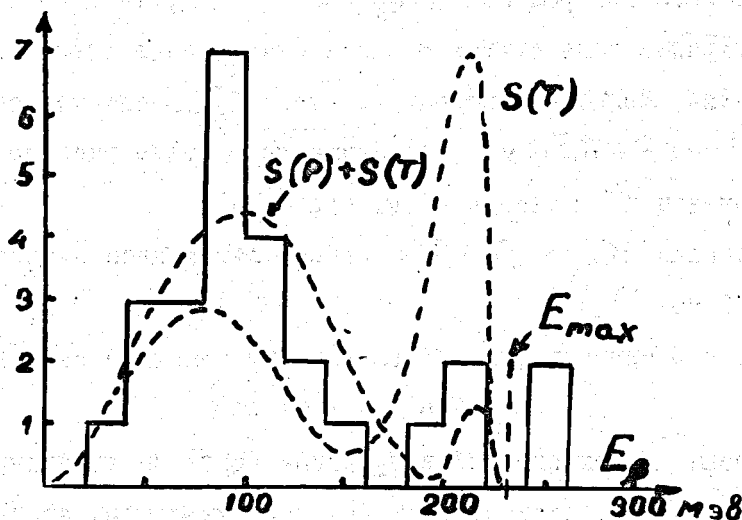


Рис. 3

Следует отметить, что исследование угловых и энергетических распределений $K_{e_3}^+$ и $K_{\mu_3}^+$ (также как и в $K_{e_3}^0$ и $K_{\mu_3}^0$ распадах при фиксированной энергии π^- - мезона) дает богатые возможности для проверки справедливости теории 2^X компонентного нейтрино и сохранения лептонного заряда, а также для выбора варианта распадного взаимодействия [66 + 70].

В последнее время было зарегистрировано 2 K'_{π_3} - случая, когда из точки распада кроме π^- - мезона вылетает электронно-позитронная пара (e^+e^-), что является, по-видимому, результатом распада $\pi^0 \rightarrow e^+e^- + \gamma$ [21, 22].

Эти факты, если принять во внимание также схожесть спектров π^+ в K'_{π_3} и K_{π_3} распадах [23] являются прямым свидетельством в пользу $K'_{\pi_3} \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^0$ распада.

Наконец совсем недавно в эмульсии среди 5000 обычных K распадов был обнаружен K'_{π_3} распад, при котором испускается π^+

π^+ мезон с энергией, превышающей максимально возможную для обычного $K_{\pi 3}^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ распада. Авторы предполагают, что зарегистрированный ими случай - аномальный распад типа $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ [24].

Среднее время жизни K^+ мезона.

В последних работах для определения времени жизни K-мезонов наряду с эмульсионной методикой с успехом используются счетчики, что дало возможность получить значительно более точные результаты.

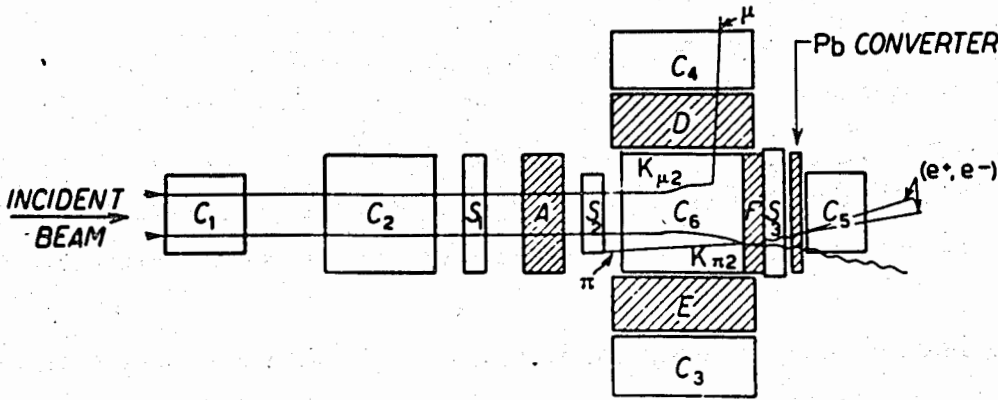


Рис. 4

На рис. 4 схематически изображена система счетчиков, использованная в работе [31] для измерения среднего времени жизни $K_{\pi 2}^+$, $K_{\mu 2}^+$, $K_{\pi 3}^+$ распадов. K^+ мезоны с импульсом 465 Мэв/с отклонялись магнитным полем ускорителя и фокусировались с помощью квадрупольных магнитных линз на систему черенковских и сцинтилляционных счетчиков, расположенную на расстоянии 4,5 м от мишени.

Расположенный в начале этой системы черенковский счетчик чувствителен только к заряженным частицам имеющим скорость в пределах

0,62±0,78с. Для того, чтобы ограничить число K^+ мезонов, зарегистрированных счетчиком C_1 , используется второй черенковский счетчик C_2 , включенный на антисовпадения с C_1 . Порог C_2 выбран таким образом, чтобы обладающие импульсом 465 Мэв/с π -мезоны регистрировались этим счетчиком, а K -мезоны, имеющие тот же импульс не давали в нём черенковского свечения. K -мезоны тормозятся и останавливаются в C_6 , вызывая $C_1-C_2+S_1+S_2-S_3$ совпадения, и затем распадаются, испуская частицу достаточно быструю для того, чтобы сработал C_4 . При этом измеряется задержка между импульсами в C_1 и C_6 ; которая характеризует время жизни распадающегося K -мезона.

Идентификация случаев распада K_{μ_2} осуществляется с помощью одного из черенковских счетчиков чувствительных к μ мезону. Толщина поглотителей D и E выбиралась таким образом, чтобы π -мезоны от K_{π_2} распада поглощались в них. При этом большинство других типов распадов, имеющих и без того малую вероятность, также не регистрировались.

Одновременно осуществлялся также отбор K_{π_2} мезонов, остановившихся в F и распавшихся на $\pi^+\pi^0$. π^0 -мезоны тут же распадаются на 2 γ кванта, которые не регистрируются в S_3 , а после прохождения свинцового конвертора дают импульс в C_5 . Вообще говоря, такого рода совпадения будут иметь место и при $K_{\mu_3} \rightarrow \mu + \pi^0 + \nu$ и $K_{e_3} \rightarrow e + \pi^0 + \nu$ распадах, однако, их относительная вероятность очень мала.

Источник К - мезонов	Детектор	E_{K^+} МэВ	среднее время жизни в 10^{-8} сек					K_L	θ_{ce} К
			Δt	K_{π^3}	K_{π^2}	K_{μ^2}	K_L		
25	Космические лучи	80	1.6					0.96 ± 0.08	
26	"	"	4.3					1.40 ± 0.15	
27	"	"	0.45					1.10 ± 0.41	
28	"		10^2						1.08 ± 0.08
29	"								0.8 ± 0.07
30	"		1.5						
31	Космотрон	80	2.9						
32	"	190	1.6						
33	"	200	1.3						
34	Беватрон	356							
35	"	100+140							
36	"	120							
37	"	110	0.18						
38	"	110	2						
39	"	100+170	1.3						
41	"	150	1.3						
Среднее взвешенное									
			1.18 ± 0.03	1.21 ± 0.02	1.23 ± 0.02	1.21 ± 0.02	1.24 ± 0.018	1.11 ± 0.12	1.11 ± 0.10

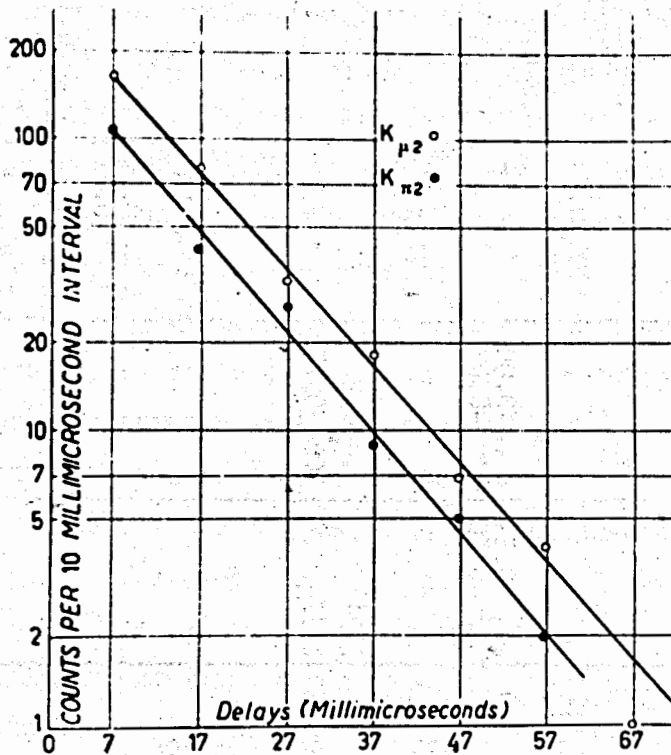


Рис. 5

На рис. 5 изображена кривая задержанных $C_1 + C_6$ совпадений при регистрации $\tau_{K_{\pi 2}}$ и $\tau_{K_{\mu 2}}$ распадов, из которых следует:

$$\tau_{K_{\mu 2}} = (1.17 \begin{matrix} +0.08 \\ -0.07 \end{matrix}) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$$

$$\tau_{K_{\pi 2}} = (1.21 \begin{matrix} +0.11 \\ -0.10 \end{matrix}) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$$

Несколько видоизмененная экспериментальная установка использовалась теми же авторами для измерения среднего времени жизни

распада $K_{\pi 3}$ $\tau_{K_{\pi 3}} = (1.17 \begin{matrix} +0.08 \\ -0.07 \end{matrix}) \cdot 10^{-8}$.

Аналогичная установка была использована группой Альвареца [34, 36], которая также получила для $\tau_{K_{\pi 2}}$ и $\tau_{K_{\mu 2}}$ совпадающие в пределах ошибок результаты (см. таблицу 3).

Известно, что относительные вероятности $K_{\mu 3}$ и $K_{e 3}$ распадов, измеренные в различных условиях, в пределах ошибок совпадают между собой. Это свидетельствует о том, что $\tau_{K_{\mu 3}}$ и $\tau_{K_{e 3}}$ имеют величину близкую к среднему времени жизни (остальных распадов). Однако прямое измерение $\tau_{K_{\mu 3}}$ и $\tau_{K_{e 3}}$ представляет серьезные экспериментальные трудности ввиду малой относительной вероятности этих распадов.

Рочестерской группой была предпринята попытка оценить относительную величину $\tau_{K_{\mu 3}}$ и $\tau_{K_{e 3}}$, используя в качестве эталона $K_{\pi 2}$ и $K_{\mu 2}$ распады [40]. Результаты этих оценок приведены в таблице: $\tau_{K_{\mu 3}} = (0.88 \pm 0.23) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$; $\tau_{K_{e 3}} = (1.44 \pm 0.46) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$.

Как видно из таблицы экспериментальные значения среднего времени жизни различных распадов совпадают в пределах ошибок. Это вполне согласуется с предположением о существовании одного K мезона, распадающегося различными способами.

Недавно Трейманом и Уайлдом были высказаны предположения о возможном существовании K^+ -компоненты со средним временем жизни значительно меньшим 10^{-8} сек [42].

Однако до сих пор ни в эмульсиях [43] ни в камерах [44] не было зарегистрировано сколько-нибудь заметного числа короткоживущих K^+ -мезонов.

Масса и спин K^+ -мезона.

Массы K^+ -мезонов, распадающихся различными способами, также совпадают в пределах ошибок (см. таблицу).

Приведенные значения масс получены при просмотре одной и той же эмульсионной стопки, облученной в K^+ -мезонном пучке бэватрона [45]

$$\begin{aligned}m(K_{\pi_3}) &= 966.6 \pm 1.9 m_e \\m(K_{\pi_2}) &= 966.9 \pm 2.0 m_e \\m(K_{\mu_2}) &= 967.2 \pm 2.2 m_e \\m(K_{\mu_3}) &= 969 \pm 5 m_e \\m(K_{e_3}) &= 967 \pm 8 m_e\end{aligned}$$

Как известно, анализ спектра импульсов π^- при K_{π_3} распаде может дать ответ на вопрос о спине K^+ -мезона [46].

В ряде опубликованных в последнее время работ был осуществлен подобный анализ на основании значительного числа случаев [47, 48,] [49, 50], что дало возможность сделать следующие выводы:

1. Наилучшим образом экспериментальным данным соответствует (0^-)-состояние K_{π_3} -мезона.
2. Состояния 1^+ , 1^- , 2^+ практически исключаются.
3. Относительная вероятность (для K_{π_3}) состояния (1^+) ничтожна.
4. Состояние (2^-) строго говоря не может быть исключено, однако, против этой возможности говорит отсутствие распада $K^+ \rightarrow \pi + \gamma$ [51].

Таким образом в настоящее время можно считать экспериментально доказанным, что спин K^+ -мезона равен 0. Изотропное распределение продуктов распада в K_{π_2} и K_{μ_2} случаях также свидетельствует в пользу $\sigma_K = 0$ [52].

Распадные свойства K^- -мезона.

Распадные свойства K^- -мезонов изучены значительно менее подробно, поскольку они сильно взаимодействуют с веществом и при остановке обычно захватываются ядром, не успевая распасться. Тем не менее зарегистрированные случаи K^- -распадов - это главным образом распады на лету.

В последнее время в камере Вильсона и пузырьковой камере было зарегистрировано несколько случаев $K_{\pi_3}^-$ -распадов [53, 54, 58]. Можно считать вполне достоверным случай $K_{\pi_2}^-$ -распада, который был обнаружен в эмульсии экспонированной в K^- -мезонном пучке [55]

В этом же эмульсионном блоке был также зарегистрирован случай $K_{e_3}^-$ -распада.

Парижской группой получены некоторые экспериментальные указания на существование $K_{\mu_2}^-$ - и $K_{\mu_3}^-$ -распадов [56]. Бернской группой было зарегистрировано несколько случаев $K_{\pi_2}^-$ и K_{μ_2} и были измерены энергии этих распадов: $Q_{\pi_2} = (109.5 \pm 3.0)$ Мэв и $Q_{K_{\mu_2}} = (153 \pm 4)$ Мэв. Таким образом существование этих типов распадов можно считать экспериментально доказанным [57]. Имеется также ряд других случаев, зарегистрированных в камере Вильсона, которые могут быть интерпретированы как $K_{\pi_2}^-$ и K_{μ_2} распады [53, 59]. Отношение вероятностей различных способов распада для K^- -мезона, по-видимому, такое же как и для K^+ [60], однако, из-за бедной статистики более определенные выводы сделать трудно.

Среднее время жизни K^- -мезона ($\tau = (1.25 \pm 0.11) \cdot 10^{-8}$ сек) [60] совпадает в пределах ошибок с τ_{K^+} . Существование короткоживущей компоненты K^- с $\tau_{K^-} \sim 10^{-10}$ сек, о которой упоминалось в работах [62, 63] более поздние эксперименты не подтверждают [53].

Исследование реакции захвата $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ даёт возможность с большой точностью определить массу K^- -мезона по известным массам остальных частиц, входящих в эту реакцию. Наиболее точные значения m_{K^-} были получены группами Берклиевской $(965.3 \pm 1.15) m_e$ [64] и Висконсинской $(966.7 \pm 2) m_e$ [65] они дают среднее взвешенное $m_{K^-} = (965,7 \pm 1,0) m_e$

Таким образом совпадающие значения масс и времен жизни K^+ и K^- мезонов дают все основания рассматривать их как частицу и античастицу по отношению друг к другу.

Распадные свойства K^0 -мезонов.

Наиболее вероятный распад $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ был изучен достаточно хорошо в более ранних работах (см. обзорные статьи [71, 72, 73] .)

В последнее время были получены лишь более точные энергии распада $Q_{K^0} = (217.0 \pm 2.8) \text{ Мэв}$ [75] среднего времени жизни $\tau_{K^0} = (0.95 \pm 0.10) \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ [76] .

С появлением возможности получения "странных" частиц на ускорителях, были предприняты попытки зарегистрировать нейтральные распады $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$.

В ряде работ для этой цели был использован оригинальный метод, осуществленный впервые Гарвиным [77, 78, 79, 80] .

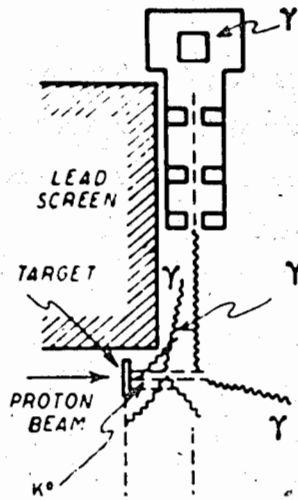


Рис. 6

Влетающие из мишени K^0 -мезоны (см.рис.6), распадаются на некотором расстоянии от нее, давая в случае нейтрального распада π^0 -мезоны, которые сразу же ($\sim 10^{-15}$ сек) распадаются на γ -кванты.

Таким образом из пространства не связанного с мишенью испускаются γ -кванты, которые регистрируются хорошо коллимированным γ -телескопом.

Благодаря возможности относительного перемещения мишени и коллиматора может "просматриваться" пространство на разных расстояниях от мишени как впереди так и сзади её. На рис. 7 изображена зависимость интенсивности γ излучения от взаимного положения мишени и оси коллиматора [79]. Пунктиром дана интенсивность γ -излучения, испущенного непосредственно из мишени, полученная при энергии нелетающих протонов меньшей порога рождения "странных" частиц.

Из анализа этих кривых (а также кривых, полученных в [80] при различных энергиях налетающих протонов) авторы делают вывод о существовании распадов $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ и $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$.

При этом авторы делают весьма произвольные предположения относительно энергетического и углового распределения рожденных частиц и не

учитывают вклад распада $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$. Поэтому эти работы нельзя считать экспериментальным доказательством существования нейтрального распада K^0 . Более прямые экспериментальные сведения о наличии $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ распада были получены в [81].

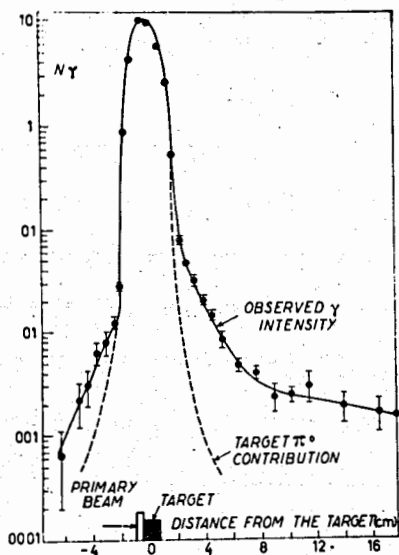


Рис. 7

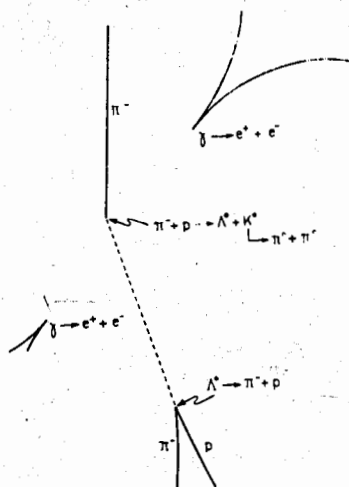


Рис. 8

Авторам удалось сфотографировать в пузырьковой камере 8 случаев рождения Λ^0 -частицы в $\pi^- p$ взаимодействии, причем на этих фотографиях помимо характерного Λ^0 -распада видны электронные позитронные пары от γ -квантов, претерпевших конверсию (рис. 8). Кинематический анализ этих случаев хорошо согласуется с предположением, что зарегистрированные γ кванты - результат нейтрального распада K^0 мезона, рожденного совместно с Λ^0 -частицей в реакции: $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$. На рис. 9 изображено энергетическое распределение квантов, полученные их этих фотографий.

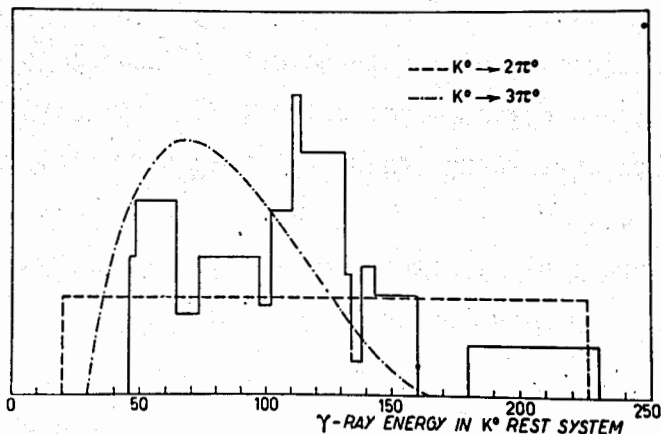


Рис. 9

Анализ этого распределения позволяет отбросить возможность распадов типа $K^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$, поскольку первый из них дает (в системе центра масс) моноэнергетические γ -кванты (246 Мэв), а второй дает максимум при 229 Мэв. Из 2-х возможных распадов $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ и $K^0 \rightarrow 3\pi^0$, по-видимому, имеет место первый т.к. распад на $3\pi^0$ мезона значительно менее вероятен с точки зрения фазового объема. Более того, если распадные взаимодействия инвариантны к обращению времени, то для короткоживущей компоненты распад $K^0 \rightarrow 3\pi^0$ должен быть вообще запрещен (см. стр.). По числу квантов зарегистрированных одновременно с распадом была вычислена относительная вероятность распада:

$$\alpha_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} = \frac{W(K^0 \rightarrow 2\pi^0)}{W(K^0 \rightarrow 2\pi)} = 0.14 \pm 0.06$$

Более косвенные оценки, дают для $\alpha_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} = 0.07 \pm 0.02$ [76]

Во всяком случае $\alpha_{K^0 \rightarrow 2\pi^0}$ по-видимому мало так как в некоторых экспериментах, как например, при облучении в пучке $1,8 \times 10^8 \pi^-$ мезонов камеры с пластинами вовсе не было обнаружено нейтральных распадов ($\alpha_{K^0 \rightarrow 2\pi^0} = 0.1 \pm 0.1$) [82].

Следует заметить, что наличие распада $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ оказывается разрешенным только в случае четного спина K^0 ($\sigma_{K^0} = 0, 2, 4 \dots$). Это позволяет при определении спина сразу же отбросить возможности $\sigma_{K^0} = 1, 3, 5 \dots$

Последние экспериментальные данные не дают никаких оснований считать спин K^0 отличным от нуля.

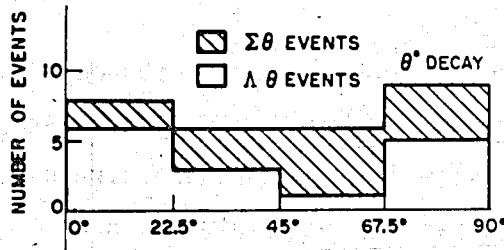


Рис. I.O
Азимутальное угловое распределение π -мезонов от распада K^0 .

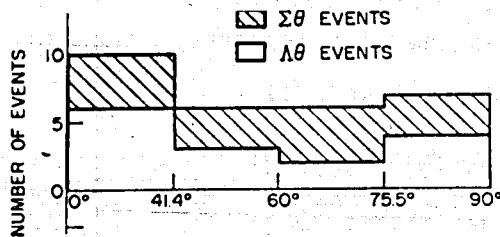


Рис. II
Широтное угловое распределение π -мезонов от распада K^0 .

На рис. 10, 11 изображены угловые распределения распадов K^0 -мезонов, рожденных в паре с гипероном при πp -взаимодействии при I, I Бэв [83].

Из приведенных распределений видно, что они не имеют явной анизотропии, что вполне согласуется с предположением, что $\sigma_{K^0} = 0$.

Ранее полученные экспериментальные указания на анизотропного в K^0 - распаде [84] являются, по-видимому, результатом статистических ошибок.

Таким образом можно считать доказанным, что спин K^0 -мезона, так же как и спин заряженных K - мезонов равен 0.

"Аномальные" распады K^0 - мезона.

Еще в ранних работах имелись указания на существование так называемых "аномальных" K^0 -распадов отличных от $K^0 \rightarrow 2\pi$. В последнее время интерес к "аномальным" распадам еще более усилился в связи с известными работами Гелл-Манна и Пайса [85]. Как известно в связи с применением операции зарядового сопряжения к K^0 - частице создавалась довольно необычная ситуация. С одной стороны экспериментально установлено, что K^0 -частица имеет античастицу, с ней не совпадающую, т.е. состояние K^0 и \bar{K}^0 не могут иметь определенных "собственных значений" оператора зарядового сопряжения.

С другой стороны известно, что K^0 и \bar{K}^0 могут распадаться в $\pi^+\pi^-$ состояние, которое обладает определенным значением "зарядовой" четности" ($C = +1$). Более того появляется возможность медленного превращения частицы в античастицу через это состояние $K^0 \rightleftharpoons 2\pi \rightleftharpoons \bar{K}^0$. В поисках выхода из этого затруднения Гелл-Манн и Пайс предположили, что состояния K^0 и \bar{K}^0 являются суперпозицией

2-х компонент K_1^0 и K_2^0 , которые представляют собой линейные комбинации состояний K^0 и \bar{K}^0 , построенные таким образом, чтобы каждая из них обладала определенным значением C и стало быть определенными распадными свойствами:

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{i\sqrt{2}}$$

Первая компонента K_1^0 , как нетрудно видеть, является "зарядово-четной" ($C=+1$) и может распадаться на $\pi^+\pi^-$, а вторая — "зарядово-нечетной", распад которой на $\pi^+\pi^0$ запрещен^{х)}. Было также сделано предположение, что K_2^0 обладает значительно большим временем жизни, а поэтому не наблюдается в процессах совместного рождения.

Классический опыт по проверке существования перехода $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ в вакууме был предложен Пайсом и Пиччиони, по имени которых обычно и называют этот процесс [86]. Они предложили изучать взаимодействия K^0 -мезонов на достаточно большом расстоянии от места рождения с тем, чтобы дать возможность короткоживущей компоненте полностью распасться. Тогда, если оставшаяся после этого долгоживущая компонента действительно представляет суперпозицию $K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{i\sqrt{2}}$, то в результате различного характера взаимодействия K^0 и \bar{K}^0 такая суперпозиция может "распасться" и могут появиться случаи рождения гиперонов, например, $\bar{K}^0 + N \rightarrow Y + \pi$ или перезарядка $\bar{K}^0 + n \rightarrow K^- + p$.

Появляется также возможность наблюдать вблизи места взаимодействия $K^0 \rightarrow 2\pi$ распады, как результат "выделения" из суперпозиции $K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{i\sqrt{2}}$ провзаимодействовавших K^0 и \bar{K}^0 . Даныш и Понтекорво предложили интересный вариант описанного выше опыта: наблюдать K^- при энергиях налетающих нуклонов (π^- -мезонов) ниже порога рождения K^- (т.е. ниже порога рождения пары K^- -мезонов),

х) . При этом предполагается в соответствии с экспериментальными данными, что спин K равен 0.

но достаточных для генерации $K^0(K^+)$ в паре с гипероном [87]. В этом случае K^- - могут возникнуть в результате перехода $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ с последующей перезарядкой $K^0 \rightarrow K^-$ в толстой мишени (или в результате еще более сложного процесса: $K^+ \rightarrow K^0 \rightarrow \bar{K}^0 \rightarrow K^-$).
 Интересная ситуация возникает с $K_{\mu_3}^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$ и $K_{e_3}^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$ распадами, которые оказываются разрешенными как для K_1^0 так и для K_2^0 частицы, поскольку всегда можно составить симметричное и асимметричное состояния типа:

$$K_1^0 = A_1 [\psi(e^+\pi^-\bar{\nu}) + \psi(e^-\pi^+\nu)]$$

$$K_2^0 = iA_2 [\psi(e^+\pi^-\bar{\nu}) - \psi(e^-\pi^+\nu)]$$

Как было отмечено Трайманом и Саксом [88] вероятность распадов такого типа будет определяться не только экспонентами распада K_1^0 и K_2^0 , но и интерференционным членом, зависящим от разности масс K_1^0 и K_2^0 .

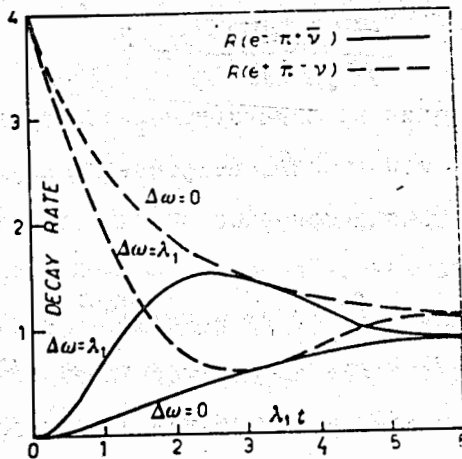


Рис. I2

Зависимость вероятности распадов $e^+\pi^+\bar{\nu}$ и $e^-\pi^-\nu$ от времени при различных значениях $\Delta\omega = \frac{\Delta M \cdot c^2}{\hbar}$

Как видно из графика (рис.12) зависимость вероятности распадов $R(e^{-}\pi^{+}\bar{\nu})$ и $R(e^{+}\pi^{-}\nu)$ от времени сильно зависит от $\Delta\omega = \frac{Mc^2}{\hbar}$. Поэтому изучение этого эффекта может дать сведения о разности масс K^0 и \bar{K}^0 .

Аналогичная зависимость вероятности от времени $K^0 \rightarrow \mu^{+}\pi^{+}\bar{\nu}$ распада была получена Окунем^[89] на основании предположения, что распадные взаимодействия $\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu$ (а) и $K^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu$ (б) являются первичными, а все остальные взаимодействия, включающие K, μ, ν являются производными от процессов (а) и (б) [90]. Это предположение ведет к запрету распада $K^0 \rightarrow \mu^{-} + \pi^{+} + \bar{\nu}$, причём возможность такого распада появляется в результате превращения K^0 в \bar{K}^0 частицу, распад которой на $\mu^{-} + \pi^{+} + \bar{\nu}$ разрешен.

Интерференционные эффекты можно также изучать, регистрируя не распады и продукты взаимодействия \bar{K}^0 , как это было предложено в [91]. Следует отметить также, что для больших t , когда остается лишь долгоживущая компонента K_2^0 , должна иметь место зарядовая симметрия в распадах K_2^0 , т.е.
$$\frac{R(e^{-}\pi^{+}\bar{\nu})}{R(e^{+}\pi^{-}\nu)} = 1$$

Экспериментальные указания на неинвариантность распадных взаимодействий к зарядовому сопряжению, потребовали пересмотра теории Гелл-Манна и Пайса. Однако основные выводы этой теории остаются в силе, если принять гипотезу о "комбинированной четности". Действительно согласно идеям Ландау^[92], Ли и Янга^[93] в слабых взаимодействиях не имеет место сохранение пространственной (P) и "зарядовой" четности (C) в отдельности, а существует лишь инвариантность к совокупности этих обеих операций (CP) ("комбинированная инверсия" в терминологии Ландау). Тогда состояния K_1^0, K_2^0 могут рассматриваться как собственные состояния комбинированной инверсии с собственными

значениями соответственно $CP=+I$ и $CP=-I$. Поскольку состояние $\pi^+\pi^-$ является четным по отношению к CP - операции распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ оказывается по-прежнему запрещенным. Остаются в силе также все выводы относительно интерференционных явлений в $K^0 \rightarrow e^\pm \pi^\mp \nu$ и $K^0 \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp \nu$ - распадах, рассмотренные выше. Однако при рассмотрении $K_{3\pi}^0$ - распада возникает ряд новых следствий [94 IO6]:

1. Распад $K^0 \rightarrow 3\pi^0$ может иметь место только для $K^0(CP=-I)$, но не для $K^0(CP=+I)$ поскольку состояние $3\pi^0$ асимметрично относительно CP - сопряжения.

2. Распад $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ оказывается в принципе разрешенным для K_1^0 , однако такой распад возможен для состояния $\ell = \ell' = I$ (где ℓ - орбитальный момент). Поэтому этот распад в ~ 100 раз менее вероятен, чем $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, который может происходить в основном состоянии. Если при этом считать вероятности распадов

$$w(K_{3\pi}^+) \text{ и } w(K_{3\pi}^0) \text{ одного порядка, то:}$$

$$\frac{w(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \leq 10^{-5}$$

Появляются также и некоторые другие следствия, которые будут рассмотрены в связи с правилом отбора $|\Delta I| = I/2$ (см. стр 49).

В дальнейшем было показано [97], что существование K_1^0 и K_2^0 компонент с различным временем жизни может следовать из более общих предположений, чем предположение инвариантности распадного взаимодействия при обращении времени. При этом снимаются все отмеченные выше запреты и $K^0 \rightarrow 2\pi$ распад оказывается разрешенным как для K_2^0 , так и для K_1^0 компоненты. И хотя вероятности этих распадов в принципе могут различаться, возникает необходимость как-то объяснить большую разницу во временах жизни этих компонент [98] и ввести какие-то правила отбора, запрещающие распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$.

В случае нарушения CP - инвариантности может также возникнуть зарядовая асимметрия в распадах $K^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$, так что уже не будет сохраняться соотношение:

$$\frac{R(e^-\pi^+\bar{\nu})}{R(e^+\pi^-\nu)} = 1 \quad \text{для } K_2^0 \text{-компоненты.}$$

Первые прямые экспериментальные указания на существование долгоживущей K_2^0 компоненты были получены в работе Ланде и др. [96].

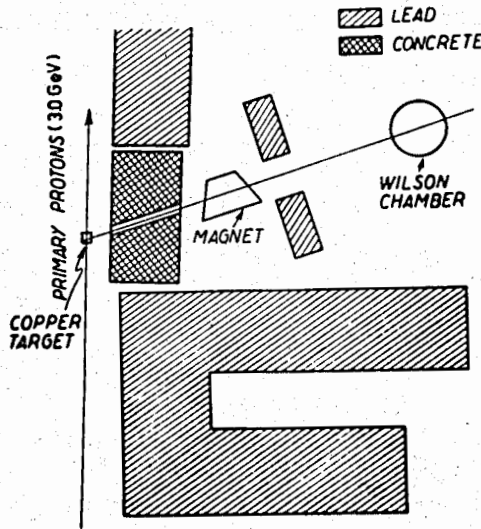


Рис.13

На рис. 13 схематически изображена экспериментальная установка, использованная в этой работе. В пучок нейтральных частиц, рожденных на внутренней мишени космотрона и пропущенных через свинцовый коллиматор помещалась камера Вильсона. Расстояние до мишени было достаточно для того, чтобы по пути распались практически все Λ^0 и $K_{2\pi}^0$ - частицы. Заряженные же частицы, летящие в сторону камеры убирались сильным отклоняющим магнитом (40000 гаусс). В

результате было зарегистрировано 23 V^0 случая, отличных от $K_{2\pi}^0$ и Λ^0 - распадов, причем время жизни для этих случаев оказалось лежащим в пределах $3 \cdot 10^{-9} \tau < 10^{-6}$ сек. Некоторое улучшение условий эксперимента [99][100] дало возможность увеличить число регистрируемых "аномальных" V^0 - распадов и получить более определенные сведения о массе распадающейся частицы и о характере этих распадов.

Было показано, что масса распадающейся частицы близка к массе K - мезона и распад ее происходит преимущественно через $e^+ \pi^- \nu$ и $\mu^+ \pi^- \nu$ состояния, причём некоторые из подобных распадов были твердо идентифицированы.

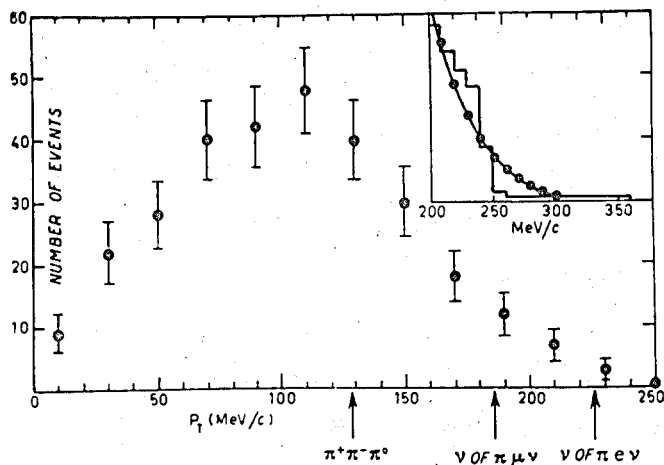


Рис.14

На рис.14 приведено распределение поперечных импульсов положительных, отрицательных и нейтральных продуктов распада долгоживущих K_2^0 частиц. Как видно из графика величина предельного момента совпадает с максимальным моментом в $K^0 \rightarrow e + \pi + \nu$ распаде, который

наряду с $K^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \gamma$ следует считать основными. Конечно, нельзя было кинематически исключить $K^0 \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \pi^0$ распад, однако, такая возможность не принималась во внимание, поскольку подобных распадов среди заряженных K мезонов обнаружено не было.

Было зарегистрировано два случая распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ а также несколько других, которые согласуются с этим распадом, но не противоречат $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$

В таблице приведено число различных распадов идентифицированных брукхавенской группой [100]. Из таблицы видно наличие некоторой зарядовой асимметрии в распадах K_2^0 , что, как указывалось ранее, может быть следствием нарушения CP (или T) инвариантности в K_2^0 -распадах.

Т а б л и ц а

Способ распада	$\pi^+ e^- \gamma$	$\pi^- e^+ \gamma$	$\pi^+ \mu^- \gamma$	$\pi^- \mu^+ \gamma$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$\pi^+ ?$	$\pi^- ?$
Число случаев	10	5	10	2	2	8	7

Общее число распадов с π^+ - 30

-"- с π^- - 16.

Если учесть также, что берклиевской группой среди распадов K_2^0 было зарегистрировано 8 случаев с e^- и ни одного с e^+ , то суммарная зарядовая асимметрия в распадах K_2^0 будет:

$$\frac{w(\pi^+)}{w(\pi^-)} = \frac{38}{16} = 2.4$$

Небольшое число зарегистрированных случаев не позволяет пока делать окончательные выводы о несохранении CP (T). С другой стороны, уже появляются попытки как-то объяснить возможную зарядовую асимметрию, не отказываясь при этом от сохранения CP в слабых взаимодействиях, т.к. в противном случае (CP \neq inv) положение еще больше

осложнится. Однако на этом пути пока не найдено удовлетворительного решения. Так в [179] предлагается возродить теорию дублетов и объяснить возможную асимметрию в распадах K_2^0 интерференцией между τ_2^0 и θ_2^0 . При этом предполагается, что τ^0 и θ^0 разные частицы, что кажется весьма маловероятным после того, как была доказана идентичность τ и θ .

В опытах с космическими лучами также были получены некоторые экспериментальные данные относительно "аномальных" K^0 распадов. В работе [101] с помощью камеры Вильсона наблюдалось 18 аномальных K^0 распадов. В каждом отдельном случае невозможно было однозначно установить тип распада, однако, было показано, что большинство зарегистрированных распадов хорошо согласуется со схемами $K^0 \rightarrow e^+ + \pi^- + \gamma$, $K^0 \rightarrow \mu^+ + \pi^- + \gamma$, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ и возможно $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. Было установлено также, что время жизни этих "аномальных" распадов значительно больше времени жизни обычного K_2^0 распада. Все это дает основания считать эти случаи распадами долгоживущей компоненты K_2^0 .

Что же касается наблюдаемой разницы в числе связанных рождений и угловых распределений K_1^0 и K_2^0 , то она может быть связана с разным временем жизни.

Недавно было получено прямое доказательство существования совместного рождения долгоживущего K_2^0 -мезона и гиперона. На фотографии (схема на рис. 16) полученной с пузырьковой пропановой камерой видны испущенные из точки взаимодействия π^- -мезона с протоном (A):

- 1) γ - квант, дающий электронно-позитронную пару
- 2) Λ^0 - частица, распадающаяся вблизи места взаимодействия (B)

3) K^0 - мезон, претерпевающий 3-х частичный распад на значительном расстоянии, равном десятикратному среднему распадному пробегу

K_1^0 - частицы (С). Таким образом вся совокупность экспериментальных данных свидетельствует о том, что имела место реакция:

$\pi^- + p \rightarrow K_2^0 + \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ с последующим распадом:

$$K_2^0 \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \pi^\mp + \gamma$$

Данные, полученные в работе [103] дают возможность оценить относительное число K^0 претерпевающих $K^0 \rightarrow 2\pi$ распад. При этом учитывались как заряженный ($\pi^+ + \pi^-$), так и нейтральный ($\pi^0 + \pi^0$) распады, а общее число рожденных K^0 определялось в предположении, что имеет место только совместное рождение:

$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0(\Sigma^0) + K^0$ (т.е. по Λ^0 - распадам).

В соответствии с предсказаниями Гелл-Манна и Пайса было получено $\frac{w(K_1^0 \rightarrow 2\pi)}{w(K_2^0)}$ = 0.49 ± 0.08, т.е. половина K^0 распадается, как короткоживущая компонента K_1^0 , а другая половина - K_2^0 в камере не регистрируется вследствие большого времени жизни. В этой же работе был определен нижний предел для времени жизни долгоживущей компоненты ($\tau_{K^0} > 3 \cdot 10^{-8}$ сек).

В одном из последних экспериментов брукхэвенской группы осуществлено непосредственное измерение среднего времени жизни K_2^0 частицы [104, 105]. С этой целью расстояние от мишени до камеры было увеличено с 5.5 м до 21.5 м., что привело к уменьшению числа зарегистрированных K_2^0 - распадов, приходящихся на одно взаимодействие нейтронов, наблюдавшихся в этой же камере. Такие относительные измерения позволили исключить необходимость учитывать поправки на телесный угол, интенсивность пучка первичных частиц и т.д. Спектр скоростей K_2^0 рассчитывался кинематически в предположении совместного рождения K - мезонов и гиперонов на сложных ядрах [107].

В результате было получено: $\tau_{K_2^0} = (8.4 \pm 3.6 \text{ } -2.8) 10^{-8}$ сек.

К настоящему времени осуществлено несколько экспериментов, которые подтвердили существование превращения $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ в вакууме. Так, в соответствии с предсказаниями Пайса и Пиччиони, был обнаружен на значительном расстоянии от мишени случай рождения гиперона, как результат превращения $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ с последующим взаимодействием $\bar{K}^0 + N \rightarrow \Sigma^+ + \pi$ в камере Вильсона [99]. Более определенные доказательства существования процесса Пайса и Пиччиони получены в аналогичном опыте на бэватроне при облучении мишени π - мезонами с энергией меньшей порога рождения \bar{K}^0 - частицы.

При этом изучалось взаимодействие состояния $K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ в пропановой пузырьковой камере, в результате которого было зарегистрировано в общей сложности не менее 14 Λ^0 и 15 $K_2^0 \pi$ распадов [108, 109, 100].

В эмульсионных стопках, облученных на достаточном большом расстоянии от мишени бэватрона было также обнаружено несколько случаев рождения нестабильных частиц [110-115] и образования гиперфрагмента [112] нейтральной частицей. Причем в некоторых случаях [113] оказалось возможным оценить массу этой нейтральной частицы, которая оказалась близкой к массе K - мезона.

Все эти случаи хорошо согласуются с предположением, что нейтральной частицей, вызвавшей взаимодействия является \bar{K}^0 - мезон, "образовавшийся" в результате процесса Пайса-Пиччиони через долгоживущую K_2^0 - компоненту.

Следует отметить, что дальнейшее изучение K_2^0 распадов представляет значительный интерес. Особенно важно исследование зарядовой асимметрии в $K_2^0 \rightarrow e^\pm + \pi^\mp + \nu$ и $K_2^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu$ распадах, которое по-видимому, может решить вопрос о сохранении CP-инвариантности

в слабых взаимодействиях. Подобные результаты можно получить, изучая $3\pi^0$ распады, например, в ксеноновой пузырьковой камере. В этом случае наличие $K^0 \rightarrow 3\pi^0$ распадов с временем жизни равным τ_{K^0} свидетельствовало бы о нарушении CP (T) инвариантности.

Очень важным является также изучение процесса Пайса-Пиччиони и связанных с ним различных интерференционных явлений, которые могут дать сведения о $\Delta m = (m_{K_1^0} - m_{K_2^0})$. Например в работе [II6] обсуждаются интересные экспериментальные возможности, которые могут возникнуть, если медленные переходы с $|S| = 1$ и $|S| = 2$ имеют сравнимую вероятность ($\Delta m \sim 10^{-5} m_c$). В этом случае переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ должен происходить настолько быстро ($\sim 10^{-16} \text{сек}$), что могут иметь место случаи кажущегося нарушения закона сохранения "странности" при рождении. Интересно также предлагаемое в ряде работ экспериментальное изучение различных способов регенерации K_1^0 мезона, например, в результате рассеяния долгоживущего K_2^0 - мезона [II7] или действия на него магнитного поля [II8]. Последнее предложение, однако, имеет чисто академический интерес, поскольку такой процесс возможен только в случае, если магнитный момент и спин K^0 не равны нулю.

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА ГИПЕРОНОВ.

Λ^0 - гиперон.

Основной распад этого гиперона $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ к настоящему времени изучен достаточно подробно. Из последних экспериментальных данных следует отметить новое значение энергии распада $Q_{\Lambda^0} = (37.9 \pm 0.4) \text{ Мэв}$ [75] (вместо 36.9, полученного в прежних работах. Это имеет большое значение для правильного определения

энергии связи Λ^0 в гиперфрагментах, которая, если верить новому значению Q_{Λ^0} , оказывается на 1 Мэв больше.

Первые сведения о нейтральном распаде $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$ были получены в работах [77+80]. Однако, как уже указывалось (см. стр. 17) эти данные никак не могут рассматриваться как экспериментальное доказательство существования распада $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$. Несомненно более доказательными в этом отношении являются случаи, зарегистрированные при облучении пропановой пузырьковой камеры в π^- -мезонном пучке [81]. В этом опыте было получено 5 фотографий рождения K^0 частицы в π^-p -взаимодействии, причем на этих фотографиях помимо $K_{2\pi}^0$ распада, видна конверсия γ -кванта, испущенного на воображаемом пути Λ^0 -частицы. Направление же вылета Λ^0 -частицы однозначно определялось из кинематических соотношений в предположении, что имеет место реакция совместного рождения

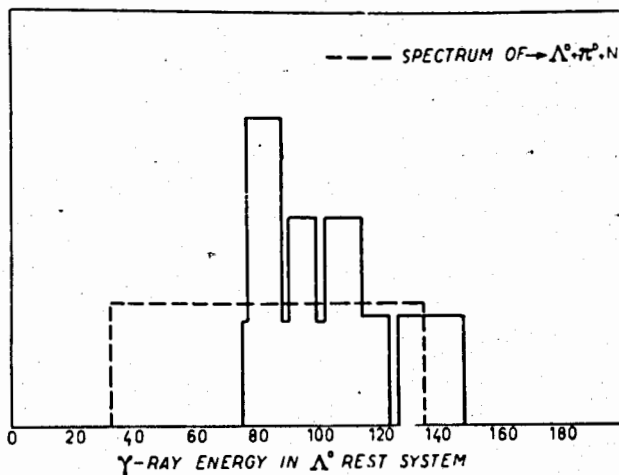


Рис. 15

Энергетическое распределение γ -квантов испущенных в результате нейтрального распада Λ^0 .

Приведенное на рис. 15 энергетическое распределение этих 5 γ -квантов, несмотря на статистическую бедность, позволяет исключить возможность распада $\Lambda^0 \rightarrow n + \gamma$, который дает в системе центра масс моноэнергетические γ -кванты ($E_\gamma = 165$ Мэв) и в то же время не противоречит распаду $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$. Рассчитав вероятность конверсии γ -квантов, авторы получили очень грубую оценку относительного числа Λ^0 , претерпевших нейтральный распад

$$\alpha_{\Lambda^0} = \frac{w(\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0)}{w(\Lambda^0)} = 0.18 \pm 0.09 . \text{ Более точное значение}$$

($\alpha_{\Lambda^0} = 0.32 \pm 0.05$) [61] было получено по отношению числа случаев совместного рождения Λ^0 и K^0 к числу случаев, когда на снимке виден лишь распад $K_{2\pi}^0$, а Λ^0 , как предполагают, распадается на нейтральные продукты и потому не видна.

Среднее время жизни Λ^0 -частицы измерялось во многих работах. В таблицах 4 и 5 приводятся значения, полученные соответственно в опытах с космическими лучами и на ускорителях.

Таблица 4

Среднее время жизни $\times 10^{+10}$	Число случаев	Детектор	Литература
1	2	3	4
3.5 ± 1.2	21	Камера Вильсона с пластинами	I20
2.5 ± 0.7	63	Камера Вильсона в магните	I21
$3.7 \begin{smallmatrix} +3.9 \\ -1.3 \end{smallmatrix}$	26	"-	I22
$3.6 \begin{smallmatrix} +1.1 \\ -0.7 \end{smallmatrix}$	23	"-	I23

1	2	3	4
4.0 $\begin{smallmatrix} +3.7 \\ -1.2 \end{smallmatrix}$	21	Камера Вильсона с пластинами	I24
4.8 $\begin{smallmatrix} +2.6 \\ -1.3 \end{smallmatrix}$	22	Камера Вильсона с пластинами	I25
2.14 $\begin{smallmatrix} +0.8 \\ -0.5 \end{smallmatrix}$	25	"-	I26
3.6 $\begin{smallmatrix} +0.8 \\ -0.5 \end{smallmatrix}$	31	"-	I27
3.5 $\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	232	Среднее взвешенное	

Т а б л и ц а 5

τ_{λ^0} $\times 10^{10}$ сек	Число случаев	Детектор, условия экспери- мента	Литература
2.8 $\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	65	Камера Вильсона в магните космотрона, π^+ (1.9 Бэв)	I28
3.1 ± 0.5 (х)	свыше 25	Пузырьковая Н-камера в пучке K^+ (медл.-Бэватрон)	61
2.24 $\begin{smallmatrix} +0.79 \\ -0.48 \end{smallmatrix}$	29	Пузырьковая C_3H_8 -камера в пучке π^+ (1.1 Бэв) космотрон	83
2.77 ± 0.2	304	Пузырьковая C_3H_8 -камера в пучке π^+ (1,3 Бэв) космотрон	I03
2.80 ± 0.08	свыше 425	Среднее взвешенное	

х) Более точное значение, по сравнению с $(3.25 \pm 0.6) 10^{-10}$ сек., приведенном в [119] на основании 25 случаев. Общее число проанализированных случаев не приводится.

Как видно из таблиц среднее время жизни Λ^0 , измеренное в опытах с космическими лучами заметно больше, чем τ_{Λ^0} , полученное на ускорителях. Одна из возможных причин такого расхождения будет обсуждена в связи с существованием гипотетического Ξ^0 - гиперона (см. стр. 42).

Σ - гипероны.

Существование заряженных Σ - гиперонов с распадами

$\Sigma^+ \rightarrow \begin{matrix} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \end{matrix}$ и $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ было установлено экспериментально сравнительно давно при облучении эмульсии и камер Вильсона в космических лучах.

Однако только в последних экспериментах осуществленных на ускорителях удалось получить более подробные сведения относительно распадных свойств Σ^+ и Σ^- - гиперонов.

Наиболее точные значения среднего времени жизни τ_{Σ} были получены при изучении Σ - гиперонов, рожденных в результате захвата K^- - мезонов в пузырьковых камерах и эмульсиях.

$$\tau_{\Sigma^+} = (0.95 \begin{matrix} +0.31 \\ -0.20 \end{matrix}) 10^{-10} \text{ сек} \quad \tau_{\Sigma^-} = (1.67 \begin{matrix} +0.40 \\ -0.38 \end{matrix}) 10^{-10} \text{ сек}$$

(группа Глазера) 129

$$\tau_{\Sigma^+} = (0.69 \pm 0.10) 10^{-10}; \quad \tau_{\Sigma^-} = (1.6 \pm 0.2) 10^{-10} \text{ сек.}$$

(группа Альвареца) 61

$$\tau_{\Sigma^+} = (0.89 \begin{matrix} +0.14 \\ -0.10 \end{matrix}) \quad (\text{ Висконсинская группа }) 130$$

Среднее взвешенное этих значений приведено в общей таблице

$$\tau_{\Sigma^+} = (0,79 \pm 0,08) 10^{-10} \text{ сек} \quad \tau_{\Sigma^-} = (1,61 \pm 0,15) 10^{-10} \text{ сек.}$$

С удовлетворительной точностью было измерено отношение вероятностей различных способов распада Σ^+ гиперона, которое оказалось близким к I

$$\alpha_{\Sigma^+} = \frac{w(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0)}{w(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+)} = \frac{136}{154} = 0,88 \pm 0,12 \quad (x)$$

В соответствии с теорией Гелл-Манна и Нижджимы, в рамках которой Σ - гиперон выступает как зарядовый триплет ($I = 1$), должен существовать нейтральный Σ^0 - гиперон, очень быстро распадающийся на Λ^0 - частицу и γ - квант. Это последнее обстоятельство очень затрудняет прямое наблюдение Σ^0 - гиперона. Первые косвенные указания на существование Σ^0 - частицы были получены еще в ранних работах [132] [133], когда в 2-х случаях совместного рождения $\pi^+ p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ обнаружилось нарушение закона сохранения импульса. Это кажущееся несохранение легко устранялось, если предположить, что имеет место рождение Σ^0 ($\pi^+ p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$) с последующим распадом $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$. Более определенные сведения относительно существования Σ^0 были получены в работе [134], в которой наблюдался непрерывный спектр Λ^0 - частиц, возникших в результате захвата остановившегося Σ^- протоном. Эти результаты находятся в хорошем согласии с предположением, что имеет место реакция $\Sigma^+ p \rightarrow n + \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ и противоречат $\Sigma^+ p \rightarrow \Lambda^0 + n$, поскольку в последней реакции должны получаться моноэнергетические Λ^0 - частицы ($E_{\Lambda^0} \sim 37$ Мэв). И, наконец, недавно при облучении пропановой камеры в пучке π^- - мезонов было зарегистрировано 3 случая совместного рождения, когда из

x) Суммарные данные из [130] [131]

места взаимодействия π^- - мезона с нуклоном помимо Λ^0 и K^0 вылетает γ - квант, давший электронно-позитронную пару ^{I35}
 (схема на рис. 17).

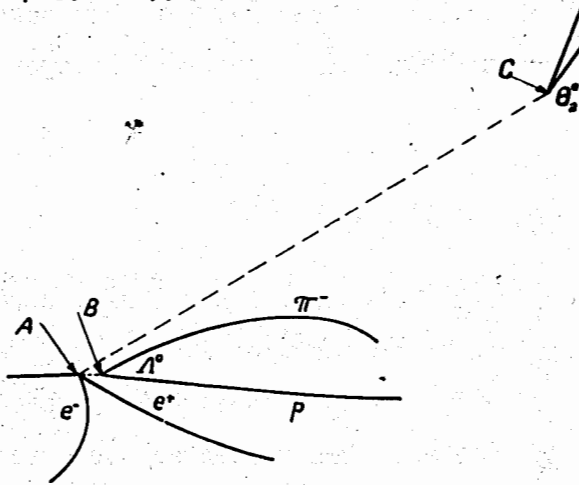


Рис. I6

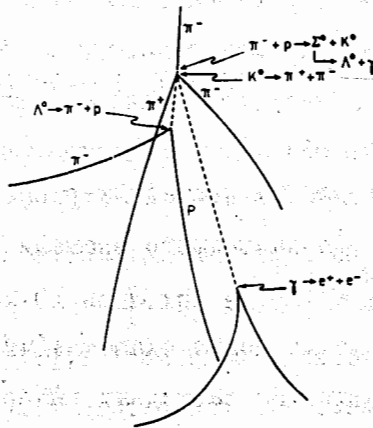


Рис. I7

В [I02] сообщается о том, что зарегистрировано еще 4 подобных случая. Анализ этих 7 случаев дает возможность с хорошей точностью определить энергию распада Σ^0 : $Q_{\Sigma^0} = 78.8 \pm 2.0 \mp 1.2$ Мэв) и массу Σ^0 : $m_{\Sigma^0} = (1194.0 \pm 2 \mp 1.2)$ Мэв.

В последнее время были получены также точные значения массы и для заряженных Σ - гиперонов $m_{\Sigma^+} = (1189.5 \pm 0.3)$ Мэв $m_{\Sigma^-} = (1196.5 \pm 0.4)$ Мэв [136]. Как (неоднократно) указывалось [137] [138, 139], наблюдаемая разница в массах Σ^+ , Σ^- -гиперонов является результатом различия собственной электромагнитной энергии этих барионов, которая связана с аномальным магнитным моментом, подобно тому, как это имеет место в случае нуклона [140, 141]. Используя соотношения, выведенные в [138], и новейшие экспериментальные значения масс Σ^+ , Σ^0 , Σ^- - гиперонов, можно оценить магнитные моменты этих гиперонов, величины которых (в гиперонных магнетонах) приводятся ниже:

$$\begin{array}{lll} \mu_{\Sigma^+} \sim 2 & \mu_{\Sigma^-} \sim 0 & \text{если } \mu_{\Sigma^0} > 0 \\ \mu_{\Sigma^+} = (-7) - (-1) & \mu_{\Sigma^-} = 6 + 7 & \text{если } \mu_{\Sigma^0} < 0 \end{array}$$

Каскадный Ξ^- - гиперон.

Существование Ξ^- гиперона можно считать экспериментально доказанным, хотя число наблюдаемых каскадных распадов $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ (α) $\rightarrow \rho + \pi^-$ исчисляется пока единицами. До настоящего времени зарегистрировано всего 18 случаев (х) [142-151, 153] из них лишь 10 можно считать вполне достоверными, про остальные же можно сказать, что они хорошо согласуются с распадом (α). Большинство каскадных гиперонов зарегистрировано при облучении камер Вильсона в космических лучах, и лишь 4 в эмульсиях, причем в последних случаях распад Λ^0 не наблюдался и идентификация осуществлялась по характерной энергии Ξ^- - распада.

х) Это число не включает 2 случая, зарегистрированных на бэватроне, поскольку в сообщении [4] не приводится никаких подробностей.

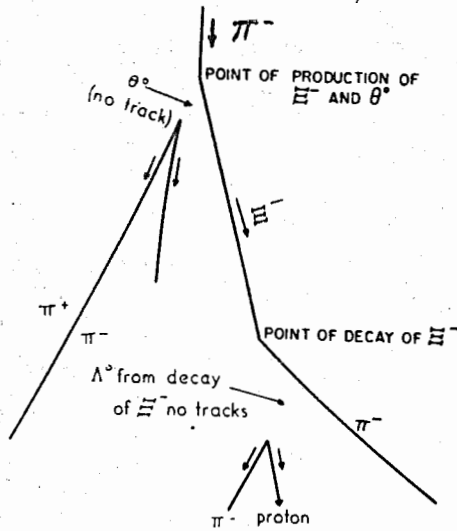


Рис.18

Схема рождения и распада Ξ^- -гиперона [4]

Наиболее ценные сведения относительно свойств Ξ^- - частиц приводятся в работе [53], в которой проанализировано 6 достоверно зарегистрированных Ξ^- - гиперонов. Эти данные дают возможность сделать оценку относительной вероятности рождения Ξ^- , которая составляет по меньшей мере 20% от вероятности рождения Σ^- (при этом учитывались и те возможные случаи, когда распад Λ^0 - частицы, получившейся в результате Ξ^- - распада, происходит за пределами эффективного объема камеры). По-видимому небольшое число зарегистрированных до сих пор случаев Ξ^- объясняется (помимо высокого энергетического порога рождения) еще и малой эффективностью регистрации 2-х последовательных распадов в камере не слишком больших размеров. Только в 5 ранее зарегистрированных случаях возможно очень грубое прямое измерение массы Ξ^- . Однако, поскольку достоверно определена схема распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ в прямых измерениях нет необходимости, и масса Ξ^- может быть достаточно точно определена по энергии распада Q_{Ξ^-} . Среднее взвешенное по 16 случаям распадов Ξ^- даёт:

$$Q_{\Xi^-} = (66,1 \pm 2.5) \text{ МэВ} ; m_{\Xi^-} = (1320 \pm 3) \text{ МэВ}$$

До последнего времени не удавалось сколько-нибудь точно измерить время жизни Ξ^- . Это объясняется тем обстоятельством, что для полной идентификации Ξ^- необходимо видеть также Λ^0 - распад, а это как бы сокращает эффективные размеры, в пределах которых возможно измерение τ_{Ξ^-} . Лишь в работе [53] содержится оценка нижнего и верхнего пределов для τ_{Ξ^-} , сделанная по 7 проанализированным Ξ^- распадам. Эта оценка дает для нижнего предела $\tau_{\Xi^-} = 4.6 \cdot 10^{-10}$ сек.

Оценка верхнего предела была сделана по числу K_1^0 - распадов, не сопровождающихся распадом Ξ^- . При этом предполагалось, что Ξ^- рождается с 2-мя K-мезонами. Эта последняя оценка весьма произвольна и очень груба и вряд ли заслуживает серьезного внимания. Несмотря на значительно больший фазовый объем до сих пор не было зарегистрирован распад $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-(I)$. Отсутствие подобного распада привело Гелл-Манна и Пайса к предположению, что для распадов, в которых участвуют сильно взаимодействующие частицы, существует правило отбора $|\Delta S| = 1$, запрещающее распады (типа I) с изменением "странности" на 2 единицы. Это правило отбора требует, чтобы странность Ξ^- - гиперона была $S_{\Xi^-} = -2$, т.к. продукты его распада Λ^0 и π^- имеют суммарную "странность" -1 (x).

х) В пользу $S = -2$ казалось бы говорит наблюдаемый случай рождения Ξ^- с 2-мя K^0 - мезонами [15].

Однако этот факт не следует переоценивать поскольку: во 1-х, нет доказательств, что оба мезона K^0 , а не \bar{K}^0 ; во 2-х, известны случаи кажущегося нарушения странности, когда K^0 - мезоны распадаются по-видимому за пределами камеры, например, случай рождения Ξ^- с одним K^0 - мезоном [152], [4].

Принимая во внимание известное соотношение :

$$Q = I_3 + \frac{N}{2} + \frac{S}{2}$$

(где Q - заряд, I_3 - третья компонента изотоп-спина, N - число барионов минус число антибарионов) и подставляя $S_{\Xi} = -2$ можно определить $I_3 = -1/2$. Отсюда следует, что при этих предположениях Ξ - гиперон является зарядовым дублетом, т.е. наряду с $\Xi^- (I_3 = -1/2)$ должен существовать $\Xi^0 (I_3 = +1/2)$.

Преимущественным распадом этой гипотетической частицы является по-видимому трудно наблюдаемый распад $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. Поэтому то обстоятельство, что подобная частица не была до сих пор обнаружена никак не может служить доводом против существования Ξ^0 . В связи с возможным существованием Ξ^0 частицы следует обратить внимание на заметное различие времени жизни Λ^0 регистрируемых в космических лучах ($\tau_{\Lambda^0} = 3.5 \pm 0.3$) 10^{-10} и Λ^0 - частиц, искусственно получаемых на ускорителях ($\tau_{\Lambda^0} = (2.8 \pm 0.1) 10^{-10}$ сек). В первом случае, помимо Λ^0 , рожденных непосредственно в первичном акте, могут быть зарегистрированы Λ^0 , возникшие в результате наблюдаемого распада $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$.

Первичное взаимодействие, в котором рождаются гипероны, при этом как правило не наблюдается, поэтому различить эти 2 сорта Λ^0 - частиц не представляется возможным. Это обстоятельство должно привести к кажущемуся увеличению измеряемого τ_{Λ^0} по сравнению с действительным, причем это увеличение зависит от соотношения вероятности рождения с последующим распадом Ξ^0 и Λ^0 - частиц.

х) В рамках схемы Гелл-Манна и Нижджимы существует в принципе и еще одна возможность: приписать Ξ изотоп-спин $I = 0$, что ведет к изотопическому синглету с $S = -3$. В этом случае можно было бы видоизменить правило отбора: считать разрешенными распады с $|\Delta S| = 1, 2$ и запрещенными $|\Delta S| = 3$.

В то же время на ускорителях экспериментаторы имели до сих пор дело с "чистыми" в этом смысле Λ^0 - частицами, т.к. Ξ^0 - гиперон не мог быть рожден по энергетическим соображениям.

Отмеченный факт может свидетельствовать в пользу существования Ξ^0 , хотя, разумеется, возможность какой-нибудь систематической ошибки в данном случае не может быть исключена.

Каскадный гиперон является наиболее экзотическим и в то же время наименее изученным из всех гиперонов, поэтому дальнейшее изучение его свойств представляет исключительный интерес. Помимо исследования обычных распадных свойств Ξ^- , важные сведения может дать также исследование характера взаимодействия каскадного гиперона с веществом. Так, если "странность" Ξ^- - частицы действительно (-2), то при захвате каскадного гиперона протоном ядра может иметь место реакция

$\Xi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0$ (*). При этом имеется определенная вероятность того, что обе Λ^0 будут захвачены ядром, а энергия возбуждения (~ 30 Мэв) высветится в виде γ - квантов и нуклонов. Изучение такого "двойного" гипер-ядра предоставляет редкую возможность получить какие-то сведения о $\Lambda^0 \cdot \Lambda^0$ - взаимодействии.

Аномальные распады гиперонов.

В некоторых теоретических работах обсуждается возможность других типов распадов гиперонов, отличных от уже изученных [154, 155].

(*) Согласно модели М.А. Маркова [153], в которой гипероны рассматриваются как возбужденные состояния нуклона, а "странность" характеризует степень этого возбуждения, вероятность такого процесса ничтожно мала.

Так в [154] приводятся расчеты, использующие универсальное взаимодействие Ферми, которые дают для относительной вероятности лептонных распадов $\Lambda \Sigma \Xi$ - гиперонов соответственного 0.02, 0.05 и 0.50. Однако до настоящего времени ни одного распада гиперона с участием лептонов зарегистрировано не было. В работе [119] велись безуспешные поиски распадов типа $\Lambda^0 \rightarrow e^- + p + \nu$ и был определен верхний предел для возможного существования подобных распадов (2%). Упомянутые распады, также как и распады типа $\Lambda^0 \rightarrow e^+ + e^- + n$ не были обнаружены и среди распадов долгоживущих нейтральных частиц [100]

Несохранение четности при распаде гиперонов.

В опытах, проведенных в Колумбийском университете [2, 3] показано несохранение четности лишь для распадов с участием нейтрино, которое многие считали ответственным за этот эффект [156, 93, 157]. Поэтому значительный интерес представляла экспериментальная проверка несохранения четности в безнейтринных распадах, например, в распадах гиперона. На принципиальную возможность проверить сохраняется ли четность в гиперонных распадах было впервые указано Ли и Янгом [10]. В дальнейшем эта возможность разбиралась и обсчитывалась в ряде теоретических работ [158, 159, 160]. Недавно появились экспериментальные работы, в которых в соответствии с предложениями Ли, Штейнбергера и др [161] были изучены корреляции между углами рождения и распада в процессах:

- 1) $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
- 2) $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$

Основные результаты этих экспериментов сводятся к следующему:

1) Обнаружена значительная асимметрия "вверх-вниз" в распаде поляризованных при рождении Λ^0 - частиц, что указывает на несохранение четности.

Среднее взвешенное (по результатам 3 работ [162-170]) значение

$$\bar{P} \cdot \alpha = \frac{N_{\text{вверх}} - N_{\text{вниз}}}{\frac{1}{2}(N_{\text{вверх}} + N_{\text{вниз}})} = 0.52 \pm 0.10$$

где $N_{\text{вверх}}$ и $N_{\text{вниз}}$ - число π^- - мезонов распада, испущенных соответственно вверх или вниз относительно плоскости рождения, \bar{P} - средняя поляризация Λ^0 при рождении, а α - степень асимметрии, связанной с несохранением четности. Имеется возможность оценить верхний предел поляризации \bar{P} , если учесть угловое распределение Λ^0 - частиц при рождении. Принимая во внимание лишь S - и P - волны и используя данные Адэра [171] по анизотропии "вперед-назад" при рождении Λ^0 - частиц (2.9 ± 0.4) можно получить верхний предел для поляризации: $\bar{P} \leq 0.78 \pm 0.03$. Отсюда, учитывая экспериментальное значение $\bar{P} \alpha$; появляется возможность определить нижний предел $\alpha \geq 0.67 \pm 0.13$. Вероятность того, что наблюдаемый эффект является результатом статистических флуктуаций равна $\sim 10^{-5}$.

2) Полученный результат свидетельствует, также о том, что при Λ^0 - распаде не сохраняется не только четность (P), но и инвариантность к зарядовому сопряжению (C).

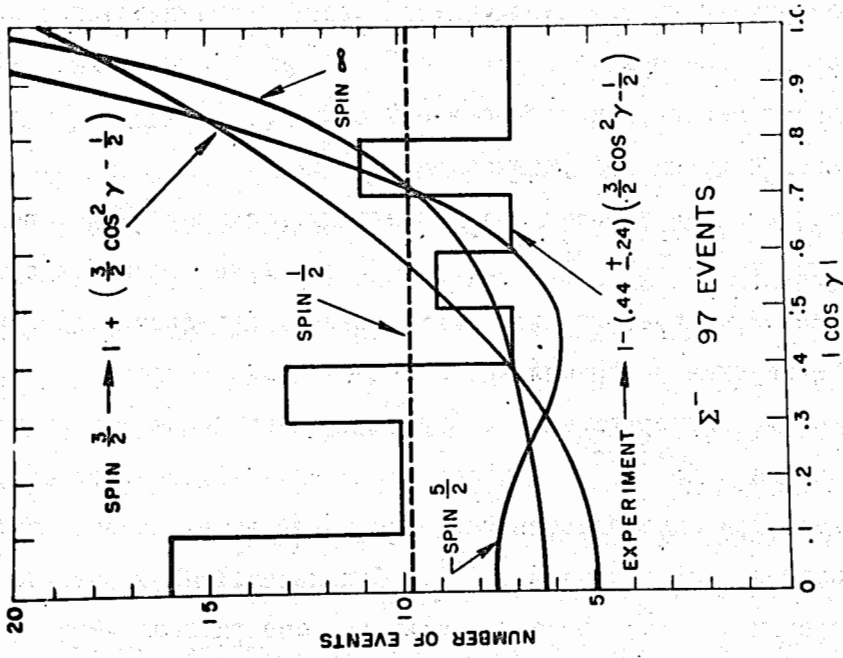
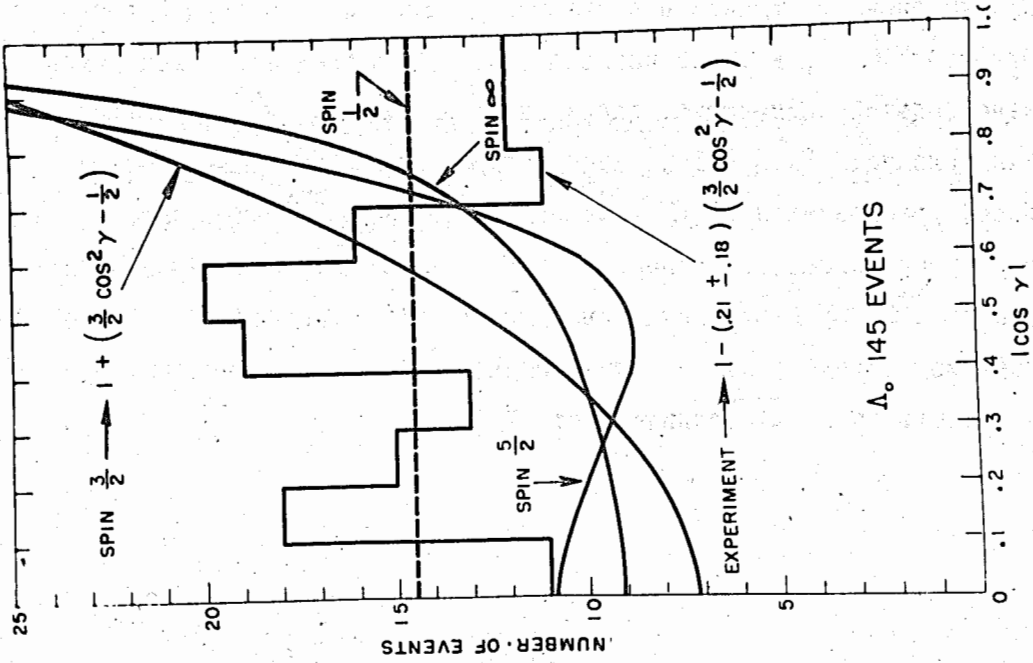
Для того, чтобы это показать Гатто [172] воспользовался теоремой Ли, Эме и Янга [97], согласно которой в случае сохранения C не может возникнуть асимметрия, связанная с псевдоскаляром $\vec{b}_{\Lambda^0} \cdot \vec{p}_{\pi^-}$, если пренебречь взаимодействием в конечном состоянии. Гатто вычислил

максимально допустимую при сохранении C асимметрию, вызванную взаимодействием продуктов распада Λ^0 - протона и π^- - мезона, которая оказалась $\alpha \leq 0.18 \pm 0.02$. Очевидно, что эта величина несовместима с экспериментальным значением $\bar{P}\alpha = 0.52 \pm 0.10$, т.к. \bar{P} не может быть больше единицы. Отсюда следует несохранение инвариантности к зарядовому сопряжению C при распаде Λ^0 -частицы.

3) Анализ 287 случаев не обнаружил заметной асимметрии, связанной с несохранением чётности при распаде Σ^- -гиперона. Этот результат представляется довольно странным, если учесть значительную асимметрию при Λ^0 -распаде, однако, он может быть вызван отсутствием поляризации при рождении Σ^- .

Спин гиперонов.

Известно, что в свое время в ряде работ [173, 174] была обнаружена сильная корреляция между плоскостями рождения и распада Λ^0 -частицы, что свидетельствовало о том, что спин Λ^0 больше $1/2$. Дальнейшее изучение угловых распределений одного из продуктов распада гиперонов относительно направления π^- - мезона, вызывающего рождение, не подтвердило полученных ранее экспериментальных данных [83, 84, 175, 130]. Как было указано в [176] наилучшим образом интерпретируемые результаты получаются, если ограничиться анализом только случаев рождения гиперонов под углами близкими к 0° и 180° . В этом случае орбитальный угловой момент $m_l = 0$, что в значительной степени упрощает анализ и делает его однозначным. Подобный анализ был осуществлен в [175]; результаты его приводятся на рис. 19 и 20.



Как видно из сравнения экспериментальных данных с угловыми распределениями, рассчитанными для различных значений спина, наилучшее согласие получается, если положить для Λ^0 и Σ^- спин $1/2$. Для спина $3/2$ имеет место расхождение в 6-7 стандартных ошибок, а для больших значений спина эта разница еще больше.

При исследовании углового распределения распадов Σ^- , рожденных в реакции $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$ [130] также не было обнаружено ранее замеченной асимметрии, что опять-таки свидетельствует о спине $1/2$ [61]. Измерение отношения числа безмезонных распадов к числу мезонных распадов гиперфрагментов (φ) может в принципе также дать сведения о спине Λ^0 [177]. Последние данные хорошо согласуются с $\sigma_{\Lambda^0} = 1/2$, хотя при анализе возникают некоторые затруднения с интерпретацией безмезонных распадов [178]. Дополнительный теоретический анализ, сделанный в предположении сильного несохранения чётности при Λ^0 -распаде (что и имеет место в действительности) показал, что экспериментальное значение φ можно согласовать с рассчитанным только при $\sigma_{\Lambda^0} = 1/2$ [180]. Более общее рассмотрение соотношения величины спина и степени несохранения чётности было осуществлено Ли и Янгом [181], которые показали, что из наблюдаемой экспериментально большой асимметрии "вверх-вниз" в распаде Λ^0 -частицы однозначно следует $\sigma_{\Lambda^0} = 1/2$. Как указал Гатто [182] полный анализ углового распределения π^- -мезона от распада Ξ^- может дать сведения о спине каскадного гиперона. Однако число зарегистрированных случаев Ξ^- -распадов слишком мало, чтобы можно было бы сделать какие-либо определенные выводы о спине Ξ^- . Пока нет никаких оснований считать спин Ξ^- отличным от $1/2$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПРАВИЛА ОТБОРА

$$|\Delta I| = I/2$$

Отсутствие распада $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$ энергетически более выгодного, чем наблюдаемый $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, может означать, что в слабых взаимодействиях, в которых участвуют только сильно взаимодействующие частицы, "странность" может измениться только на единицу ($|\Delta S| = 1$) или $|\Delta I_3| = I^x$. Это обстоятельство было отмечено Гелл-Манном и Пайсом [189], которые обобщили это правило отбора, предположив, что в слабых взаимодействиях подобного типа имеет место также $|\Delta I| = I/2$. Это предположение влечет за собой ряд следствий, которые могут быть проверены экспериментально.

1) Правило отбора $|\Delta I| = I/2$ запрещает распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, в то же время $K^0 \rightarrow 2\pi$ - распад оказывается разрешенным xx) [184]. Таким образом, в рамках этого правила отбора находит объяснение большая разница в вероятностях этих распадов, обнаруженная экспериментально

х) Строго говоря, это рассуждение справедливо, если $S_{\Xi} = -2$, однако в принципе возможность $S_{\Xi} = -3$ не может быть исключена в настоящее время.

xx) При этом в соответствии с экспериментом предполагается, что спин К-мезонов равен 0 (чётный).

2) С другой стороны оцененная из опыта относительная вероятность нейтрального распада K^0 - мезона: $\alpha_{K_2^0 \pi^0} = \frac{w(K_2^0 \rightarrow 2\pi^0)}{w(K_2^0 \rightarrow 2\pi)} = 0.14 \pm 0.06$ находится в явном противоречии с правилами отбора $|\Delta I| = 1/2$, согласно которому $\alpha_{K_2^0 \pi^0} = 1/3$ [185]. Для того, чтобы удовлетворить экспериментальному значению $\alpha_{K_2^0 \pi^0}$ надо привлекать также переходы $\Delta I = 3/2$ и даже $\Delta I = 5/2$.

3) В соответствии с правилом $|\Delta I| = 1/2$, должно иметь место следующее соотношение между вероятностями $K_{3\pi}^+$ и $K_{3\pi}^0$ распадов [186] [187] $\alpha_{K_{3\pi}^+} = \frac{w(\pi^+ \pi^+ \pi^0)}{w(\pi^+ \pi^+ \pi)} = 1/4 \cdot 1.295 = 0.325^x$. Это соотношение справедливо при условии симметричности волновой функции 3π -мезонов относительно перестановки импульсов π -мезонов, что, по-видимому, соответствует действительности [186, 184]. Эксперимент дает значение $\alpha_{K_{3\pi}^+} = 0.32 \pm 0.08$, хорошо согласующееся с приведенным выше [11].

4) Из правила $|\Delta I| = 1/2$ следует, что вероятности 3π -распадов K^+ и K^0 должны быть одного порядка ($\tau \sim 10^{-7}$ сек.) при условии, что преобладающим состоянием 3π является $I = 1^{xx}$. Из этого правила отбора вытекают также и другие следствия относительно распада долгоживущей K^0 - компоненты, а именно:

$\alpha_{K_{3\pi}^0} = \frac{w(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^0)}{w(K_2^0)} = 0.2$ (а) $\alpha_{K_{3\pi}^0} = \frac{w(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{w(K_2^0)} = 0.3$ (б)

х) Коэффициент 1,295 - поправка на различный фазовый объем этих распадов.

xx) Экспериментально найденное соотношение $K_{3\pi}^+ / K_{3\pi}^0$ показывает, что это действительно так.

(если преобладающим является состояние с $I = 1$) [186, 105].

Существующие экспериментальные данные не противоречат количественным оценкам для $\alpha_{K_{3\pi}^0}(a)$ хотя вследствие малого числа зарегистрированных случаев пока нельзя говорить о каком-то согласии. Что же касается величины $\alpha_{K_{3\pi}^0}(\delta)$, то о ней вообще ничего нельзя сказать, поскольку $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ распад обнаружен еще не был.

5) Правило отбора $|\Delta I| = 1/2$ требует, чтобы относительная вероятность нейтрального распада Λ^0 была

$$\alpha_{\Lambda^0} = \frac{w(\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0)}{w(\Lambda^0)} = \frac{1}{3}, \text{ что находится в хорошем согласии}$$

с экспериментом ($\alpha_{\Lambda^0} = 0.32 \pm 0.05$) [61].

6) Значительно более сложной в отношении правила $|\Delta I| = 1/2$ оказалась ситуация распадом Σ^- гиперона. Поначалу казалось, что экспериментальные значения $\alpha_{\Sigma^-} = \frac{w(\Sigma^- \rightarrow p + \pi^0)}{w(\Sigma^- \rightarrow n + \pi^0)} = 0.88 \pm 0.12$

и $\beta = \frac{\tau_{\Sigma^+}}{\tau_{\Sigma^-}} = 2.2$ несовместимы, если принять правило отбора $|\Delta I| = 1/2$ [187, 188]. Включение произвольных членов, учитывающих несохранение четности, значительно расширило пределы возможных значений α_{Σ} и β так, что оказалось возможным удовлетворить правилу $|\Delta I| = 1/2$ [189, 190]. Однако при этом следует предположить значительную степень несохранения четности, что должно привести к заметной асимметрии при Σ^- распаде [191]. Тем не менее в последних экспериментах не удалось обнаружить сколько-нибудь ощутимую асимметрию, связанную с несохранением четности

при распаде Σ^- , так что вопрос о справедливости правила $|\Delta I| = 1/2$ в применении к Σ - распадам остается пока открытым.

Таким образом на основании существующего экспериментального материала невозможно сделать однозначный вывод о том, действительно ли распадное взаимодействие преобразуется в изотопическом пространстве как сферический тензор ранга $1/2$, или же правило отбора $|\Delta I| = 1/2$ (применительно к распадам с участием сильно взаимодействующих частиц) несправедливо.

" НОВЫЕ " ЧАСТИЦЫ .

Время от времени в литературе появляются сообщения о существовании новых частиц, отличных от известных до сих пор мезонов и гиперонов.

Значительный интерес вызвало обнаружение в космических лучах частицы с массой $\sim 550 m_e$ / (540 ± 35) / [192]. Было зарегистрировано 11 таких частиц, в подавляющем большинстве (9) отрицательных по знаку, которые останавливались в камере Вильсона, не давая при этом никаких вторичных частиц. Обращает на себя внимание тот факт, что частицы не являются результатом взаимодействия внутри камеры или над ней, а попали в камеру, по-видимому, извне. Это позволяет предполагать, что обнаруженные частицы могут быть продуктами распада какой-нибудь другой нестабильной частицы. Такой нестабильной частицей из числа известных могут быть K - мезон или Ξ - гиперон. Однако тщательные поиски частицы с массой $500 m_e$ среди продуктов распада $5000 K^+$ - мезонов не дали положительных результатов [193]. Среди частиц, генерируемых в мишени бэватрона, также не были обнаружены мезоны с массой $500 m_e$, что дало возможность

оценить верхний предел сечения рождения этих частиц ($\sim 1/300$ от сечения рождения K - мезонов) [129].

Таким образом вопрос о существовании частиц с массой $500 m_e$ следует считать пока открытым.

В другой работе [194] с помощью камеры Вильсона, облученной в космических лучах, было зарегистрировано 2 случая распада нейтральной частицы на две заряженных, из которых одна, по-видимому, тяжелей π - мезона и в свою очередь распадается и дает слабо ионизирующую частицу. Авторы предполагают, что имел место распад сверхтяжелого мезона в соответствии со схемой $\lambda^0 \rightarrow \pi + K + 10 \text{ Мэв}$ ($m_{\lambda^0} \sim 1270 m_e$) с последующим распадом K - мезона. При этом новая частица рассматривается, как возбужденное связанное состояние K - частицы и π - мезона, для чего была привлечена модель, которая была в свое время предложена Пауэлом [195]. Следует отметить однако, что подобная интерпретация далеко не однозначна поскольку нет определенных данных о природе предполагаемого K - мезона. Поэтому, например, возможность аномального распада $K \rightarrow 2\pi + \gamma$ с последующим распадом одного π - мезона не может быть исключена.

Экспериментальные указания в пользу возможного существования сверхтяжелого мезона содержатся также и в [196]. В этой работе при просмотре эмульсии, облученной в стратосфере, была обнаружена звезда из которой вылетает медленная заряженная частица. Взаимодействуя она дает начало 2 трэкам, один из которых авторы приписывают K^- - мезону. Основанием для этого служит измерение массы этой частицы (1160 ± 180) m_e . Трэк предполагаемого K^- - мезона прослежен до конца, однако никаких заряженных частиц в конце трэка обнаружено не было. Согласно предположениям авторов описанный случай следует интерпретировать, как

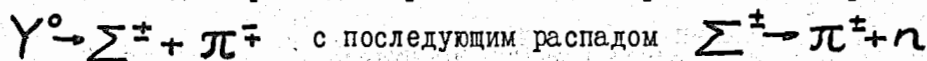
взаимодействие сверхтяжелого мезона (с $m \geq 1400 m_e$), в результате которого испускается К - мезон. В более ранних работах [198, 199] было описано еще 2 случая, которые могут быть интерпретированы как К - мезонный распад сверхтяжелого мезона. Причём в этих обоих случаях как и в предыдущем К - мезон дает в конце своего трека безлучевую звезду. Вероятность такого совпадения, если учесть относительное число безлучевых K^- - звезд ($\sim 0,18$), оказывается ничтожной ($6 \cdot 10^{-3}$). Это странное обстоятельство можно объяснить, предположив, что продуктом распада является не К - мезон, а неизвестный до сих пор фермион с массой близкой к массе К, возникший в результате распада К - частиц. Такой фермион при остановке как правило не должен давать каких-либо видимых продуктов взаимодействия подобно тому, как это имеет место при захвате μ - мезона ($\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ х).

Описанные в [198, 199] случаи также как и случай [197] могут быть также интерпретированы как распад (или взаимодействие) сверхтяжелого гиперона $Y \rightarrow K + \Lambda (N)$. Следует указать, что в рамках схемы Гелл-Манна возможно существование подобного отрицательного заряженного гиперона со странностью $S = -3$ (изотопический синглет), который распадался бы на К - мезон и Λ / Σ / или на π - мезон и Ξ - частицу. " Сверхтяжелые " мезоны, дающие в результате распада К - частицу также могут быть включены в схему Гелл-Манна, как изотопические синглеты с $S = +2$ или $S = -2$.

Недавно в камере Вильсона наблюдался случай, который по мнению авторов наилучшим образом согласуется с предположением, что имеет

х) Следует напомнить, что зарегистрированные группой Алиханяна частицы с массой $\sim 550 m_e$ также не дают при остановке видимых следов.

место каскадный распад сверхтяжелого нейтрального гиперона [200]



Однако этот случай не противоречит другой возможности, которая уже обсуждалась ранее, а именно:



Более того, могло иметь место просто взаимодействия \bar{K}° на ядрах газа камеры $\bar{K}^{\circ} + N \rightarrow \Sigma^{\pm} + \pi^{\mp}$.

Для этого гипотетического " супер-гиперона" Y° нет места в схеме Гелл-Манна-Нижджимы. для описания Y° в рамках упомянутой схемы надо было бы ввести помимо "странности" ещё одно квантовое число.

Следует упомянуть также о распаде с аномально большой энергией Q , который также был зарегистрирован в космических лучах с помощью камеры Вильсона [201]. В результате этого распада под углом 95° к направлению движения распадающейся частицы испускается положительная частица с $p = (352 \begin{smallmatrix} +94 \\ -61 \end{smallmatrix})$ Мэв/с (поперечный импульс $p_{\perp} = 351$ Мэв/с). Ни один из известных до сих пор распадов нестабильных частиц не может дать такой большой энергии распада, поэтому авторы затрудняются сделать какой-либо вывод относительно природы распавшейся частицы.

Из возможных распадов наилучшее согласие с экспериментальным значением p_{\perp} даёт распад $\Xi \rightarrow n + \pi$ ($p_{\perp} \sim 320$ Мэв/с), однако, в этом случае следовало бы предположить существование положительных каскадных гиперонов.

Л и т е р а т у р а

1. Lee, Yang Phys.Rev. 104, (254) 1956.
2. Wu, Ambler et al. Phys.Rev. 105, (1413) 1957.
3. Garrin, Lederman Phys.Rev. 105, (1415) 1957.
4. Science News Letters Febr. 15. 1958.
5. Alexander, Wataghin Nuov. Cim. 7, (128) 1958.
- ✓ 6. Crawford, Cresti, Good et al. Phys.Rev. 108, (1102) 1957.
- ✓ 7. Plano, Samios, Steinberger et al. Phys. Rev. 108, (1553) 1957.
8. Lee, Orear Phys. Rev. 100, (932) 1955.
9. Lee, Yang Phys. Rev. 104, (254) 1956.
10. Lee, Yang Phys. Rev. 104, (822) 1956.
11. Alexander, O'Ceallaigh et al. Nuov. Cim. 6 (478) 1957.
12. O'Ceallaigh, Alexander 7 Рочестерская конференц. (вып. VIII) 1957г.
13. O'Ceallaigh Phil. Mag. 42 (1082) 1951.
14. Yekutieli, Kaplon, Hoang Phys.Rev. 101 (506) 1956.
15. Yekutieli, Kaplon, Hoang Phys. Rev. 101 (1834) 1956.
16. Crussard. 6-й Рочестерской конференции (1956г.)
17. Kodama, Sugahara, Wakasa. Progr. Teor. Phys. 16, (64) 1956.
18. Sugahara, Wakasa, Yonezawa Progr. Teor. Phys. 17, (1) 1957.
19. Wakasa, Kodama, Sugahara Nuov. Cim. 5, (285) 1957.
20. Gell-Mann, Rosenfeld; Annal. Rev. Nucl. Science 7, (446) 1957.
21. Heckman, Smith, Barkas Nuov. Cim. 4, (51) 1956.
22. Levi, Setti, Slater Материалы 7-й Рочест. конференции (1957).
23. Whitehead, Stork et al. UCRL - 3295 (1956).
24. Harris, Lee, Orear, Taylor Phys.Rev. 108, (1561) 1957.
25. Mezzetti, Kenffel Phys. Rev. 95, (859) 1954.
26. Mezzetti, Kenffel Nuov. Cim. 4, (1096) 1956.
27. Barker, Binnie, Hyams et al. Phyl. Mag. 46 (307) 1955.
28. Binnie, Hyams, Barker et al. Supl. Nuov. Cim 4, (597) 1956.
29. Kenffel, Morris, Stitt et al. Phys.Rev. 108, (1584) 1957.
30. Robinson Phys.Rev. 99 (1606) 1955.
31. Fitch, Motley Phys.Rev. 101, (496) 1956.
32. Motley, Fitch Материалы 6-й Рочест. конференции (1956г.)

33. Orear, Harvis, Taylor Phys.Rev. 100, (932) 1955.
34. Alvarez, S. Goldhaber, Crawford et al. Phys.Rev. 101, (503) 1956.
35. Crawford, Alvarez, Материалы 7-й Рочест.конф.(VIII) 1957г.
36. Alvarez, S. Goldhaber Nuov.Cim. 2, (344) 1955.
37. Harris, Orear, Taylor Phys.Rev. 100, (932) 1955.
38. Hoff, Chupp, S. Goldhaber, G. Goldhaber Phys.Rev. 99, (1617) 1955.
39. Bhowmik, Evans, Nilsson Nuov.Cim. 5 (994) 1957.
40. Hoang, Kaplan, Yekutielli, Phys. Rev. 105, (278) 1957.
41. O'Seallaigh Материалы 7-й Рочест.конф. (VIII) 1957г.
42. Treiman, Wyld Phys.Rev. 106, (1320) 1957.
43. "G-stack collaboration" Материалы конференции в Пизе (1955).
44. Eisler, Plano, Steinberger et al. Phys. Rev. 107(324) 1957.
45. Peterson Phys.Rev. 105, (693) 1957.
46. Dalitz Phil.Mag. 44(1068) 1953.
47. Orear, Harris, Taylor Phys.Rev. 102, (1676) 1956.
48. Шапиро, Долинский, Мишакова ЖЭТФ, 32 (173) 1957г.
49. Orear Phys.Rev. 106, (834), 1957.
50. Baldo-Ceolin, Bonetti, Greaning et al. Nuov.Cim. 6,(84) 1957.
51. Dalitz Phys.Rev. 99, (915) 1955.
52. Hoang Phys. Rev. 105, (278) 1957.
53. Trilling, Neubauer Phys.Rev. 104, (1688) 1956.
54. Weldman UCRL - 3507 (см.также Supl.Nuov.Cim. 4,(541)1957.
55. Expong, G. Goldhaber Phys.Rev. 102, (1187) 1956.
56. Armanteros, Aster et al. Supl.Nuov.Cim. 4, (541) 1957.
57. Eisenberg, Koch et al. препринт E-4I, 1958г.
58. Lohrmann, Nicolic et al. Nuov. Cim. 7, (163) 1958.
59. Arnold, Ballam, Reynolds Phys.Rev. 100, (295) 1955.
60. Barkas. Материалы 7 Рочестерской конференции (УП, 1957г.)
61. Alvarez. Материалы 7-й Рочестерской конференции (УП) 1957г.
62. York, Leighton, Byrnerud Phys.Rev. 95, (159) 1954.

63. Leighton, Trilling Phys.Rev. 100, (1468) 1955.
64. Barkas, Dudziak, Giles et al. Phys.Rev. 105, (1417)1957.
65. Fry, Schneps, Snow, Swami et al. Phys.Rev. 104,(270)1956.
66. Furnichi, Sawada, Yonezawa Nuov. Cim.6,(1416)1957.
67. Mc'Dowell Nuov.Cim.6, (1445) 1957.
68. Okun Nucl.Physics. 5, (455) 1958.
69. Furnichi Nuov.Cim. 7, (269) 1958.
70. Werle Nucl.Physics 6, (1) 1958.
71. Вайсенберг, УФН УП вып.3 (36I) 1955г.
72. Dalitz Reports on Progress in Physics XX, (163) 1957.
73. Franzinetti, Morpurgo Supl.Nuov.Cim.2, (525) 1957.
75. D'Andlau, Armenteros Nuov.Cim. 6, (1135) 1957.
76. Schwartz. Материалы 7-й Рочестерской конференц. VI (1957)
77. Garwin Phys.Rev. 90, (275) 1955.
78. Collins. Материалы 5-й Рочестерской конференции (1955)
79. Osher, Mayer, Parker. Материалы 6-й Рочест.конф. (1956)
80. Ridgeway, Berlay, Collins Phys. Rev. 104 (513) 1956.
81. Plano, Samios, Steinberger Nuov.Cim. 5, (216) 1957.
82. Blumenfeld, Boldt, Bridge et 'al. Bull.Amer.Phys.Soc. II 2, (236) 1957.
83. Brown, Glaser, Perl et al. Phys. Rev. 108 (1036) 1957.
84. Gupta, Chang, Snyder Phys. Rev. 106, (141) 1957.
85. Gell-Mann, Pais. Phys.Rev. 97, (1387) 1955.
86. Pais, Piccioni Phys.Rev. 100, (1487) 1955.
87. Даныш, Понтекорво, ЖЭТФ, 32 (398) 1957г.
88. Treiman, Sachs Phys.Rev. 103, (1545) 1956.
89. Окунь . ЖЭТФ, 32 (402) 1957г.
90. Schwinger "On the properties of K-mesons" (preprint).
91. Try, Sachs (preprint F-95) 1958.
92. Ландау, ЖЭТФ , 3I (405) 1957г.
93. Lee, Yang Phys. Rev. 105, (1671) 1957.
94. Pais,Treiman Phys.Rev. 106, (1106) 1957.
95. Freiman, Pais Phys. Rev. 105, (1616) 1957.
96. Lande, Booth, Lederman et al. Phys.Rev. 103, (1901)1956.

97. Lee, Oehme, Yang Phys. Rev. 106, (940) 1957.
98. Okubo Bull. Amer. Phys.Soc. 3, (12) 1958.
99. Ohinowsky, Lande, Lederman Phys.Rev. 105,(1925) 1957.
100. Lederman. Материалы 7-й Рочестерской конференции, 1957г.
(см.также Lande /Preprint CU-166 March 1958).
101. Kadyk, Trilling, Leighton Phys. Rev. 105, (1962) 1957.
102. Eisler, Plano, Samios Steinberger Cu-160 1957 (препринт)
103. Plano, Samios, Sahwarz, Steinberger Cu-142 1957. (препринт)
104. Chinowsky, Bardon, Lande, Lederman Bull. Am. Phys.Soc. 3,
(24) 1958.
105. Bardon, Lande, Lederman et al. CU-163 1958. (препринт)
106. Gatto Phys. Rev. 106, (168) 1957.
107. Sternheimer, Block, Harth. Phys. Rev. 100, (324) 1955.
108. Lander, Fowler, Powell Bull. Amer. Phys.Soc. 1,(385) 1956.
109. Fowler, Powell, Lander Bull Amer. Phys. Soc. 2,(236) 1957.
110. Fry, Schneps, Sivami Phys. Rev. 103, (1904) 1956.
111. Fowler, Powell, Saphir, Wight Phys. Rev. 103,(208) 1956.
112. Friesen, Kristransson, Nuov. Cim 5, (1013) 1957.
113. Baldo-Gedin, Dilworth, Fry et al. Nuov.Cim. 6, (130) 1957.
114. Ammer. Friedman, Levi, Telegdi Nuov.Cim. 5, (1801) 1957.
115. Levi-Setti Материалы 7-й Рочестерск.конф. УП, 1957.
116. Окунь, Понтекорво, ЖЭТФ, 32 (1587) 1957г.
117. Good Phys.Rev. 106, (591) 1957.
118. Good Phys. Rev. 105, (1120) 1957.
119. Eisler Plano, Samios, Steinberger Nuov.Cim. 6(1700) 1957.
120. Bridge, Rossi, Peyron Phys.Rev. 91, (362) 1953.
121. Alford, Leighton Phys. Rev. 90, (622) 1953.
122. Page Newth Phil. Mag. 45, (38) 1954.
123. Page Phil. Mag. 45(863) 1954.
124. Gayther Phil.Mag. 45, (570) 1954.
125. Deutschman (ЦИТИРОВАН. Phil.Mag. 45,(38) 1954).
126. Ballario, Bizzari et al. Nuov. Cim. 6, (994) 1957.
127. Snyder, Chang Bull. Am. Phys. Soc. No 4, (186) 1956.
128. Blumenfeld, Booth, Lederman Phys. Rev. 98, (1203) 1955.

129. Rosenfeld . Материалы 7-й Рочест.конференции (УШ) 1957г.
130. Snow . Материалы 7-й Рочестерской конференции (УШ) 1957г.
131. Fry, Schneps et al. Phys. Rev. 107, (257) 1957.
132. Fowler, Shutt, Thorndike Phys. Rev. 93,(861) 1954.
133. Walker Phys.Rev. 98, (1407) 1955.
134. Alvarez, Bradner et al. Nuovo. Cim. 5, (1026) 1957.
135. Plano, Samios, Steinberger Nuov. Cim. 5, (216) 1957.
136. White материалы 7-й Рочестерской конф. (УП) 1957г.
137. Sadarshan, Marshak Phys. Rev. 104, (267) 1956.
138. Marshak, Okubo, Sadarshan Phys.Rev. 106, (599) 1957.
139. Katsumori Progr. Theor. Phys. 17, (803) 1957.
140. Teynmann, Speisman Phys. Rev. 94, (500) 1954.
141. Peterman Helv. Phys. Acta 27, (441) 1954.
142. Armenteros et al. Phil.Mag. 43, (597) 1952.
143. Cowan et al. Phys. Rev. 94, (161) 1954.
144. Fretter et al. Phys. Rev. 96, (853) 1954.
145. Dahanayake Nuov. Cim. 1,(888) 1955.
145. Arnold Phys. Rev. 98(838) 1955.
147. Cowen et al. Phys.Rev. 92,(1089) 1953.
148. Barrett et al. Phys.Rev. 94, (1328) 1954.
149. Friedlender Nuov.Cim. 1,(482) 1955.
150. Costagholi Nuov.Cim 2 (569) 1955.
151. Sorrels, Leighton, Anderson Phys.Rev. 100,(1457) 1955.
152. Trilling, Leighton Phys. Rev. 104,(1703)1956.
153. Марков, О систематике элементарных частиц.Изд-во АН СССР,1955.
154. Costa, Dallaporta Nuov.Cim. 2,(219) 1955.
155. Friedlander, Fujimoto, Keefe Nuov.Cim.2,(90) 1955.
156. Ландау, ЖЭТФ 32 (407) февр.1957г.
157. Salam Nuovo Cim 5 (209) 1957.
158. Morpurgo Nuov. Cim. 3, (1069) 1956; 4(1222) 1956; 5(1787) 1957.
159. Матинян, ЖЭТФ 32 (1248) 1957г.
160. Dellaporta, Ferrari Nuov.Cim. 5, (1793) 1957.

161. Lee, Steinberger, Feinberg et al. Phys. Rev. 106,(1367) 1957.
162. Crawford, Gresti, Good et al. Phys.Rev. 108,(1102) 1957.
163. Plano, Samios, Steinberger et al. Phys.Rev.108,(1553) 1957.
170. Adair, Leipuner (в печати) см|162|.
171. Adair . Материалы конференции в Венеции, 1957г.
172. Gatto Phys. Rev. 108, (1103) 1957.
173. Fowler, Shutt, Thorndike Phys.Rev. 93,(861) 1954; 98,(121) 1955.
174. Walker, Shephard Phys. Rev. 101,(1810) 1956.
175. Eisler, Steinberger, Bassi et al. CU-152; Nuov.Cim.7,(222) 1958.
176. Adair Phys. Rev.100,(1540) 1955.
177. Ruderman, Karplus Phys. Rev. 102, (247) 1956.
178. Tlegdi. Материалы 7-й Рочестерской конф. 1957г.
179. Treiman, Wyld Phys.Rev. 106,(169) 1957.
- 180.Cerulus Nuovo Cim 5, (1685) 1957.
181. Lee, Yang (preprint).
182. Gratto Nuovo Cim. 2, (841) 1955.
183. Gell-Mann, Pais Supl.Nuov.Cim. 3, (1045) 1956.
184. Wenzel Phys. Rev. 101,(1214) 1956.
185. Takeda Phys.Rev. 101, (1547), 1956.
186. Dalitz Proc. Phys. Soc. 69,(527) 1956.
187. Gatto Nuovo Cim. 3,(318) 1956.
188. Iso, Kawaguchi Progr. Theor. Phys. 16,(177) 1956.
189. Окунь, Кобзарев, ЖЭТФ 33 (296) 1957г.
190. Kawaguchi Phys. Rev. 107,(573) 1957.
191. Ceolin Nuovo Cim.6, (1006) 1957 .
192. Алиханян, Шастакович и др. ЖЭТФ 31 (955) 1957г.
193. Harris, Orear, Taylor. Nuovo Cim.6, (1232) 1957.
194. Sinhe, Sangupta Nuov. Cim. 5,(1153) 1957.
195. Powell Nature 173 (469) 1954.

196. Варфоломеев, Герасимова, ДАН ИО (959) 1956.
197. Eisenberg Phys. Rev. 96 (541) 1954.
198. Fry, Schneps, Swami, Phys.Rev. 97,(1189) 1955.
199. Fry, Schneps. Swami Nuovo Cim. 2, (341) 1955.
200. Annes, Harman, Sard Nuovo Cim. 6, (1155) 1957.
201. Манджavidзе, Рѳинишвили и др.ЖЭТФ 33(303) 1957г.

* * *