

И.В. Чувяло

1645

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ

Доклад, представленный на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук по совокупности работ

Работы выполнены в Лаборатории высоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований

И.В. Чувило

1645

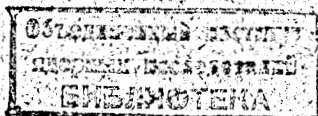
C 346

7-825

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ

Доклад, представленный на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук по совокупности работ

Работы выполнены в Лаборатории высоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований



Дубна 1964

1990 69

В настоящее время имеется богатый набор экспериментальных данных о свойствах элементарных частиц и о свойствах их взаимодействий. Предпринимаются попытки их теоретического осмысливания. Очевидно, однако, что исследования этой проблемы еще далеки от своего завершения. Поэтому сейчас представляется возможным сформулировать только некоторые основные закономерности, управляющие процессами в мире элементарных частиц. В наиболее завершеном виде находится сейчас теория электромагнитных процессов. В последние годы существенный прогресс в рамках универсальной четырехфермионной теории имеет место в проблеме слабых взаимодействий элементарных частиц<sup>/1/</sup>. Здесь удалось с единой точки зрения объяснить большой круг явлений, таких как  $\beta$ -распад ядер, распады  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов и  $\mu$ -захват, в процессах, в которых не участвуют странные частицы. В то же время довольно неясная ситуация, в том числе и с экспериментальной точки зрения, имеет место в процессах слабых взаимодействий с участием странных элементарных частиц. И наименее разработанной является сейчас проблема сильных взаимодействий элементарных частиц. Не говоря даже о теоретическом аспекте проблемы, видно<sup>/2,3/</sup>, что хотя нам известен большой объем экспериментальных фактов о сильных взаимодействиях элементарных частиц, но сейчас нет возможности даже в некотором феноменологическом смысле завершить систематику сильно взаимодействующих элементарных частиц. Тем более нет речи о проведении такого рода программы для описания всего комплекса явлений в мире элементарных частиц.

В дальнейшем мы ограничимся только классом сильных взаимодействий элементарных частиц. В настоящее время с достаточной степенью точности установлено, что в этих процессах, наряду с фундаментальным законом сохранения электрического заряда  $Q$ , имеют место законы сохранения таких величин, как:

- 1/ барионное число  $B$ ,
- 2/ изотопический спин  $I$ , третья проекция которого  $I_3$  определяет электрический заряд системы частиц  $Q$ ,
- 3/ странность  $S$ .

Между этими квантовыми числами элементарных частиц имеет место впервые установленное Гелл-Манном<sup>/4/</sup> эмпирическое соотношение:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} S, \quad /1/$$

где  $U = B + S$  - квантовое число гиперзаряда частицы.

Установлена также инвариантность процессов сильных взаимодействий относительно таких фундаментальных операций, как пространственные трансляции, вращения и инверсии. Знание этих основных положений позволяет сформулировать в самом общем виде целый ряд закономерностей, имеющих место в рассматриваемом круге явлений.

На основе соотношения /1/ все сильновзаимодействующие элементарные частицы можно сгруппировать в изотопические мультиплеты, внутри которых расщепление производится по величине электрического заряда  $Q$ .

Для элементарных частиц, квантовые числа которых удовлетворяют условиям, что

$$|Q| \leq 1, |B| \leq 1 \text{ и } I \leq 1,$$

трансформационные свойства волновых функций в изотопическом пространстве будут характеризоваться данными, приведенными в таблице 1 /5,8/ ( $P = e^{i\frac{1}{2}\sigma\pi}$  - четность в изотопическом пространстве/).

Т а б л и ц а 1

Трансформационные свойства в изотопическом пространстве	Частицы	$I$	$\frac{1}{2}U$	$P$
Изоспинор 1-го рода	$N^+, K^+; N^0, K^0$	+1/2; -1/2	+1/2	$i$
Изоспинор 2-го рода	$\Xi^0, K^0; \Xi^-, K^-$	+1/2; -1/2	-1/2	$-i$
Изосевдовектор	$\Sigma^+, \pi^+; \Sigma^0, \pi^0; \Sigma^-, \pi^-$	+1; 0; -1	0	+1
Изоскаляр	$\Lambda^0, \rho^0$	0	0	+1
Изосевдоскаляр	$Z^+, \omega^+; \Omega^-, \omega^-$	0	+1; -1	-1

Построенная таким образом систематика сильновзаимодействующих элементарных частиц получила наименование систематики Гелл-Манна-Нишиджимы. Эта систематика хорошо соответствовала экспериментальным данным об этих частицах до обнаружения серии короткоживущих частиц-резонансов, распадающихся по сильному и/или электромагнитному, как  $\eta^0$ -мезон/ взаимодействию. О некоторых до сих пор не найденных частицах, предсказываемых этой систематикой, речь будет идти ниже.

Речь здесь идет о хорошем соответствии в том смысле, что была известна только одна серия частиц, квантовые числа которых удовлетворяли соотношению /1/.

Но известные ранее резонансы в сечениях  $\pi$ -нуклонных взаимодействий, а также обнаруженные в последние годы резонансные эффекты в процессах с участием странных частиц тоже должны рассматриваться как частицы, поскольку времена жизни таких резонансных состояний по порядку величины либо равны, либо меньше, чем характерное время ядерных взаимодействий, равное в энергетических единицах величине  $m_\pi c^2$ , где  $m_\pi$  - масса  $\pi$ -мезона. Теперь мы имеем дело с несколькими сериями элементарных частиц, соответствующие квантовые числа которых удовлетворяют соотношению /1/, а поэтому необходимо формулировать более общие соображения о принципах классификации элементарных частиц. Сейчас кажется, что наиболее успешные попытки такого обобщения имеют место в рамках гипотез об унитарной симметрии в сильных взаимодействиях, где элементарные частицы с равными спинами и одинаковыми четностями группируются в унитарные мультиплеты различной сложности (синглеты, октетты, декуплеты и т.д.), внутри которых уже частицы расщепляются на изотопические мультиплеты (типа приведенных в табл. 1, и появился еще один тип изотопического мультиплета - квартет барионов с изотопическим спином, равным  $I = 3/2$ , и странностью  $S=0$ , содержащий частицу с электрическим зарядом, равным  $Q = +2$  (квартет  $\Delta$ -барионов).

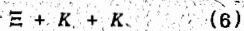
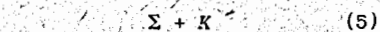
Будучи сформулированными на основе совершенно общих соображений, систематики этого типа не претендуют на объяснение многих конкретных свойств элементарных частиц и реакций их взаимодействий. Но большего пока и трудно требовать в этом вопросе, поскольку в нашем распоряжении пока не имеется общей теории сильных взаимодействий. С другой стороны, хотя и накоплен богатый экспериментальный материал об элементарных частицах, но его еще явно недостаточно для построения общей картины мира элементарных частиц. Видно /2,3/, что при любой попытке классифицировать даже только сильновзаимодействующие элементарные частицы имеют место предсказания о существовании новых, еще не обнаруженных частиц. В такой ситуации первой необходимостью является накопление экспериментальных данных о наиболее фундаментальных свойствах реакций с участием сильно-взаимодействующих частиц. С другой стороны, определенную эвристическую ценность представляют модельные построения с целью качественного, а где возможно, и количественного описания явлений в физике элементарных частиц.

Представляемый обзор содержит изложение основных результатов цикла работ автора по физике странных элементарных частиц, выполненных в течение 1959-1963 гг. В этот цикл входят проведенные при участии автора экспериментальные исследования характеристик процессов генерации странных частиц в  $\pi$ -нуклонных взаимодействиях при больших энергиях /9,11,17,25,48,49,52,53/. В обзоре излагаются также некоторые вопросы, связанные с систематикой элементарных частиц периода до 1961 г., т.е. до обнаружения серии новых короткоживущих частиц-резо-

нансов. В первую очередь эти работы касаются проблемы существования некоторых элементарных частиц систематики Гелл-Манна-Нишиджимы /39,40,42/, а также завершения композиционной модели элементарных частиц  $K$ -мезон-барионного типа /31/. Конечно, на сегодняшний день классификация элементарных частиц должна формулироваться с учетом новых экспериментальных данных. Некоторые вопросы этой проблемы обсуждались в работах /2,3/.

## I

При взаимодействиях высокоэнергичных  $\pi$ -мезонов с нуклонами в силу закона сохранения квантового числа странности имеет место только совместное рождение частиц с суммарной странностью, равной нулю. При этом, если среди них имеются и странные частицы, то отрицательной странностью характеризуются частицы барионного типа, а положительной - мезонного. Кроме того, возможна генерация на нуклоне пар  $K$  и  $\bar{K}$ -мезонов с противоположными по знаку и равными по величине странностями. Итак, для энергий  $\pi$ -мезонов, близких к порогам реакций совместного рождения странных частиц, мы можем записать такие реакции в виде



Реакция /6/ характеризуется малой величиной сечения по сравнению с сечениями остальных реакций, и мы не будем ею интересоваться. В дальнейшем мы проанализируем энергетические зависимости некоторых парциальных процессов в реакциях генерации странных частиц. В первую очередь это будет касаться реакций /4/ и /5/ совместного с  $K$ -мезонами рождения нейтральных  $\Lambda^0$ - и  $\Sigma^0$ -гиперонов, которые обозначим символом  $Y^0$ , а также реакций /7/ генерации пар  $K\bar{K}$ -мезонов. Эти процессы сейчас исследуются в различных экспериментальных условиях в энергетическом интервале  $\pi$ -мезонов вплоть до 16 Гэв.

Известно /7/, что при энергиях, немного выше пороговых, сечение двухчастичной реакции  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$  характеризуется резонансноподобной зависимостью от импульса первичного  $\pi$ -мезона с максимумом на уровне 1,0 мб при 1,0 Гэв/с. При этом угловое распределение продуктов реакции относительно направления импульса первичного  $\pi$ -мезона имеет вид /8/

$$a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos^2 \theta + a_3 \cos^3 \theta + a_4 \cos^4 \theta$$

с заметной изотропной частью, что указывает на преобладающую роль вкладов от  $S$ - и  $P$ -состояний разлетающихся частиц в конечном состоянии реакции.

В наших работах, выполненных в пучках отрицательных  $\pi$ -мезонов синхротрона на 10 Гэв в Дубне, было показано, что с ростом энергии  $\pi$ -мезонов качественные характеристики реакций /4/ и /5/ генерации нейтральных  $\Sigma^0$ - и  $\Lambda^0$ -гиперонов заметно меняются. Во-первых, реакции становятся многочастичными, т.е. совместно с  $K$ -мезон-гиперонной парой обычно генерируется некоторое  $\pi$ -мезонное сопровождение. Средняя величина множественности

$\pi$ -мезонного сопровождения имеет значение 1 при импульсе  $\pi$ -мезонов 2,8 Бэв/с /9/ и достигает величины 2,5 по заряженным компонентам при 7 Гэв/с /11/. Таким образом, теперь реакции ассоциативного рождения  $Y^0$ -гиперонов и  $K$ -мезонов идут по схеме



Второй важной особенностью этих реакций является практическое постоянство суммарного сечения реакций типа /8/. При анализе 14 тыс. фотографий, полученных при облучении 24-литровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ /10/ в пучке отрицательных  $\pi$ -мезонов с импульсом в интервале 6-8 Гэв/с, было задетектировано 86 распадов  $\Lambda^0$ -гиперонов, генерированных в  $\pi^-$ - $p$ -взаимодействиях либо прямо, либо через распад  $\Sigma^0$ -гиперонов. Измеренная величина сечения выхода  $\Lambda^0$ -гиперонов в таких реакциях оказалась равной  $0,8 \pm 0,25$  мб /11/. Суммарное сечение реакций генерации  $\Lambda^0$ - и  $\Sigma^0$ -гиперонов в  $\pi$ -нуклонных взаимодействиях при энергии порядка 1,5 Гэв оценивается величиной 0,5 мб. Таким образом, отсюда следует, что при изменении энергии первичного  $\pi$ -мезона от 1,5 Гэв до 7 Гэв суммарное сечение генерации  $Y^0$ -гиперонов меняется незначительно. В дальнейшем в других лабораториях были получены сведения об этой величине в интервале импульсов  $\pi$ -мезонов от 4,65 Гэв/с до 16 Гэв/с. Сопоставление всех имеющихся данных /12-14/ свидетельствует о том, что суммарное сечение реакций генерации нейтральных  $Y^0$ -гиперонов в этом интервале изменений энергий начальных  $\pi$ -мезонов имеет в пределах ошибок опыта практически постоянное значение на уровне 0,8-1,0 мб.

Наконец, третьим важным обстоятельством является существенное изменение формы угловой зависимости дифференциального сечения реакций генерации нейтральных гиперонов в  $\pi$ -нуклонных взаимодействиях при больших энергиях.

Впервые /8/ на это обстоятельство было обращено внимание в наших работах, выполненных при облучении ксеноновой пузырьковой камеры /15/ в пучке отрицательных  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 2,8 Гэв/с. Еще более четко новые тенденции проявились в  $\pi^-$ -нуклонных взаимодействиях при импульсе 7 Гэв/с /18/.

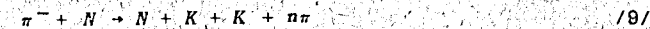
Сведения об угловых характеристиках дифференциальных сечений генерации нейтральных гиперонов в  $\pi^-$ -нуклонных взаимодействиях при 2,8 Бэв/с были получены при анализе 35000 фотографий, на которых было задетектировано 470 случаев распадов  $\Lambda^0$ -гиперонов от реакций типа /8/ на связанных нуклонах в ядре ксенона при импульсе  $\pi^-$ -мезона 2,8 Гэв/с. В результате проведенных измерений было найдено /17/, что  $\Lambda^0$ -гипероны в основном генерируются в узком угловом интервале вблизи направления первоначального движения нуклона в с.д.м. реакции. Выход  $\Lambda^0$ -гиперонов сконцентрирован в угловом интервале от  $\cos\theta = -1$  до  $\cos\theta = -0,5$ , на который приходится до 90% полного сечения реакций. Вклад изотропной части оказывается небольшим, порядка 10%. Такие качественные особенности реакций генерации нейтральных гиперонов еще более отчетливо проявились при энергии начальных  $\pi^-$ -мезонов порядка 7 Гэв /11,18/. При этих энергиях наблюдается еще большая концентрация  $\Lambda^0$ -гиперонов в направлении назад в с.д.м. реакции. Угловое распределение реакций характеризуется тем, что  $\Lambda^0$ -гипероны теперь уже сконцентрированы в угловом интервале  $-1 \leq \cos\theta \leq -0,7$ . После работ, выполненных в Дубне, эти тенденции были подтверждены в опытах с  $\pi^-$ -мезонами как в промежуточной /12/ по отношению к указанным области энергий, так и при более высоких энергиях /19,20/.

Угловые распределения  $K^0$ -мезонов в реакциях /8/ зависят от количества  $\pi^-$ -мезонов, сопровождающих генерацию гиперон- $K^-$ -мезонной пары /11,18/. Наблюдается резкая асимметрия в направлении вперед в с.д.м. реакции, когда  $\pi^-$ -мезонное сопровождение  $n_\pi$  мало ( $n_\pi = 0$  или 2), и эта асимметрия сглаживается с увеличением  $n_\pi$ . Угловое распределение  $K^0$ -мезонов становится практически изотропным при  $n_\pi = 4$  или 6.

Таким образом, экспериментальные данные о дифференциальных сечениях реакций /8/ и аналогичных им, определенно свидетельствуют о том, что в реакциях генерации гиперонов при столкновениях частиц высоких энергий барионный заряд стремится сохранить направление своего первоначального движения. Такая же тенденция наблюдается и для нуклонов в процессах множественного рождения обычных частиц в  $\pi^-$ -нуклонных /21/ и нуклон-нуклонных /22/ взаимодействиях при больших энергиях, а также для барионов различного типа в антипротон-протонных взаимодействиях /23/. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что при этом среднее значение переданного бариону поперечного импульса практи-

чески не зависит от энергии реакции и, возможно, немного меняется с массой генерируемого бариона. Эти величины заключены в пределах значений порядка 400-500 Мэв/с для исследованных сейчас реакций. В основу понимания такого поведения барионов в реакциях при больших энергиях должно быть положено представление о периферическом характере протекания этих реакций, сформулированное впервые в работах Тамма И.Е. и его учеников /24/. Постоянство поперечного переданного бариону импульса свидетельствует о том, что в подавляющей части процессы разыгрываются в некоторой области бариона, не зависящей от энергии реакции. На квантово-механическом языке это означает, что с ростом энергии взаимодействующих частиц доминирующую роль играют все более возрастающие значения орбитальных моментов, что и приводит к увеличению концентрации угловых распределений барионов в направлении назад в с.д.м. реакции.

Наряду с процессами ассоциативного рождения гиперонов и  $K^-$ -мезонов в  $\pi^-$ -нуклонных взаимодействиях при больших энергиях имеет место еще канал генерации пар  $K^+$  и  $K^-$ -мезонов, энергетический порог которого равен 1,34 Гэв. Оказалось, что этот канал обладает рядом интересных особенностей. Впервые эти процессы были подробно изучены при импульсах  $\pi^-$ -мезонов 2,8 Гэв/с /25/ и около 7 Гэв/с /11/. В наших исследованиях с помощью ксеноновой пузырьковой камеры было показано, что отношение сечения генерации пар  $K^0\bar{K}^0$ -мезонов и суммы сечений генерации  $\Lambda^0 K^-$ -пар и  $\Sigma^0 K^-$ -пар имеет величину порядка 0,5. Приблизительно таким же по величине оно было найдено и в опытах с пропановой пузырьковой камерой при импульсе  $\pi^-$ -мезонов 7 Бэв/с. Этот результат подтвержден при анализе сведений об обсуждаемой величине, полученных при промежуточном значении импульса 4,65 Гэв/с /12/. Однако при учете всех каналов генерации пар  $K\bar{K}$ -мезонов в реакциях типа



выяснилась важная характеристика этого процесса. Оказалось, что величина отношения сечений  $\frac{\sigma(K\bar{K})}{\sigma(Y^0 K)}$  меняется от 0,83 при 2,8 Гэв/с /17/ до 2,0 при 7 Гэв/с /11/. Поскольку величина  $\sigma(Y^0 K)$ , как уже указывалось, практически постоянна в этом энергетическом интервале, то это означает, что сечение генерации пар  $K\bar{K}$ -мезонов характеризуется быстрым ростом в этом энергетическом интервале  $\pi^-$ -нуклонных взаимодействий. Обнаруженный в этих опытах факт быстрого роста сечения генерации пар  $K\bar{K}$ -мезонов в  $\pi^-$ -нуклонных взаимодействиях был подтвержден в позднее проведенных экспериментах /12-14/. Имеющиеся сейчас сведения об отношениях величин сечений генерации пар  $K\bar{K}$ -мезонов и гиперон- $K^-$ -мезонных пар в  $\pi^-$ -нуклонных взаимодействиях при различных энергиях можно свести в следующую таблицу.

Таблица 2

$p_{\pi}$ Гэв/с	$\frac{\sigma(K^0 K^0)}{\sigma(Y^0 K)}$	$\frac{\sigma(K\bar{K})}{\sigma(Y^0 K)}$	$\frac{\sigma(K\bar{K})}{\sigma(YK)}$
2,8 <sup>/17/</sup>	0,4 ± 0,15	0,83 ± 0,2	
4,65 <sup>/12/</sup>	0,42	1,0	0,72
7 + 8 <sup>/11/</sup>	0,5	2,0	
10 <sup>/13/</sup>		2,8	1,5
16 <sup>/14/</sup>		3,4	1,8

Приведенные данные указывают на то, что впервые обнаруженная нами тенденция роста отношения  $\frac{\sigma(K\bar{K})}{\sigma(Y^0 K)}$  продолжается вплоть до энергии  $\pi$ -мезонов 16 Гэв, причем при этой энергии сечение генерации пар  $K\bar{K}$ -мезонов более чем в 3 раза превышает сечение генерации пар  $Y^0$ -гиперонов и  $K$ -мезонов. Поскольку в этом энергетическом интервале постоянна величина  $\sigma(Y^0 K)$ , а также постоянна и величина полного сечения  $\pi$ -нуклонного взаимодействия, то это означает, что быстрым ростом характеризуется полное сечение генерации  $\pi$ -мезонами пар  $K\bar{K}$ -мезонов  $\sigma(K\bar{K})$ . Очевидно, что следует ожидать прекращения этого роста и выхода величины  $\sigma(K\bar{K})$  к некоторому предельному значению. Представляется интересным выяснить значение предельной величины  $\sigma(K\bar{K})$  и при какой энергии  $\pi$ -мезонов она достигается.

II

Для качественного понимания описанных в предыдущем разделе фактов о реакциях генерации странных частиц недостаточно самых общих положений, изложенных во введении, которые кладутся в основу систематики элементарных частиц. Нужна конкретизация некоторых свойств частиц, на основе которых можно было бы получить описание кинематических и динамических характеристик реакций. Это можно сделать, постулируя какие-либо модельные представления о структуре "элементарных" частиц. Отправной точкой зрения при этом, как правило, бывает мнение, что число "элементарных" частиц чрезмерно велико. Поэтому постоянно предпринимаются попытки создать различные модели "элементарных" частиц таким образом, чтобы число истинно элементарных /назовем их фундаментальными/ частиц было сведено к минимуму, а все многообразие "элементарных" частиц можно было бы представить либо в виде возбужденных состояний фундаментальных частиц, либо в виде некоторых композиционных образований из таких фундаментальных частиц. Например, интересна, а в настоящее время, возможно, и актуальна предпринятая М.А. Марковым попытка<sup>/5/</sup> рассматривать барионы как возбужденные состояния нуклонов. Второе направление решения этого вопроса заключается в создании композиционных моделей "элементарных" частиц. Так, кажется, что богатые возможности для понимания известных экспериментальных данных об "элементарных" частицах имеются в рамках моделей  $K$ -мезон-барионного типа. Первый вариант такой модели был предложен Гольдхабером<sup>/28/</sup>, которым в качестве фундаментальных были выбраны дублет нуклонов и дублет  $\bar{K}$ -мезонов. Негановым<sup>/27/</sup> была предложена модель, которая в некотором смысле симметрична модели Гольдхабера. В ней в качестве фундаментальных частиц выбраны дублет  $\Xi$ -гиперонов и дублет  $K$ -мезонов.

Но, в принципе, нет необходимости, как это имеет место в моделях Гольдхабера и Неганова, иметь дело с четырьмя фундаментальными частицами, с помощью которых строятся все остальные. Действительно, при построении набора известных "элементарных" частиц и для описания реакций с их участием мы должны исходить из требования, что необходимо удовлетворить следующим трем перечисленным во введении законам сохранения: 1/ барионного числа, 2/ изотопического спина и 3/ странности. Этим требованиям можно удовлетворить, постулируя только три фундаментальных частицы со свойствами, обеспечивающими выполнение указанных законов сохранения. Из отобранных таким образом фундаментальных частиц хотя бы одна должна быть барионом, а две из них должны быть компонентами изотопического дублета. Тогда из известных трансформационных свойств волновых функций "элементарных" частиц в изотопическом пространстве, о части из которых

такие сведения приведены в табл. 1, следует два варианта выбора фундаментальных частиц:

1/ в качестве фундаментальных частиц могут быть выбраны три бариона, два из которых являются компонентами изотопического дублета;

2/ фундаментальными частицами являются один барион-изотопический синглет и изотопический дублет  $K$ -мезонов.

С помощью трех выбранных по одному из этих вариантов фундаментальных частиц и трех их античастиц можно построить все известные сейчас элементарные частицы, а также в значительной мере описать свойства реакций их генерации и распадов. В первом варианте наибольшей известностью пользуется модель, предложенная Сагата<sup>/28/</sup> и развитая Окунем<sup>/29/</sup>, а в наиболее общем виде сформулированная Зельдовичем<sup>/30/</sup>.

Нами в 1959 году были рассмотрены возможные модели  $K$ -мезон-барионного типа с минимальным числом фундаментальных частиц<sup>/31/</sup>. В рамках тогдашних представлений систематики Гелл-Манна-Нишиджимы такая модель имеет два варианта:

1/ фундаментальными частицами являются  $\Omega$ -гиперон со странностью  $S = -3$  и дублет  $K^+$ -и  $K^0$ -мезонов со странностью  $S = +1$ ;

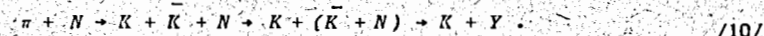
2/ фундаментальные частицы есть  $Z^+$ -гиперон со странностью  $S = +1$  и дублет  $K^0$ -и  $K^-$ -мезонов со странностью  $S = -1$ .

Сравнение предсказаний этих двух вариантов модели с опытными данными показывает, что более предпочтителен первый вариант ее. Приведем хотя бы аргументы, вытекающие из известных масс барионов. Известно, что масса нейтрона на 1,3 Мэв больше массы протона, а  $\Xi^-$ -гиперон тяжелее  $\Xi^0$ -гиперона на  $5,6 \pm 1,4$  Мэв<sup>/32/</sup>. Во втором варианте структура дублета нуклонов выглядит следующим образом:  $p = Z^+ K^0$ ,  $n = Z^+ K^-$ , а в первом для дублета  $\Xi$ -гиперонов структура принимается в виде:  $\Xi^0 = \Omega K^+$ ,  $\Xi^- = \Omega K^0$ . Теперь вспомним, что  $K^0$ -мезон тяжелее заряженных  $K$ -мезонов приблизительно на 4 Мэв. Очевидно, что даже пренебрегая электромагнитными силами взаимодействия, вторая модель дает  $m_p > m_n$  в противоречии с известными фактами, а из первой в соответствии с опытом следует, что  $m_{\Xi^0} > m_{\Xi^-}$ . Аналогичная ситуация возникает с величинами масс в тройке  $\Sigma$ -гиперонов, и в соответствии с опытом находятся предсказания первого варианта модели.

Итак, согласно  $\Omega K$ -варианту модели дублет  $\Xi^0$ - и  $\Xi^-$ -гиперонов есть две образованные по сильному взаимодействию комбинации  $\Omega$ -гиперона и  $K^+$  и  $K^0$ -мезонов, соответственно. Триплет  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$  и  $\Sigma^-$ -гиперонов

является соответственно тройкой комбинаций  $\Omega^- K^+ K^+$ ,  $\Omega^- K^+ K^0$  и  $\Omega^- K^0 K^0$ . Синглет  $\Lambda^0$ -гиперон определяется как  $\Omega^- \omega^+$ -комбинация, в которой  $\omega^+$ -комбинация представляет из себя связанное состояние  $K^+$ -и  $K^0$ -мезонов. Наконец, дублет нуклонов является двумя возможными комбинациями вида  $\Omega^- \omega^+ K^+$  и  $\Omega^- \omega^+ K^0$ , а  $Z^+$ -гиперон есть комбинация вида  $\Omega^- \omega^+ \omega^+$ . Разнообразные мезоны будут описываться в такой схеме в виде различных состояний барион-антибарионных систем.

Теперь посмотрим, какими свойствами будут характеризоваться реакции генерации странных частиц в рамках  $K$ -мезон-барионных моделей. Основным механизмом генерации странных частиц будет механизм генерации первичным  $\pi$ -мезоном пары  $K\bar{K}$ -мезонов, который можно рассматривать как диссоциацию  $\pi$ -мезона по схеме  $\pi \rightarrow K + \bar{K}$  в поле нуклона. Если энергии реакции недостаточно для генерации пары реальных  $K\bar{K}$ -мезонов, то  $\bar{K}$ -мезон, соединяясь с нуклоном, образует гиперон со странностью  $-1$ , т.е. реакция идет по схеме



Очевидно, что барион, в таком процессе периферического характера, будучи частицей, более тяжелой, нежели другие участвующие в реакции частицы, будет при этом стремиться сохранить направление своего первоначального движения.

Канал генерации  $\pi$ -мезонами пар реальных  $K$ -и  $\bar{K}$ -мезонов открывается при пороговой энергии 1,34 Гэв. При этом следует ожидать, что с ростом энергии налетающего  $\pi$ -мезона процесс генерации  $K\bar{K}$ -пар, являясь первичным, будет характеризоваться сильной энергетической зависимостью сечения, которое в конце концов будет превалировать над сечением генерации гиперон- $K$ -мезонных пар. При больших энергиях следует ожидать также угловую направленность  $K\bar{K}$ -мезонных пар в направлении вперед в с.ц.м. реакции. Именно этими свойствами и характеризуются реакции с участием странных частиц, о которых была речь выше. Кроме указанных аргументов, можно привести целый ряд и других фактов, показывающих, что следствия, вытекающие из моделей  $K$ -мезон-барионного типа, как правило, хорошо соответствуют экспериментальным данным о реакциях рождения и распада<sup>/33/</sup> странных частиц. При этом в лучшем соответствии с опытом находятся предсказания моделей именно того типа, где частицами являются  $K$ -мезонный дублет и соответствующий ему гиперон, т.е.  $\Omega K$  модель, либо модель  $\Xi K$  Неганова, которые в этом отношении эквивалентны и различаются только числом фундаментальных частиц.



В различных систематиках и моделях возникают вопросы о существовании некоторых частиц, которые данной схемой предсказываются, но экспериментально их наличие не установлено. Аналогичная ситуация возникает и в данном случае. Речь идет о частицах - изотопических синглетах систематики Гелл-Манна-Нишиджимы:  $\Omega^-$ -гипероне,  $Z^+$ -гипероне, а также  $\omega^\pm$ -мезонах со странностью  $S = \pm 2$  и  $\rho^0$ -мезоне со странностью, равной нулю.

Из известных масс барионов следует, что в моделях  $K$ -мезон-барионного типа масса  $\Omega^-$ -гиперона должна составлять величину порядка 1600 Мэв. Таким образом, в случае  $\Omega^-$ -распада по слабому взаимодействию наиболее вероятными схемами распада будут схемы типа



если для этого достаточно массы  $\Omega^-$ -гиперона, либо схема



если массы  $\Omega^-$ -гиперона недостаточно для распадов по схемам /11/. Не исключено, что в пользу последней схемы будут также аргументы, вытекающие из рассмотрения фазовых объемов этих двух возможностей распада  $\Omega^-$ -гиперона.

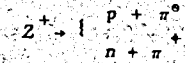
Проблема обнаружения частицы типа  $\Omega^-$ -гиперона является очень трудной, поскольку он может появиться в реакциях типа



сечения которых очень малы. В качестве аргумента в пользу его возможного существования обычно использовался случай, зафиксированный Айзенбергом<sup>/34/</sup> и интерпретированный как наблюдение распада частицы по схеме /11б/.

В последнее время систематические поиски привели<sup>/35/</sup> к наблюдению еще одного события генерации  $\Omega^-$ -гиперона в реакции /13б/  $K^-$ -мезонами с импульсом 5 Гэв/с. Он распался по схеме /11а/ по каналу  $\Xi^0 + \pi^-$ , и его масса оказалась равной  $(1688 \pm 12)$  Мэв. Таким образом, можно с большой степенью достоверности считать, что частица со свойствами  $\Omega^-$ -гиперона существует.

Теперь о  $Z^+$ -гипероне со странностью  $S = +1$ . Из известных масс барионов можно оценить, что в такой схеме структура типа  $\Omega^- \omega^+ \omega^+$  должна иметь массу порядка 700 Мэв. Но при таком значении массы  $Z^+$ -гиперона его существование исключается. Действительно, распадаясь,  $Z^+$ -гиперон должен давать в силу закона сохранения барионного заряда в числе продуктов распада и нуклон. Таким образом, он должен иметь схемы распада вида



Но масса продукта распада - нуклона больше массы родительского  $Z^+$ -бариона. Поскольку из энергетических соображений это невозможно, то мы должны заключить, что в рассматриваемой нами модели  $Z^+$ -гиперона как реально существующей частицы не должно быть.

Таким образом, согласно излагаемой схеме следует продолжить исследования свойств  $\Omega^-$ -гиперона в первую очередь как долгоживущей частицы. Вопрос о  $Z^+$ -гипероне как долгоживущей частице в такой схеме ясен в том смысле, что ее не существует. По-видимому, не существует он и в виде резонансных состояний типа  $KN$  со странностью  $S = +1$ , поскольку таких резонансных состояний не найдено.

Что можно сказать об  $\omega^-$ -мезонах? На 9 ежегодной конференции по физике высоких энергий в Киеве в 1959 году проф. Ван Гаян-чан<sup>/36/</sup> сообщил об интересном событии, зафиксированном в 24-литровой пузырьковой пропановой камере в пучке  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 6,8 Гэв/с. Наиболее естественным образом событие интерпретировалось как наблюдение реакции взаимодействия  $K^+$ -мезона со связанным нейтроном в ядре  $C^{12}$  согласно схеме



При этом событие характеризовалось высокой степенью компланарности следов первичного  $K^+$ -мезона и вторичных  $\pi^+$  и  $K^0$ -мезонов. Такое свойство написанной выше реакции можно объяснить проявлением в процессе ее протекания сильного  $K\pi$ -взаимодействия, свойства которого следовало бы изучить в специально поставленных опытах с  $K^+$ -мезонами. Но допустима и другая интерпретация этого события. А именно, что это есть распад свободной  $D^+$ -частицы по схеме  $D^+ \rightarrow K^0 + \pi^+$ . Это было бы свидетельством в пользу существования заряженного мезона со странностью  $+2$ , обладающего временем жизни порядка  $10^{-10}$  сек, т.е. в пользу существования частицы, свойства которой аналогичны свойствам  $\omega^+$ -мезона систематики Гелл-Манна-Нишиджимы. Яманучи<sup>/37/</sup> было указано, что имеются и другие свидетельства в пользу возможного существования как  $D^+$ -мезона, так и его отрицательного партнера  $D^-$ -мезона. Были также указания на существование их нейтрального партнера с аналогичными схемами распадов<sup>/38/</sup>. Речь идет о так называемых "аномальных"  $V$ -событиях как заряженных, так и нейтральных, наблюдавшихся в исследованиях в космичес-

ких лучах и пучках частиц больших энергий от ускорителей. Но нейтральной частицы с такими свойствами в схеме Гелл-Манна-Нишиджимы не должно быть. Такой оборот событий, если бы он подтвердился, имел бы важные последствия в смысле наших представлений о систематике элементарных частиц и основных положений, на основе которых она строилась /39,40/. Поэтому нами был проведен специальный анализ относящегося к этому кругу вопросов экспериментального материала с целью выяснить вопрос об убедительности фактов в пользу существования тройки  $D^-$ -мезонов.

Повторный анализ /41/ "аномальных"  $K^+$ -распадов, которые интерпретировались Яманучи /37/ как распады  $D^+$ -мезонов с массой порядка 720 Мэв, вновь подтвердил, что наблюдаемые события являются распадами  $K^+$ -мезонов. Были отвергнуты и другие аргументы в пользу существования заряженных  $D^-$ -мезонов. Нами было показано /42/, что, например, случай Харта и Блока /43/, который мог бы быть интерпретирован как распад  $D^+$ -мезона по схеме



допускает и другую интерпретацию, а именно, полет отрицательной частицы в обратном направлении с рассеянием на ядре газа, наполняющего камеру, поскольку распад  $K^0$ -мезона не был зафиксирован в этом событии. Два события, интерпретировавшиеся в /37/ как распады  $D^-$ -мезонов, не являются достаточно убедительными с экспериментальной точки зрения и совсем сомнительны с точки зрения существования частицы со странностью  $S = -2$  и со временем жизни порядка  $10^{-10}$  сек. Последнее следует из того, что невозможно указать реакцию, в которой они могли бы генерироваться вблизи места их детектирования в указанных работах. Анализ других возможных свидетельств в пользу существования заряженных  $D^-$ -мезонов показал, что такие события характеризуются большими ошибками измерений масс первичных частиц и что наиболее вероятной их трактовкой должна быть принята трактовка их как обычных распадов  $K^-$ -мезонов.

С точки зрения поисков нейтральных  $D^-$ -мезонов нами были проанализированы "аномальные"  $V^0$ -события, опубликованные в различных работах. Оказалось /42/, что распределение по массам 42 проанализированных событий в предположении, что распад идет по схеме



имеет два выброса при значениях порядка 670 Мэв и 700 Мэв. Аналогичному анализу были подвергнуты также  $V^0$ -события от известных распадов  $K_2^0$ -мезонов, генерированных в мишени синхрофазотрона ОИЯИ и зафиксированных в камере

Вильсона /44/. Сопоставление этих данных показывает, что основная часть "аномальных"  $V^0$ -событий обусловлена распадами  $K_2^0$ -мезонов, и для нейтральных  $D^-$ -мезонов места практически не остается.

Таким образом, сейчас можно утверждать, что нет достаточных экспериментальных оснований в пользу существования семейства частиц со странностью  $\pm 2$  и со схемами распада типа  $D \rightarrow K + \pi$ , т.е. типа  $\omega$ -мезонов схемы Гелл-Манна-Нишиджимы, с массой порядка 700 Мэв и временем жизни порядка  $10^{-10}$  сек, и выходы которых в реакциях были бы порядка выходов других известных элементарных частиц. Тем не менее с точки зрения систематики элементарных частиц вопрос об их существовании является важным. Дело в том, что, кроме  $\Omega^-$ -гиперона, не обнаружены частицы, которые в схеме Гелл-Манна-Нишиджимы являются заряженными изотопическими синглетами. Этот экспериментальный факт послужил отправным пунктом для создания схем, в которых частиц с такими свойствами не должно быть /45/. Все же этот вопрос требует еще выяснения, так как новые возможности здесь открылись в связи с обнаружением частиц - резонансных состояний двух и более частиц, обладающих чрезвычайно короткими временами жизни порядка ядерных или электромагнитных. Но исследования по этому кругу проблем только начались, и нужно некоторое время для того, чтобы набрать опытные факты и проанализировать их.

Возвращаясь к случаю, доложенному проф. Ван Ган-чаном на Киевской конференции по физике высоких энергий в 1959 г., напомним, что в дальнейшем, кроме компланарных событий, было обнаружено заметное число и некомпланарных /11/. Это уже свидетельствовало больше в пользу объяснения этого события на основе гипотезы о существовании сильного  $K\pi$ -взаимодействия. Как известно, окончательно этот вопрос был решен в опытах сначала с  $K^-$ -мезонами, а затем и с  $K^+$ -мезонами, которые привели к доказательству существования сильного резонансного  $K\pi$ -взаимодействия при полной энергии  $K\pi$ -системы, равной 800 Мэв.

Выше обсуждались аргументы в пользу справедливости рассмотренной барион-К-мезонной модели элементарных частиц. Поскольку модель предлагалась в 1959 г., то она, естественно, претендовала только на описание эффектов с участием частиц систематики Гепл-Манна-Нишиджимы. С тех пор накоплены новые факты об элементарных частицах, открыт новый класс частиц-резонансов, распадающихся по сильным (или электромагнитным, как  $\eta^0$ -мезон) взаимодействиям. Поэтому возникает вопрос, в какой мере рассмотренные выше модельные представления имеют отношение к ситуации, сложившейся на сегодняшний день в физике элементарных частиц.

Было уже указано, что совокупность сведений о квантовых числах элементарных частиц может быть удовлетворительным образом систематизирована в рамках представлений об унитарной симметрии в мире элементарных частиц<sup>/3/</sup>. Гак, частицы мезонного типа можно сгруппировать в два унитарных октуплета: октуплет псевдоскалярных мезонов ( $\pi, \eta^0, K/\bar{K}$ ) и октуплет векторных мезонов ( $\rho, \omega^0, K^* \text{ и } \bar{K}^*$ ), а некоторые из них отнести к унитарным синглетам (например,  $f^0$ -мезон и т.д.).

Из известных сейчас частиц барионного типа комплектуются  $(1/2)^+$ -октуплет ( $N_{940}, \Lambda_{1115}, \Sigma_{1190}, \Xi_{1320}$ ) и  $(3/2)^+$ -декуплет ( $\Delta_{1238}, \Sigma_{1385}, \Xi_{1530}, \Omega_{1680}$ ), если  $\Omega_{1680}$ -гиперон имеет спин  $3/2$  и положительную относительно  $\Lambda N$ -системы четность. Можно думать, что заполняется  $(3/2)^-$ -октуплет ( $N_{1512}, \Lambda_{1520}, \Sigma_{1660}, \Xi_{1660}$ ), где не обнаружен пока  $\Xi_{1660}$ -барион и неясен вопрос с квантовыми числами  $\Sigma_{1660}$ -резонанса. Возможно, что изобарами  $N_{1688}$  и  $\Lambda_{1815}$  начинается заполнение еще одного унитарного октуплета с квантовыми числами  $(5/2)^+$ . Обращает на себя внимание то обстоятельство, что изобары этого мультиплета имеют одинаковую четность с изобарами  $(1/2)^+$ -октуплета, а спины соответственно на 2 больше. Такие свойства приписываются элементарным частицам, находящимся на одной траектории Редже в теории комплексных моментов. Отождествим частицы унитарного  $(5/2)^+$ -октуплета с соответствующими парными по траекториям Редже частицами унитарного  $(1/2)^+$ -октуплета и допустим существование аналогичных парных унитарных мультиплетов для  $(3/2)^+$ -декуплета и  $(3/2)^-$ -октуплета. Отнесем  $\Lambda_{1405}$ -барион к унитарному синглету, и пусть у него также существует парный по траектории Редже барион. При таком простейшем выборе мы будем иметь дело с 54 барионными частицами, из которых известны сейчас только 34. Остальные 20 нужно искать в интервале масс порядка 2000 Мэв и выше. Возможное существование изобар  $N_{1400}$  и  $\Delta_{1650}$  может еще больше увеличить число не обнаруженных сейчас элементарных частиц. Но с экспериментальной точки зрения, а тем более с точки зрения фазового анализа данных о мезон-барионном рассеянии, пока еще не решен вопрос о том, какие особенности являются истинными резонансами, а какие являются проявлением механизмов мезон-барионного взаимодействия каких-либо других типов. Поэтому пока нет возможности указать, какой выбор

классификации частиц по принадлежности к унитарным мультиплетам различной сложности в Действительности осуществляется в природе.

Как следует из приведенных выше соображений, семейство элементарных частиц становится довольно многочисленным, причем на вопрос, сколько же их в действительности, сейчас ответить трудно. Имеются ли возможности сократить число истинно элементарных частиц? Вообще говоря, ответ на этот вопрос может быть положительным, поскольку, как указывалось, мы можем обойтись всего тремя фундаментальными частицами. Но мы должны всегда помнить, что сильные взаимодействия обуславливают сложные и разнообразные процессы. Фактически мы никогда не рассматриваем такие процессы во всем их разнообразии, а, сильно абстрагируясь, имеем дело только с некоторыми их сторонами. Отсюда следует, что практически всегда возможны такие подходы к решению проблемы классификации частиц, когда мы можем иметь дело с гораздо меньшим числом фундаментальных частиц, но тогда такая классификация будет отражать только свойства того класса явлений, который был выбран в качестве основы для классификации.

Что касается судьбы композиционных моделей, то их существование будет оправдано, по крайней мере до тех пор, пока не будет создана теория сильных взаимодействий. Могут меняться число фундаментальных частиц и выбор частиц в качестве фундаментальных, но сплошь и рядом такие модели по-прежнему будут иметь определенную эвристическую ценность, помогая качественно, а где возможно, и количественно, описывать процессы с участием элементарных частиц.

Важной характеристикой реакций генерации странных частиц являются их поляризационные свойства. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что даже в околопороговых для этих реакций энергетических областях это явление сложным образом зависит от энергии взаимодействующих частиц. Как известно, поляризация гиперонов в направлении нормали к плоскости их генерации (поперечная поляризация) в реакциях их парного с К-мезонами рождения является проявлением очевидных свойств спин-орбитального взаимодействия, осуществляющегося в процессе протекания реакций.

Околопороговые для реакции  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$  поляризационные явления довольно хорошо изучены. Известны угловые зависимости поперечной поляризации  $\Lambda^0$ -гиперонов при различных энергиях первичного  $\pi^-$ -мезона. Усредненное по всем углам генерации значение этой составляющей поляризации  $P$  оказалось довольно большим<sup>/8/</sup>:  $\alpha P = 0,6$ , где  $\alpha = -0,62 \pm 0,05$ <sup>/47/</sup> — параметр, характеризующий несохранение

четности в  $\Lambda^0$ -распаде. Для реакций генерации  $\Lambda^0$ -гиперонов на ядрах ксенона в этой области энергий найдено<sup>/46/</sup>, что  $a\bar{P} = 0,18 \pm 0,08$ .

Сделанные нами<sup>/48/</sup> предварительные оценки поперечной поляризации  $\Lambda^0$ -гиперонов в реакциях типа (8) на ядрах ксенона при импульсе  $\pi^-$ -мезонов 2,8 Гэв/с свидетельствовали о том, что она мала, а в  $\pi^-$ -нуклонных реакциях при 7 Гэв/с она практически отсутствует<sup>/11/</sup>.

Для получения сведений о составляющей поляризации  $\Lambda^0$ -гиперонов вдоль некоторого направления используется факт несохранения пространственной четности в  $\Lambda^0$ -распадах, и измеряется в системе покоя гиперона угловое распределение, например,  $\pi^-$ -мезонов от  $\Lambda^0$ -распада относительно этого направления. Поскольку спин  $\Lambda^0$ -гиперона равен 1/2, то эти угловые распределения имеют вид

$$1 + a\bar{P} \cos \theta, \quad /17/$$

где  $\bar{P}$  - поляризация, усредненная по углам рождения. Тогда для того, чтобы получить сведения о поляризации на основе  $N$  событий  $\Lambda^0$ -распадов вычисляется коэффициент асимметрии  $a\bar{P}$  распределения /17/ с помощью выражения

$$a\bar{P} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos \theta_i + \sqrt{\frac{3}{N}}. \quad /18/$$

Коэффициент асимметрии углового распределения  $\Lambda^0$ -распадов относительно нормали к плоскости их генерации, вычисленный нами по 356 надежно идентифицированным распадам  $\Lambda^0$ -гиперонов от реакции /8/ при 2,8 Гэв/с на ядрах ксенона оказался равным  $a\bar{P} = 0,17 \pm 0,09$ <sup>/49/</sup>. Если в анализ включить и неидентифицированные  $V^0$ -события, считая их  $\Lambda^0$ -распадами, то получается величина  $a\bar{P} = 0,13 \pm 0,08$ . В интервале импульсов  $\Lambda^0$ -гиперонов от 400 Мэв/с до 900 Мэв/с, где они наилучшим образом идентифицируются, поляризационный эффект определяется величиной  $a\bar{P} = 0,27 \pm 0,12$ . Возможно, что наибольшего значения поляризация достигает при малых углах генерации  $\Lambda^0$ -гиперонов.

Имеющиеся сейчас данные о средней величине поперечной поляризации  $\Lambda^0$ -гиперонов при больших энергиях  $\pi^-$ -мезонов свидетельствуют о том, что она практически равна нулю<sup>/18/</sup>. Очевидно, что это является следствием того, что при этих энергиях имеется много возможных каналов реакций, конечным продуктом которых являются  $\Lambda^0$ -гипероны. Такая сложность явления и приводит к эффективному обращению в нуль усредненной поляризации.

Если проблема изучения составляющей поляризации  $\Lambda^0$ -гиперонов вдоль нормали к плоскости их генерации обусловлена весьма очевидными причинами, то попытки поиска составляющей вектора поляризации гиперонов в плоскости их рождения индуцируются более важными соображениями. Дело в том, что после того как было обнаружено, что пространственная четность в слабых взаимодействиях не сохраняется и был сфор-

мулирован закон сохранения комбинированной четности в этих взаимодействиях, В.Г. Соловьевым<sup>/50/</sup> и рядом других авторов развивались соображения в пользу того, что CP-инвариантность может являться наиболее общим законом природы. При этом инвариантность какого-либо процесса относительно операции пространственного отражения и операции зарядового сопряжения порознь будет следствием некоторых дополнительных свойств этого процесса. Например, в электромагнитных процессах пространственная четность сохраняется в силу калибровочной инвариантности уравнений, описывающих эти явления. А как обстоят дела в процессах с участием сильновзаимодействующих частиц, можно было решить только после проверки этого вопроса экспериментально. Одним из следствий такой постановки вопроса была необходимость экспериментального исследования составляющей поляризации гиперонов в плоскости их рождения, нормаль к которой  $\vec{n}$  определяется векторным произведением  $\vec{n} = \vec{p} \times \vec{p}'$  единичных векторов импульсов первичного  $\pi^-$ -мезона  $\vec{p}$  и исследуемого гиперона  $\vec{p}'$  в с.ц.м. реакции. Исследования этого явления с экспериментальной точки зрения характеризуются рядом трудностей, связанных с зависимостью эффективности регистрации распадов гиперонов от угловых и импульсных характеристик реакции.

Имевшиеся сведения о  $\Lambda^0$ -гиперонах, зафиксированных в исследованиях с космическими лучами<sup>/51/</sup>, указывали на возможное наличие у них составляющей поляризации вдоль направления их движения (продольной поляризации) при больших энергиях. Предварительные данные о  $\Lambda^0$ -гиперонах, генерированных  $\pi^-$ -мезонами с импульсами 2,8 Гэв/с<sup>/52/</sup> и 7 Гэв/с<sup>/11/</sup>, также дали указание на возможное существование такой асимметрии. Поэтому необходимо было точно учесть различные факторы, приводящие к появлению отличной от нуля величины продольной поляризации у  $\Lambda^0$ -гиперонов при их генерации  $\pi^-$ -мезонами большой энергии.

Одним из аспектов этого вопроса является выяснение возможного влияния ряда физических причин, которые могли бы проявиться в экспериментальных установках с какой-либо асимметрией и привели бы к появлению экспериментально наблюдаемой продольной поляризации  $\Lambda^0$ -гиперонов. Нами была рассмотрена<sup>/53/</sup> одна такая возможность, возникающая из того, что при больших энергиях мы имеем дело с реакциями генерации  $\Lambda^0$ -гиперонов и K-мезонов в сопровождении заметным числом  $\pi^-$ -мезонов. В то же время известно, что существует сильное резонансное  $\pi\Lambda^0$ -взаимодействие, которое, вообще говоря, должно реализоваться в процессе протекания реакции.

Допустим, что заметный вклад в реакции генерации  $\Lambda^0$ -гиперонов дают каналы с генерацией  $\pi\Lambda^0$ -резонанса, или  $Y^*$ -частицы, т.е. они идут по схеме



Пусть  $Y^*$  -частицы поляризованы вдоль нормали к плоскости их рождения  $\vec{n} = \vec{p} \times \vec{r}$ .  
 В качестве иллюстрации нами был рассмотрен простой случай, когда  $Y^*$  -частица имеет спин, равный 1/2. Тогда имеем выражение для вектора направления среднего значения спина  $\Lambda^0$  -гиперонов  $\langle \vec{\sigma} \rangle$  в его системе покоя от  $Y^*$  -распада

$$\langle \vec{\sigma} \rangle = (\vec{p} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{p} + \gamma \vec{r} \times \vec{n} \times \vec{p}, \quad /20/$$

где  $\vec{p}$  - вектор импульса  $\Lambda^0$  -гиперона и  $\gamma = -1$ , если  $\pi \Lambda^0$  -резонанс происходит в  $P_{1/2}$  -состоянии, и  $\gamma = +1$ , если имеет место  $S_{1/2}$  -состояние  $\pi \Lambda^0$  -резонанса. Отсюда следует, что если резонанс происходит в  $S_{1/2}$  -состоянии, то  $\langle \vec{\sigma} \rangle = \vec{n}$ , т.е.  $\Lambda^0$  -гипероны поляризованы по направлению нормали к плоскости рождения  $Y^*$  -частиц. В случае же, если имеет место  $P_{1/2}$  -состояние для  $Y^*$  -частицы, то

$$\langle \vec{\sigma} \rangle = -\vec{n} + 2(\vec{p} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{p}. \quad /21/$$

Таким образом, в этом случае возможно появление составляющей вектора поляризации  $\Lambda^0$  -гиперонов вдоль направления их движения. Экспериментально она может проявиться при наличии несимметричных условий детектирования  $\Lambda^0$  -гиперонов. Такие условия могут возникнуть, например, в камерах, когда пучок проходит не вдоль оси камеры, особенно если имеется случай камеры с магнитным полем. Анализ экспериментального материала показывает, что этот эффект должен быть учтен в опытах такого типа.

После учета этого, а также целого ряда других эффектов был решен вопрос о составляющей поляризации  $\Lambda^0$  -гиперонов в плоскости их генерации. Тщательный анализ на большой статистике с учетом необходимых поправок показал, что с большой степенью достоверности такой составляющей поляризации не существует /18,49/. Это означает, что по этому признаку нет оснований считать, что не сохраняется пространственная четность в реакциях генерации странных частиц.

Вернемся теперь к физике только что рассмотренного явления. Из сказанного выше видно, что из измерений поляризаций вдоль направлений  $\vec{n}$  и  $\vec{m} = -\vec{n} + 2(\vec{p} \cdot \vec{n}) \vec{p}$  можно получить сведения о таких характеристиках  $Y^*$  резонанса, как его спин и четность. Этот материал носит только иллюстративное значение, поскольку был рассмотрен пример со спином  $Y^*$  -резонанса, равным 1/2. Аналогичное рассмотрение можно провести и для случаев более высоких спиновых состояний  $Y^*$  -резонанса и получить выражения для поляризации  $\Lambda^0$  -гиперонов по различным направлениям при различных предположениях о квантовых числах  $Y^*$  резонанса /55,56/.

Рассмотрение общих свойств каскадных реакций типа



когда в мезон-нуклонных взаимодействиях  $Y^*$  со спином  $J$  генерируется совместно с  $b$  -мезоном со спином 0, а затем распадается на барцион  $Y$  со спином 1/2 и мезон  $c$  со спином 0, легко провести, используя формализм волновых функций такого ансамбля частиц /57/. Такая процедура рассмотрения справедлива, конечно, если интерференционными эффектами между резонансным и фоновыми состояниями можно пренебречь, как это имеет место, например, для изобар  $\Sigma_{1385}$  и  $\Xi_{1530}$ .

## VI

Таким образом, можно следующим образом кратко сформулировать основные результаты исследований, представленные в данном обзоре.

1. Исследованы отношения сечений генерации гиперон- $K$  -мезонных пар и пар  $KK$  -мезонов в  $\pi$  -нуклонных взаимодействиях при импульсах  $\pi$  -мезонов 2,8 Гэв/с и 7 Гэв/с. Получены заключения об энергетической зависимости отношения сечений этих двух процессов, которые указывают на быстрый рост сечения процесса генерации пар  $KK$  -мезонов в этом энергетическом интервале и преобладающую роль этого процесса в полном сечении генерации странных частиц при энергии начальных  $\pi$  -мезонов, больших 5 Гэв.

2. Измерены угловые распределения  $\Lambda^0$  -гиперонов, генерированных в  $\pi$  -нуклонных взаимодействиях при энергиях  $\pi$  -мезонов порядка 2 Гэв и выше. Обнаружено, что они имеют резко анизотропный характер с преимущественным вылетом гиперонов в направлении назад. Это факт в совокупности с другими фактами свидетельствует о проявлении тенденции сохранения барионом своего первоначального направления движения - инерции барионного заряда.

3. Сформулирована композиционная модель элементарных частиц  $K$  -мезон-барионного типа с минимальным числом истинно элементарных (фундаментальных) частиц, в качестве которых приняты три частицы: изотопический синглет  $\Omega$  -гиперон со странностью  $S = -3$  и дублет  $K^+$  - и  $K^0$  -мезонов со странностью  $S = +1$ . Такой выбор частиц в качестве фундаментальных дает наилучшее согласие предсказаний  $K$  -мезон-барионной модели с известными опытными данными о свойствах описываемых систематиками типа Гелл-Манна-Нишидзимы элементарных частиц и реакций их генерации и распада, которые были известны до обнаружения серии короткоживущих частиц, распадающихся по сильному или электромагнитному взаимодействиям.

4. Выяснены вопросы существования некоторых элементарных частиц, предсказываемых систематиками типа систематики Гелл-Манна-Нишидзимы и являющихся

заряженными изотопическими синглетами. Показано, что нет экспериментальных оснований считать, что существуют  $Z^+$ -гиперон со странностью +1 и  $\omega^+$ -мезоны со странностью +2 как элементарные частицы со временем жизни порядка  $10^{-10}$  сек, сечения генерации которых порядка сечений процессов, обусловленных сильными взаимодействиями. Вопрос о свойствах  $\Omega^-$ -гиперона со странностью  $S = -3$  с экспериментальной точки зрения требует еще своего решения.

5. Рассмотрены возможности размещения элементарных частиц по унитарным мультиплетам. Показано, что имеется несколько вариантов такого размещения. На основе имеющихся сведений пока нет возможности решить вопрос о том, какой вариант реализуется в природе. Должны существовать еще частицы-резонансы, и следует продолжать исследования в этом направлении с целью решения вопроса о классификации элементарных частиц.

6. Проанализированы некоторые обстоятельства, могущие привести к появлению продольной составляющей вектора поляризации гиперонов в реакциях их генерации при  $\pi$ -нуклонных взаимодействиях. Указана возможность определения квантовых чисел пион-гиперонных резонансных состояний из измерения поляризационных характеристик гиперонов, являющихся продуктами распада промежуточного пион-гиперонного резонансного взаимодействия.

7. Показано, что не существует составляющей вектора поляризации,  $\Lambda^0$ -гиперонов в плоскости их генерации при пион-нуклонных взаимодействиях в интервале энергий до 8 Гэв. Это является веским аргументом в пользу сохранения пространственной четности в сильных взаимодействиях, приводящих к реакциям генерации странных частиц этого типа.

В заключение автор хотел бы выразить свою глубокую благодарность академику В.И. Векслеру и членам-корреспондентам АН СССР Д.И.Блохинцеву, М.А.Маркову, Ю.Я.Померанчуку за постоянный интерес к работам этого направления и за плодотворные дискуссии, способствовавшие выяснению многих затронутых в этом обзоре вопросов. Автор благодарен также А.М.Балдину, Л.Б.Окуню, М.И.Подгоренкому, Е.В.Кузнецову, М.И.Соловьеву и многим другим коллегам и друзьям по работе, совместная работа и дискуссии с которыми во многом способствовали появлению на свет соображений, изложенных в опубликованных работах, положенных в основу настоящего обзора. Наконец, свою признательность автор выражает коллективам эксплуатационных отделов ЛВЭ ОИЯИ, и особенно Л.П.Зяновьеву, без активного содействия которых не могло бы быть и речи о появлении большей части работ, положенных в основу данного обзора.

## Л и т е р а т у р а

1. И.В.Чувилло. Атомная энергия, 16, 160 (1964).
2. И.В.Чувилло. Сборник "Проблемы современной физики элементарных частиц", изд. АН Арм.ССР, стр. 30, 1963.
3. И.В.Чувилло. Фермионные резонансы. Труды зимней школы теоретической физики в Дубне, 1964.
4. M.Gell-Mann. Phys. Rev., 92, 833 (1953)
5. М.А.Марков. Гипероны и  $K$ -мезоны. Физматгиз, 1958.
6. И.В.Чувилло. Препринт ОИЯИ Р-442, Дубна, 1959.
7. В.С.Барашенков, И.Патера. Препринт ОИЯИ Р-1162, Дубна, 1962.
8. J.Keren. Phys. Rev., 133, В 457 (1964).
9. И.В.Чувилло и др. Труды 9-й ежегодной международной конференции по физике высоких энергий в Киеве, 1959, стр. 459.
10. Ван Ган-чан, М.И.Соловьев, Ю.Н.Шкобин. ПТЭ, 1 (1959).
11. М.И.Соловьев. Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, p. 338.
12. Bertanza et al. Phys. Rev., 130, 786 (1963).
13. A.Bigi. et al. Proc. of the 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 247.
14. CERN HBC and IEP Groups, The Aix-en-Provence Int. Conf. on Elementary Particles, 1961, p. 93.
15. Е.В.Кузнецов, И.Я.Тимошин. ПТЭ, 4, 40 (1959).
16. Дин Да-цао и др. Труды 9-й ежегодной международной конференции по физике высоких энергий в Киеве, 1959 г., стр. 450.
17. И.А.Ивановская, Е.В.Кузнецов, А.Прокопеш, И.В.Чувилло. ЖЭТФ, 44, 1456 (1963).
18. В.А.Беляков и др. Proc. of the 1962 Int. Conf. on High Energy Phys. at CERN, p. 252.
19. Н.П. Bingham. Там же, стр. 240.
20. M.Di Corato et al. The Aix-en-Provence Int. Conference on Elementary particles, 1961, p. 101.
21. V.Petrzilka. Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester, p. 82.
22. В.И. Векслер. Там же, стр. 91.
23. S.Baltay et al. Proc of the 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 234.
24. В.И.Векслер, 9th Int. Ann. Conf. on High Energy, p. 240.
25. Е.В.Кузнецов, И.А.Ивановская, И.А.Прокопеш, И.В.Чувилло. Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy at Rochester, p. 382.
26. M.Goldhaber. Phys. Rev., 101, 433 (1956).
27. Б.С. Неганов. ЖЭТФ, 33, 260 (1957).
28. S.Sakata. Prog. Theor. Phys., 16, 686 (1956).
29. Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 34, 469 (1958).
30. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 40, 319 (1961).

31. И.В.Чувило. Труды 9-й ежегодной международной конференции по физике высоких энергий в Киеве, 1959 г. Стр. 582 ;  
ЖЭТФ, 37, 1401 (1959).
32. H.Ticho. Int. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions, Brookhaven, 1963.
33. L.Wolfenstein. Phys. Rev., 121, 1245 (1961).
34. Y.Eisenberg. Phys. Rev., 96, 541 (1954).
35. V.S.Barnes et. al. Phys. Rev. Lett., 12, 204 (1964).
36. Ван Ган-чан. Труды 9-й ежегодной международной конференции по физике высоких энергий в Киеве, 1959 г., стр. 458.
37. Yamanouchi Phys. Rev. Lett., 3, 480 (1959).
38. Wang Kan-chang et. al. Phys. Journ., 11, 493 (1955).
39. И.В.Чувило. Препринт ОИЯИ Р-442, Дубна, 1959.
40. И.В.Чувило. ЖЭТФ, 38, 1002 (1960).
41. J.Orear. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 12 (1960). D.J.Prowse. Phys. Rev. Lett., 4, 244 (1960).
42. И.В.Чувило. Дубна, Б1-1648, 1961.
43. E.Narth and M.Block. Phys. Rev., 100, 959 (1955).
44. Э.О.Оконов и др. ЖЭТФ, 39, 67 (1960).
45. d'Espagnat B. and J.Prentki. Phys. Rev., 99, 328 (1955).
46. J.L.Brown et al. Nuovo Cimento, 19, 1155 (1961).
47. J.W.Cronin and O.E.Overseth. Proc of the 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 453.
48. Е.В.Кузнецов, И.А.Ивановская, А.Прокеш, И.В.Чувило.  
Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Phys. at Roches., p.333.
49. И.А.Ивановская, Е.В.Кузнецов, А.Прокеш, И.В.Чувило. ЖЭТФ, 43, 765 (1962).
50. В.Г.Соловьев. ДАН, СССР, 129, 68 (1959).
51. R.A.Salmeron and A.Zichich. Nuovo Cimento, 11, 461 (1959).
52. Е.В.Кузнецов, И.А.Ивановская, А.Прокеш, И.В.Чувило.  
Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester, p. 384.
53. И.В. Чувило. Дубна, Б1-1647, 1961.
54. И.В.Чувило. УФН, 76, 329 (1962).
55. R.Gatto and H.P.Stapp. Phys. Rev., 121, 1555 (1961).
56. R.H.Capps. Phys. Rev., 122, 929 (1961).
57. Л.Ландау, Е.Лифшиц. Квантовая механика (нерелятивистская теория), Физматгиз, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 апреля 1964 г.