

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12

ДАННЫЕ ПО ЭЛЕМЕНТАРНЫМ ЧАСТИЦАМ И РЕЗОНАНСНЫМ СОСТОЯНИЯМ*)

В основу настоящего обзора положены таблицы М. Руза¹ и работы В. Баркаса и А. Розенфельда, которые периодически публиковались в отчетах Радиационной лаборатории Калифорнийского университета (Беркли, США) и содержали систематизированную сводку имеющихся экспериментальных данных по элементарным частицам и резонансным состояниям.

Все данные собраны в четырех таблицах. Табл. Ia и Ib охватывают лептоны, мезоны и барионы, т. е. частицы, которые могут распадаться лишь благодаря слабым или электромагнитным взаимодействиям. В табл. II и III содержится информация о мезонных и барионных резонансах, а также основные сведения о мезонах и барионах. По своей структуре табл. I—III слегка отличаются друг от друга.

ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ К ТАБЛИЦАМ

Указанные в таблицах ошибки измерений представляют собой средние квадратичные отклонения. Квантовое число C является собственным значением оператора зарядового сопряжения, соответствующим нейтральному мезону. Под символом C_n подразумевается собственное значение оператора зарядового сопряжения, относящееся к нейтральному члену нестранныго триплета.

В таблицах приводятся значения приближенного квантового числа² A , хотя оно не является достаточно строгой характеристикой даже для мезонов с малой массой.

Хорошо установленные квантовые числа частиц и резонансов подчеркнуты (за исключением табл. Ia). Отсутствие черты означает, что значения квантовых чисел следует рассматривать как наиболее вероятные. В тех случаях, когда нет сколько-нибудь убедительных доказательств, поставлен вопросительный знак.

Предполагается, что частицы и античастицы имеют одинаковые спины, массы и средние времена жизни³⁻⁵.

Для частиц с надежно установленными квантовыми числами приводятся лишь те схемы распада, которые не противоречат строгим правилам отбора.

Для резонансов указана полная ширина Γ .

Пока еще нет единого подхода к определению «массы» M_R широких резонансов. Для хорошо изученных резонансов $N_{3/2}^*$ (1238) и Y_0^* (1520) под M_R или E_R подразумевается то значение энергии, при котором резонансная амплитуда становится чисто мнимой ($E_R(N_{3/2}^*) = M_R(N_{3/2}^*) = 1238 \text{ Мэв}$). Это не означает, однако, что кривая зависимости сечения от энергии будет иметь максимум при $E = E_R$, поскольку соотношение между амплитудой и сечением содержит кинематические множители. Так, например, пик в полном сечении $\pi\pi$ -взаимодействия вблизи 1238 Мэв наблюдается в действительности при $E = 1225 \text{ Мэв}$. Тем не менее для всех резонансов, исключая Y_0^* (1520) и $N_{3/2}^*$ (1238), в качестве массы принято приводить значение полной энергии в системе центра инерции, при котором наблюдается максимум в кривой сечения.

З а м е ч а н и я к т а б л . I a

Квантовые числа всех стабильных частиц, за исключением четности Ξ -гиперона, по-видимому, хорошо установлены. В рамках $SU(3)$ -симметрии Ξ -гиперону следует приписать четность $P = +1$ ($J^P = \frac{1}{2}^+$). Тогда спин и четность Ω^- -гиперона $J^P = \frac{3}{2}^+$.

*) А. Н. Rosenfeld, А. Barbaro-Galvieri, W. H. Barkas, P. L. Bastien, J. Kirz, M. Roos, Data on Elementary Particles and Resonant States, Revs. Mod. Phys. 36, 97 (1964). Сокращенный перевод Ю. Б. Королевича.

З а м е ч а н и я к т а б л. II

Собственное значение оператора G -четности ^{6, 7} для нестранных мезонов можно записать в виде

$$G = C e^{2\pi i I_y}. \quad (1)$$

Собственные значения оператора зарядового сопряжения для нейтральных мезонов равны ± 1 ; поэтому ⁸

$$G = C(-1)I. \quad (2)$$

Поскольку операторы G и I имеют собственные значения, соответствующие всем членам зарядового мультиплетта, а собственные значения оператора C связываются лишь с нейтральными мезонами, с целью обобщения соотношения (2) полезно ввести новое обозначение (C_n) для собственного значения оператора C , относящегося к нейтральному члену мультиплетта. Тогда для любого члена мультиплетта

$$G = C_n(-1)I. \quad (3)$$

Кроме обычных «разговорных» названий частиц и резонансов в таблицах используется новая система наименований, предложенная Чу, Гелл-Манном и Розенфельдом ^{9, 10}. Различные частицы и резонансы объединяются в отдельные группы в соответствии со значениями трех квантовых чисел: барионного числа A , гиперзаряда Y и изотопического спина I . Каждой группе присваивается свой буквенный символ. Так, буквой η обозначаются мезоны и мезонные резонансы, для которых $A = Y = I = 0$; буква π соответствует $A = Y = 0, I = 1$; буква K : $A = 0, Y = 1, I = \frac{1}{2}$. Квантовые числа A, Y, I легко определяются, и новая система наименований не зависит от идей, заложенных в представлениях о траекториях Редже и $SU(3)$ -симметрии. В таблицах введены также дополнительные обозначения, обеспечивающие группировку по спину и четности:

- α для $JP=0^+$, $\alpha\Pi$ для их рекурренций Редже с $JP=2^+$,
- β для $JP=0^-$, $\beta\Pi$ для их рекурренций Редже с $JP=2^-$,
- γ для $JP=1^-$ (по аналогии с фотоном),
- δ для $JP=1^+$.

Допустим, что система двух частиц ($\bar{K}K$) имеет орбитальный угловой момент l . Тогда ⁹ для нейтральной пары частиц собственное значение оператора зарядового сопряжения

$$C = (-1)^l. \quad (4)$$

Заряженной паре частиц нельзя приписать определенное собственное значение оператора C . В то же время ей соответствует собственное значение оператора G -четности ⁹

$$G = (-1)^{l+I}. \quad (5)$$

Рассмотрим теперь три мезона: A_2 [$\pi(1310)$], A_1 [$\pi(1090)$] и B [$\pi(1220)$]. С наибольшей вероятностью A_2 -мезон распадается на π -мезон и ρ -мезон; следовательно, $G = -1$. Поскольку система ($K^-K_1^0$) имеет изотопический спин $I=1$, распад $A_2 \rightarrow K^- + K_1^0$ возможен лишь при четном значении l . Мезон A_1 также распадается главным образом на систему ($\pi\rho$), т. е. опять $G = -1$ и $l(\bar{K}K)$ должно быть четным. Поэтому, если считать, что спин и четность A_1 -мезона $JP = 0^-$, то распад $A_1 \rightarrow \bar{K} + K$ никогда не должен наблюдаться. Основная схема распада B -мезона есть $B \rightarrow \pi + \omega$. Стало быть, $G = +1$ и $I = 1$. Из соотношения (5) сразу же следует, что орбитальный угловой момент l системы ($\bar{K}K$) может иметь лишь нечетные значения. Следовательно, отсутствие распадов $B \rightarrow \bar{K} + K$ доказывает несостоятельность интерпретации B -мезона как частицы с $JP = 1^-$.

Всякий раз, когда l имеет четное значение, распад на нейтральную систему ($\bar{K}K$) должен проходить по каналам $K_1^0K_1^0, K_2^0K_2^0$ и K^+K^- в отношении $1 : 1 : 2$. Если l нечетно, могут наблюдаться только распады на $K_1^0K_2^0$ и K^+K^- в равном отношении ¹¹.

З а м е ч а н и я к т а б л. III

В таблицу включен дополнительный столбец, в котором указаны энергия и импульс первичных частиц, приводящих к образованию барионных резонансов.

Так же как и в табл. II, используется новая система наименований, группирующая частицы по барионному числу ($A = 1$) и различным значениям странности

и изотопического спина. В качестве буквенных символов выбраны N , Λ (для Y_0^*), Σ (для Y_1^*), Ξ и Ω . Пион-нуклонные резонансы с $I = \frac{2}{3}$ обозначаются буквой Δ . Введены дополнительные обозначения, обеспечивающие группировку частиц (резонансов) по спину и четности и связывающие частицы (резонансы), расположенные на одной траектории Редже:

α для $JP = \frac{1^+}{2}$, αII для $JP = \frac{5^+}{2} \dots$ (например, $N(938)$, $N(1688) \dots$),

β для $JP = \frac{1^-}{2}$,

γ для $JP = \frac{3^-}{2}$,

δ для $JP = \frac{3^+}{2}$, δII для $JP = \frac{7^+}{2} \dots$ (например, $\Delta(1238)$, $\Delta(1920) \dots$).

З а м е ч а н и я к о б р а б о т к е
э к с п е р и м е н т а л ь н ы х д а н н ы х

За исключением среднего времени жизни частиц, приводимые в таблицах данные являются средними взвешенными результатов измерений, выполненных и опубликованных до июня 1964 г. Кроме среднего взвешенного $\langle X \rangle$, вычислялось также значение χ^2 . Если имеется N экспериментов и соответствующие ошибки распределены по нормальному закону, то среднее значение χ^2 должно быть равно $N - 1$. Когда $\chi^2 \gg N - 1$, усреднение данных не является вполне законным и приводимая в таблицах величина носит иллюстративный характер. В случае же, когда значение χ^2 не очень сильно отличалось от $N - 1$, была принята следующая процедура. Предполагалось, что в каждом эксперименте из данной совокупности работ авторы недооценивали экспериментальные ошибки в одинаковой степени. Соответствующий фактор, который равен $[\chi^2/(N - 1)]^{1/2}$, указан в таблицах («шкала»). Если такое предположение правильно, тогда можно получить истинное значение ошибки $\delta \langle X \rangle$ среднего взвешенного, умножая вычисленную ошибку на этот фактор.

При оценке среднего времени жизни частиц (резонансов) по совокупности отдельных работ проводилось усреднение величин

$$\Gamma = \frac{N}{\sum_i t_i} = \frac{1}{\tau},$$

где N — полное число наблюдавшихся распадов, а t_i — собственное время пролета для каждого распада.

Пусть P_1, P_2, \dots, P_i — относительные вероятности распада какой-либо частицы (в %) по первому, второму и i -му каналам. Результаты экспериментов дают, как правило, отношения между различными комбинациями P_i . Например, в случае η -мезона измерено шесть отношений такого типа для четырех возможных каналов распада (см. табл. I). Проводимые в таблицах значения $\langle P_i \rangle$ получены после обработки имеющихся данных на электронно-вычислительной машине. Программа была составлена так, что все значения $\langle P_i \rangle$ одновременно и наилучшим образом (по критерию χ^2) соответствовали входным отношениям. Попутно вычислялась матрица ошибок. Ее диагональные элементы $\delta \langle P_i \rangle$ также приведены в таблицах.

КОММЕНТАРИИ К ОТДЕЛЬНЫМ ЧАСТИЦАМ

А. С т а б и л ь н ы е ч а с т и ц ы

Значение массы электрона взято из работы ¹².

По сравнению с более ранними измерениями оценка массы возросла приблизительно на 0,01%.

Серия экспериментов Баркаса, Бирбаума и Смита ¹³ дает следующее отношение масс π -мезона и протона:

$$m_\pi/m_p = 0,148876 \pm 0,00016$$

(указана средняя квадратичная ошибка, первоначально приводилась вероятная ошибка). Используя принятое значение массы протона, получим

$$m_\pi = 139,68 \pm 0,15 \text{ Мэв.}$$

В этих же экспериментах оценивалась масса π^- -мезона. Однако тормозная способность вещества, как теперь установлено, неодинакова для положительно и отрицательно заряженных частиц. Поэтому результат оценки нельзя считать правильным. Хорошее измерение массы π^- -мезона выполнили Кроу и Филлипс¹⁴ путем регистрации фотонов, образующихся при захвате мезона ядром водорода. Они получили

$$m_{\pi} = 139,37 \pm 0,14 \text{ Мэв.}$$

Перечисленные эксперименты обеспечили надежное и непосредственное измерение масс заряженных π -мезонов. Баркас, Бирнбаум и Смит предположили, что испускаемая в процессе распада π^+ -мезона нейтральная частица не имеет массы. Тогда, зная импульс μ -мезона, они смогли с хорошей точностью определить значение разности масс π - и μ -мезонов. В двух экспериментах было найдено соответственно

$$m_{\pi} - m_{\mu} = 34,00 \pm 0,076 \text{ Мэв,}$$

$$m_{\pi} - m_{\mu} = 33,89 \pm 0,076 \text{ Мэв,}$$

$$\langle m_{\pi} - m_{\mu} \rangle = 33,94 \pm 0,05 \text{ Мэв.}$$

По среднему значению разности масс была вычислена масса заряженного π -мезона, которая приводится в табл. I:

$$m_{\pi} = 139,60 \pm 0,05 \text{ Мэв.}$$

Поскольку оценки масс всех более тяжелых мезонов, нестабильных барионов и резонансных состояний зависят в конечном итоге от массы π -мезона, сложившаяся в настоящее время ситуация, когда все определяется результатом одного эксперимента десятилетней давности, является, конечно, явно неудовлетворительной, в особенности если учесть, что принятое сейчас значение массы π -мезона почти на две ошибки превышает результат превосходного измерения Кроу и Филлипса. Указанная выше точность измерения отношения масс m_{π}/m_p , по-видимому, правильна. С другой стороны, два измерения разности масс ($m_{\pi} - m_{\mu}$) отличаются друг от друга на 0,11 Мэв. Отсюда видно, что давно назрела необходимость в проведении нового, более точного определения массы π -мезона.

Разность масс ($m_{\pi^+} - m_{\pi^0}$) измерена с очень хорошей точностью. Поэтому ошибки в массах π^0 - и π^{\pm} -мезонов взяты одинаковыми.

Наилучшая оценка массы K^+ -мезона получена при изучении распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$, для которого $Q = 75,11 \pm 0,14 \text{ Мэв}$ ¹⁵. Если взять массу заряженных π -мезонов из табл. I, получим

$$M_{K^+} = 493,9 \pm 0,2 \text{ Мэв.}$$

Измерение массы K^- -мезона было выполнено Баркасом, Дайером и Хекманом. Авторы дают

$$M_{K^-} = 493,7 \pm 0,3 \text{ Мэв.}$$

В таблицах приводится среднее значение, равное $493,8 \pm 0,2 \text{ Мэв}$.

Согласно эксперименту Мейснера и др. (16) K_2^0 -мезон тяжелее K_1^0 -мезона.

В настоящей работе не предпринимается каких-либо шагов к переоценке фундаментальных физических констант. Однако все величины с течением времени непрерывно уточняются. Эти изменения не являются, конечно, существенными для большинства работ в области физики высоких энергий. Тем не менее по сравнению с более ранними данными масса протона возросла на 0,043 Мэв.

Масса нейтрона дана с той же ошибкой, что и масса протона, поскольку разность их масс измерена со значительно лучшей точностью. При оценке учтено новое значение массы протона.

Среднее взвешенное для массы Λ -гиперона, вычисленное по результатам работ, которые были выполнены методами ядерных эмульсий¹⁷ и пузырьковых камер¹⁸, оказалось равным

$$M_{\Lambda} = 1115,35 \pm 0,11 \text{ Мэв.}$$

Если использовать последнее значение массы протона, то

$$M_{\Lambda} = 1115,40 \pm 0,11 \text{ Мэв.}$$

Данные о массах Σ -гиперонов взяты из работ^{19, 20}. Основной вклад в ошибку дают неточности в массах π - и K -мезонов и погрешности в соотношениях пробег — энергия для эмульсии и водорода.

К сожалению, нейтральные схемы распада η -мезона еще полностью не выделены. Твердо установлено, что кроме распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ существуют и другие электромагнитные

Таблица 1а

Стабильные частицы

Частица	$I (J^{PC}) SA$	Масса, $M_{эв}$	Разность масс, $M_{эв}$	Среднее время жизни, сек	Масса 2 , $(Гэв)^2$	Каналы распада				
						основные схемы распада	относительная вероятность	Q , $M_{эв}$	P или P_{max} , $M_{эв}/c$	
Лептоны	γ	$J^P = 1^- C^- A^+$?	0		Стабилен	0	Стабилен			
	ν_e	$J = \frac{1}{2}$	0 ($< 0,2$ $кэв$)		Стабильно	0	Стабильно			
	ν_μ		0 (< 4)		Стабильно	0	Стабильно			
	e^\mp	$J = \frac{1}{2}$	$0,511006 \pm \pm 0,000002$		Стабилен	0,000	Стабилен			
	μ^\mp	$J = \frac{1}{2}$	$105,659 \pm 0,002$	$\left. \begin{array}{l} -33,95 \pm \pm 0,05 \\ \times \text{шкала} = 2,5 \end{array} \right\}$	$2,2001 \cdot 10^{-6} \pm \pm 0,0008$ $\times \text{шкала} = 2,5$	0,011	$e\nu\nu$	100%	105,15	52,8
Мезоны	π^\pm	$1 (0^{--}) C_n^+ A^-$?	$139,60 \pm 0,05$	$\left. \begin{array}{l} 4,590 \pm \pm 0,004 \\ \times \text{шкала} = 2,4 \end{array} \right\}$	$2,551 \cdot 10^{-8} \pm \pm 0,026$	0,019	$\mu\nu$ $e\nu$ $\mu\nu\gamma$ $\pi^0 e\nu$	100% $(1,24 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}\%$ $(1,24 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}\%$ $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}\%$	33,95 139,10 33,94 4,08	29,80 69,80 29,81 4,49
	π^0		$135,04 \pm 0,05$	$\left. \begin{array}{l} \times \text{шкала} = 2,4 \\ \times \text{шкала} = 1,3 \end{array} \right\}$	$1,80 \cdot 10^{-16} \pm \pm 0,29$ $\times \text{шкала} = 1,3$	0,018	$\gamma\gamma$ $\gamma e^+ e^-$	98,8% $(1,19 \pm 0,05)\%$	135,01 133,99	67,51 67,50
	K^\pm	$\frac{1}{2} (0^-) A^-$?	$493,8 \pm 0,2$	$\left. \begin{array}{l} -4,2 \pm 0,5 \\ \times \text{шкала} = 1,2 \end{array} \right\}$	$1,229 \cdot 10^{-8} \pm \pm 0,008$	0,244	$\mu\nu$ $\pi^\pm \pi^0$ $\pi^\pm \pi^- \pi^+$	$(63,1 \pm 0,4)\%$ $(21,5 \pm 0,4)\%$ $(5,5 \pm 0,1)\%$	388,1 219,2 75,0	235,6 205,2 125,5
	K^0		$498,0 \pm 0,5$		50% K_1^0 50% K_2^0		Другие схемы распада см. в табл. 1б			

Частица	$I(J^{P\theta}) SA$	Масса, $Mэв$	Разность масс, $Mэв$	Среднее время жизни, $сек$	Масса 2 , $(Гэв)^2$	Каналы распада			
						основные схемы распада	относительная вероятность	Q , $Mэв$	R или R_{max} , $Mэв/с$
Мезоны	K_1^0		$\left. \begin{array}{l} -0,91 \times \frac{1}{\tau_1} \pm \\ \pm 0,07 \\ \times \text{шкала} = 2,3 \end{array} \right\}$	$0,92 \cdot 10^{-10} \pm \pm 0,02$	0,248	$\pi^+\pi^-$ $\pi^0\pi^0$	(69,4±5,4)% (30,6±1,1)%	218,8 228,0	206,2 209,2
	K_2^0			$5,62 \cdot 10^{-8} \pm \pm 0,68$	0,248	$\pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi\mu\nu$ $\pi e\nu$	(27,1±3,6)% (12,7±1,7)% (26,6±3,2)% (33,6±3,3)%	93,0 83,8 252,7 357,9	139,5 133,1 216,2 229,4
	η	$0(0^{-+})C^+A^-$?		$548,7 \pm 0,5$	$\Gamma < 10 Mэв$	0,301	$\gamma\gamma$ $3\pi^0, \pi^0\gamma\gamma$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^+\pi^-\gamma$	(35,3±3,0)% (31,8±2,3)% (27,4±2,5)% (5,5±1,3)%	\parallel шкала \parallel \parallel \times
Барiony	p	$\frac{1}{2} \left(\frac{1^+}{2} \right)$	$\left. \begin{array}{l} -1,2933 \pm \\ \pm 0,0001 \end{array} \right\}$	Стабилен	0,880				
	n			$938,256 \pm \pm 0,005$ $939,550 \pm \pm 0,005$	$1,01 \cdot 10^3 \pm \pm 0,03$	0,883	$pe^- \nu$	100%	0,78
Λ	$\frac{1}{2} \left(\frac{1^+}{2} \right)$	$1115,40 \pm 0,11$		$2,62 \cdot 10^{-10} \pm \pm 0,02$ $\times \text{шкала} = 1,5$	1,244	$p\pi^-$ $n\pi^0$ $p\mu\nu$ $pe\nu$	(67,7±1,0)% \times шкала=1,2 (31,6±2,6)% $< 1 \cdot 10^{-4}\%$ (0,88±0,08)×10 ⁻³ \times шкала=1,7	37,5 40,9 71,5 176,6	100,2 103,6 130,7 163,1

Продолжение табл. 1а

Частица	$I(J^{P_G}) SA$	Масса, $M_{\text{эв}}$	Разность масс, $M_{\text{эв}}$	Среднее время жизни, сек	Масса ² , $(\text{Гэв})^2$	Каналы распада							
						основные схемы распада	относительная вероятность	Q , $M_{\text{эв}}$	P или P_{max} , $M_{\text{эв}}/c$				
Σ^+	$\frac{1}{2} \left(\frac{1^+}{2} \right)$	$1189,41 \pm 0,14$	-2,9	$0,788 \cdot 10^{-10} \pm 0,027$	1,415	$p\pi^0$ $n\pi^+$	(51,0 \pm 2,4)% (49,0 \pm 2,4)%	116,13 110,26	189,03 185,06				
										Другие схемы распада см в табл. 1б			
										Σ^0	$1192,3 \pm 0,3$	-4,75 \pm 0,10	$< 1,0 \cdot 10^{-14}$
Σ^-	$1197,08 \pm 0,19$ \times шкала=1,4	-4,75 \pm 0,10	$1,58 \cdot 10^{-10} \pm 0,05$	1,433	$n\pi^-$	100%	116,94	191,73					
									Другие схемы распада см. в табл. 1б				
Ξ^0	$\frac{1}{2} \left(\frac{1^+}{2} \right)$	$1314,3 \pm 1,0$	-6,5 \pm 1,0	$3,06 \cdot 10^{-10} \pm 0,40$	1,727	$\Lambda\pi^0$	100%	76,9	150,1				
										Другие схемы распада см. в табл. 1б			
Ξ^-	$\frac{1}{2} \left(\frac{1^+}{2} \right)$	$1320,8 \pm 0,2$ \times шкала=1,3	-6,5 \pm 1,0	$1,74 \cdot 10^{-10} \pm 0,05$	1,745	$\Lambda\pi^-$	100%	65,8	138,7				
										$\Lambda e^- \nu$ (3,0 \pm 1,7) 10 ⁻³ % $n\pi^-$ $< 5 \cdot 10^{-3}$ %			
Ω^-	$0 \left(\frac{3^+}{2} \right)$	1675 ± 3		$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$		$\Xi\pi$ ΔK	?	221 66	296 216				

Таблица 1б

Частицы с большим числом каналов распада

Частица	Схема распада	Относительная вероятность распада, %	Q , Мэв	P или P_{max} , Мэв/с
K^\pm	$\mu^\pm \nu$	$63,1 \pm 0,5$	388,1	235,6
	$\pi^\pm \pi^0$	$21,5 \pm 0,4$	219,2	205,2
	$\pi^\pm \pi^+ \pi^-$	$5,5 \pm 0,1$	75,0	125,5
	$\pi^\pm \pi^0 \pi^0$	$1,7 \pm 0,1$	84,2	133,0
	$\pi^0 \mu^\pm \nu$	$3,4 \pm 0,2$	253,1	215,2
	$\pi^0 e^\pm \nu$	$4,8 \pm 0,2$	358,3	228,4
	$\pi^\pm \pi^\mp e^\pm \nu$	$(4,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$	214,1	203,5
	$\pi^\pm \pi^\pm e^\mp \nu$	$< 0,1 \cdot 10^{-5}$	214,1	203,5
Σ^+	$p\pi^0$	$51,0 \pm 2,4$	116,1	189,0
	$n\pi^+$	$49,0 \pm 2,4$	110,3	185,1
	$n\pi^+\gamma$	$\sim 0,4 \cdot 10^{-4}$	110,3	185,1
	$\Lambda e^+ \nu$	$\sim 0,2 \cdot 10^{-4}$	73,5	71,7
	$p\gamma$	$\sim 3 \cdot 10^{-3}$	251,1	224,6
	$n\mu^+ \nu$	$< 2,3 \cdot 10^{-4}$	144,2	202,4
	$ne^+ \nu$	$< 1,0 \cdot 10^{-4}$	249,3	223,6
Σ^-	$n\pi^-$	100	117,9	192,7
	$n\pi^-\gamma$	$\sim 0,1 \cdot 10^{-4}$	117,9	192,7
	$n\mu^- \nu$	$(0,66 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$	151,9	209,3
	$ne^- \nu$	$(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	257,0	229,8
	$\Lambda e^- \nu$	$(0,75 \pm 0,28) \cdot 10^{-4}$	81,2	78,9
Ξ^0	$\Lambda\pi^0$	100	76,9	150,1
	$p\pi^-$	$< 0,4$	249,4	309,3
	$pe^- \nu$	$< 0,4$	388,5	332,0
	$\Sigma^+ e^- \nu$	$< 0,3$	137,4	130,7
	$\Sigma^- e^+ \nu$	$< 0,25$	129,7	123,8

нейтральные распады. Наиболее вероятными схемами являются $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$. Имеются теоретические предсказания, что вероятность распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ должна составлять приблизительно $3/2$ от вероятности распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Б. Нестабильные частицы

Недавно открытый A_2 -мезон распадается главным образом по схемам $A_2 \rightarrow \rho\pi$ и $A_2 \rightarrow \bar{K}K$. Вероятности таких распадов относятся друг к другу, грубо говоря, как $2/3$. Системы $(\rho\pi)$ и $(\bar{K}K)$ характеризуются приближенными квантовыми числами $A = -1$ и $A = +1$. По всей видимости A_2 -мезон является единственным, для которого A -приближение не имеет места, но не исключено также, что это приближение вообще неудовлетворительно для мезонов с большим значением массы.

Весьма возможно, что (K_1K_1) -резонанс распадается также на два π -мезона. Однако эту схему распада трудно наблюдать, если предположить даже, что отношение вероятностей распада по каналам $(\pi\pi)$ и $(\bar{K}K)$ велико (например, порядка 1), так как сечение образования резонанса много меньше сечения образования пар π -мезонов. Оно равно приблизительно 30 мб^{21} , в то время как сечение реакции $\pi^- p \rightarrow n\pi^+\pi^-$ при том же значении импульса первичных мезонов ($\sim 2 \text{ Гэв/с}$) составляет 5 мб . Около 10% пар π -мезонов должны иметь инвариантную массу, лежащую в области (K_1K_1) -резонанса ($1000 \pm 50 \text{ Мэв}$). Таким образом, фон более чем в 15 раз превышает эффект. Этим объясняется, почему экспериментально нельзя оценить отношение вероятностей распада по $(\pi\pi)$ - и $(\bar{K}K)$ -каналам.

Таблица II

Мезоны

Частица	Масса, Мэв	$I (J^{PC})$ SA	Символ	Γ , Мэв	M^2 , (Гэв) ²	Каналы распада				
						схемы распада	относительная вероятность, %	Q , Мэв	P или P_{\max} , Мэв/с	
η	η	548,7±0,5	$0(0^{-+}) C^+A^-$ -----	ηβ	<10	0,301	См. табл. Ia			
	ω	782,8±0,5 ×шкала=1,8	$0(1^{--}) C^-A^-$ -----	ηγ	9,4±1,7	0,613	π ⁰ π ⁻ π ⁺ π ⁺ π ⁻ π ⁰ γ π ⁺ π ⁻ γ e ⁺ e ⁻ μ ⁺ μ ⁻	86 <1 11±1 3,2±1 <0,3 <0,5	369 504 648 504 782 572	327 366 380 366 391 377
	η2π	959±2	$0(0^{-+}, 1^{++}, \dots)$ C ⁺ A ⁻ Возможна комбинация $1(J^{P+})C^-$, если распад происходит благодаря сильным взаимодействиям, а также $G=-1$, если за распад ответственны электромагнитные взаимодействия	η	<12	0,920	η2π 2π 3π 4π 6π πлγ	Большая <20 <30 <3 <3 ?	131 680 540 400 121 680	232 459 427 372 189 459
	K ₁ K ₁	~1000	Возможно, это просто связано с большим значением длины $\bar{K}K$ -рассеяния							
	φ	1019,5±0,3 ×шкала=1,7	$0(1^{--}) C^-A^+$ ----- Подавлены за счет приближения $A=+1$	ηγ	3,1±0,6	1,040	K ⁺ K ⁺ ₂ ⁰ K ⁺ K ⁻ ππ { πρ+3π π ⁰ γ	41±6 59±6 <8 <10	23 32 740 117 885	109 126 490 188 501

Частица	Масса, Мэв	$I (J^{PG}) SA$	Символ	Γ , Мэв	$M^2, (\Gamma \text{эв})^2$	Каналы распада				
						схемы распада	относительная вероятность, %	Q , Мэв	P или P_{max} , Мэв/с	
η	f	1253 ± 20	$0 (2^{++}) C^+ A^+$ -----	η_{aII}	100 ± 25	1,571	$\pi\pi$ 4π $\bar{K}K$	Большая 8 ± 6 ?	974 695 265	611 547 386
	$\bar{K}K\pi$	1440	$\leq 1 (0^{-+}, 1^{++}, \dots)$ $C^+ A^-$ Если считать $I=0$, то $G=+1$	η	60		$K^*\bar{K}$ $\bar{K}\bar{K}\pi$ 2π $\bar{K}K$ 3π	Большая Малая ? ? ?	25 283 1131 422 991	126 421 691 503 670
π	π^\pm π^0	139,6 135,0	$1 (0^{--}) C_n^+ A^-$ -----	π_B			См. табл. Ia			
	ρ	763 ± 4	$1 (1^{-+}) C_n^- A^+$ -----	π_γ	106 ± 5 $\times \text{шкала} =$ $= 1,5$	0,582	2π 4π	100 Малая	483 204	355 241
	A_1	$1090 \pm ?$ Возможно, причина заключается в большом значении длины $\rho\pi$ -рассеяния	$\geq 1 (0^{--}) C_n A^-$ ----- ----- ?	π	125 ± 25		$\rho\pi$ $\bar{K}K$	~ 100 < 5	188 Запрещен по G -четности для нечетных значений l , если $I=1$	251

Продолжение табл. II

Частица	Масса, $M_{\text{эв}}$	$I (J^{P(G)}) C_A$	Символ	$\Gamma, M_{\text{эв}}$	$M_2, (Гэв)^2$	Каналы распада				
						схемы распада	относительная вероятность %	$Q, M_{\text{эв}}$	P или $P_{\text{max}}, M_{\text{эв/с}}$	
π	B	1215 ± 18	$1 (1^{++}, 2^-) C_n^- A^+$ — — —	π_δ	122 ± 17 $\times \text{шкала} = 1,9$	$1,476$	$\omega\pi$ $\pi\pi$ $\bar{K}K$ 4π	~ 100 < 30 < 10 < 50	293 Запрещен по I -спишу для четных значений l Запрещен по G -четности для четных значений l	335 525
	A_2	1310	$1 (2^{+-}) C_n^+ A^?$ ——	$\pi_{\alpha II}$	80		$\rho\pi$ $\bar{K}K$ $\eta\pi$	~ 70 $\sim 30 \pm 7$ Наблюдался	408 816 622	418 562 529
K	K^\pm	493,8	$\frac{1}{2} (0^-) A^-$ ——	K_β		0,244	См. табл. 16			
	K^0	498,0								
	κ	725	Существование еще не установлено с достоверностью							
	K^*	891 ± 1	$\frac{1}{2} (1^-) A^+$ ——	K_γ	50 ± 2 $\times \text{шкала} = 1,3$	0,794	$K\pi$ $K\pi\pi$ $\eta\pi$	~ 100 $< 0,2$ $< 0,2$	258 118 27	288 215 82
K_c	1215 ± 15	$\leq \frac{3}{2} (1^+) A^-$ — ??	K	60 ± 10	1,476	$K\rho$ $K^*\pi$	Большая ?	-30 184	< 0 253	

Барионы

Частица	Пучок πp , $M_{\pi p}$, $K p$, $\frac{M_{\pi p}}{c}$	$I (J^P)$	Символ	Масса, $M_{\pi p}$	Γ , $M_{\pi p}$	Масса ² ($\Gamma_{\pi p}$) ²	Каналы распада			
							схемы распада	относитель- ная вероят- ность, %	Q , $M_{\pi p}$	P или P_{\max} , $M_{\pi p}/c$
p n		$\frac{1}{2} \left(\frac{1^+}{2} \right)$	N_{α}	938,2 939,6		0,88 0,88	См. табл. Ia			
$N_{1/2}^*$ (1480)	550 πp ($M_{\pi p}$)	$\frac{1}{2} \left(\frac{1^+}{2} \right)$	N_{α}	~1480	~240	2,19	πN	~50	402	426
$N_{1/2}^*$ (1512)	600 πp	$\frac{1}{2} \left(\frac{3^-}{2} \right)$	N_{γ}	1518±10	125±12	2,30	πN $N\pi\pi$	~80	440 301	454 408
$N_{1/2}^*$ (1688)	900 πp	$\frac{1}{2} \left(\frac{5^+}{2} \right)$	$N_{\alpha II}$	1688	100	2,85	πN $N\pi\pi$	~80	610 471	572 538
$N_{1/2}^*$ (2190)	1935 πp	$\frac{1}{2} \left(\frac{9^+}{2} \right)$ — ??	$N_{\alpha III}$?	2190	~200	4,80	πN ΔK	~30	1112 577	888 710
$N_{1/2}^*$ (2700)	3265 πp	$\frac{1}{2} \left(\quad \right)$ —	N	2700	~100	7,29	ηN πN	Большая ~6	1213 1622	1115 1182

Продолжение табл. III

Частица	Пучок пр, $\frac{M_{\text{эв}}}{Kp, \frac{M_{\text{эв}}}{c}}$	$I (J^P)$	Символ	Масса, $M_{\text{эв}}$	$\Gamma, M_{\text{эв}}$	Масса ² , $(\Gamma_{\text{эв}})^2$	Каналы распада				
							схемы распада	относительная вероятность, %	$Q, M_{\text{эв}}$	P или $P_{\text{max}}, M_{\text{эв}}/c$	
Δ	$N_{3/2}^* (1238)$	193 πp	$\frac{3}{2} \left(\frac{3^+}{2} \right)$	Δ_{δ}	1236 ± 2	125	1,53	πN	100	160	233
	$N_{3/2}^* (1920)$	1347 πp	$\frac{3}{2} \left(\frac{7^+}{2} \right)$	$\Delta_{\delta II}$	1924	170	3,70	πN ΣK	34	842 237	722 430
	$N_{3/2}^* (2360)$	2350 πp	$\frac{3}{2} \left(\frac{11^+}{2} \right)$??	$\Delta_{\delta III} (?)$	2360	~ 200	5,57	πN	~ 10	1282	988
Λ	Λ		$0 \left(\frac{1^+}{2} \right)$	Λ_{α}	1115,4		1,24	См. табл. Ia			
	$Y_0^* (1405)$	$< 0 Kp$	$0 \left(\frac{1^-}{2} \right)$	Λ_{β}	1405	50	1,97	$\Sigma \pi$ $\Lambda \pi \pi$	100 <1	76 10	151 69
	$Y_0^* (1520)$	$Kp395$ ($M_{\text{эв}}/c$)	$0 \left(\frac{3^-}{2} \right)$	Λ_{γ}	$1518,9 \pm 1,5$	16 ± 2	2,31	$\Sigma \pi$ KN $\Lambda \pi \pi$	55 ± 7 29 ± 4 16 ± 2	190 87 124	266 243 251

Частица	Пучок пр, Мэв Кр, $\frac{\text{Мэв}}{\text{с}}$	$I (J^P)$	Символ	Масса, Мэв	Γ , Мэв	Масса ² , (Гэв) ²	Каналы распада			
							схемы распада	относитель- ная вероят- ность, %	Q, Мэв	P или P _{max} , Мэв/с
Λ	Y ₀ [*] (1815)	0 $\left(\frac{5^+}{2}\right)$ —	Λ _{aII}	1815	70	3,29	$\bar{K}N$	80 <10 <15 ?	383 486 420 151	541 504 515 344
							Σл			
							Λлл			
							Λη			
Σ	<0 Кр	1 $\left(\frac{1^+}{2}\right)$ —	Σ _α	+1189,4 -1197,1 1192,4		1,41 1,43 1,42	См. табл. Iб			
Σ	Y ₁ [*] (1385)	1 $\left(\frac{3^+}{2}\right)$ —	Σ _δ	1382,1±0,9 ×шкала= =1,5	53±2 ×шкала= =2,4	1,91	Λл	96±4 9±4	127 55	205 124
							Σл			
Σ	Y ₁ [*] (1660)	1 $\left(\frac{3^+}{2}\right)$ —	Σ	1660±10	44±5	2,76	$\bar{K}N$	~16 ~32 ~6 ~33 ~23	225 328 405 188 265	406 383 439 321 389
							Σл			
							Λл			
							Σлл			
Σ	Y ₁ [*] (1765)	1 $\left(\frac{5^-}{2}\right)$ —	Σ	1765±10	60±10	3,12	$\bar{K}N$	60	343 510	508 517
							Λл			
							Σл			
							Λлл			
							Полностью еще не выделены			

Продолжение табл. III

Частица	Пучок пр, Мэв Кр, $\frac{Мэв}{с}$	$I (J^P)$	Символ	Масса, Мэв	$\Gamma, Мэв$	Масса 2, ($\Gammaэв$) 2	Каналы распада			
							схемы распада	относитель- ная вероят- ность, %	$Q, Мэв$	P или $P_{max},$ $Мэв/с$
Ξ		$\frac{1}{2} \left(\begin{matrix} 1^+ \\ \hline \end{matrix} \right)$	Ξ_α	-1324 1314		1,75 1,73	См. табл. I			
$\Xi^* (1530)$		$\frac{1}{2} \left(\begin{matrix} 3^+ \\ \hline \end{matrix} \right)$ p-волна	Ξ_δ	1529,1±1,0	7,5±1,7	2,34	$\Xi\pi$	~100	73	148
$\Xi^* (1810)$		$\frac{1}{2} \left(\quad \right)$	Ξ	1810±20	~ 70	3,27	$\Xi^*\pi$ $\Lambda\bar{K}$ $\Xi\pi$ $\Sigma\bar{K}$	~45 ~45 <10 <10	141 197 354 127	225 386 406 307
$\Omega^- (1675)$		$0 \left(\begin{matrix} 3^+ \\ \hline \end{matrix} \right)$	Ω_δ	1675±3		2,81	См. табл. Ia			

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. R o o s, Nucl. Phys. 52, 1 (1964); Rev. Mod. Phys. 35, 314 (1963).
2. J. B. B r o n z a n, F. E. L o w, Phys. Rev. Letts. 12, 522 (1964).
3. T. D. L e e et al., Phys. Rev. 106, 340 (1957).
4. S. O k u b o, Phys. Rev. 109, 984 (1958).
5. A. P a i s, Phys. Rev. Letts. 3, 342 (1959).
6. T. D. L e e, C. N. Y a n g, Nuovo cimento 3, 749 (1956).
7. L. M i c h e l, Nuovo cimento 10, 319 (1953).
8. A. H. R o s e n f e l d, Proceedings of the Varenna Summer School, Course 26, 1962.
9. A. H. R o s e n f e l d, Proceedings of the 1962 Annual International Conference on High-Energy Physics (CERN, Geneva, 1962), стр. 325.
10. G. F. C h e w et al., Sci. Amer. 210, 74 (1964) (см. перевод: УФН 84, 525 (1964)).
11. M. G o l d h a b e r et al., Phys. Rev. 112, 1796 (1958); D. R. I n g l i s, Rev. Mod. Phys. 33, 1 (1961).
12. E. R. C o h e n, J. W. M. D u M o n d, Report IUPAP, 1963.
13. W. H. B a r k a s et al., Phys. Rev. 101, 778 (1956).
14. K. M. C r o w e, R. H. P h i l l i p s, Phys. Rev. 96, 470 (1954).
15. E. R. C o h e n et al., Fund. Cons. Phys., 1957.
16. G. W. M e i s n e r, F. S. C r a w f o r d, BNL-67, 1963.
17. B. B h o w m i k, D. P. G o y a l, Nuovo cimento 28, 1494 (1963).
18. C. B a l t a y et al., Proceedings of the 1962 Annual International Conference on High-Energy Physics (CERN, Geneva, 1962), стр. 233; R. A r m e n t e r o s et al., Proceedings of the 1962 Annual International Conference on High-Energy Physics (CERN, Geneva, 1962), стр. 236.
19. W. H. B a r k a s et al., Phys. Rev. Letts. 11, 26 (1963); J. D y e r, UCRL-9450, 1961.
20. R. A. B u r n s t e i n et al., Preprint, 1964.
21. G. A l e x a n d e r et al., Phys. Rev. Letts. 9, 460 (1962).

*А. Розенфельд, А. Барбаро-Галтиери,
В. Баркас, П. Бастьен, Дж. Кира, М. Руз*
