

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

(Схема изотопических мультиплетов)

Л. Окунь

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	535
2. Массы и схемы распадов K -мезонов	536
3. Массы и схемы распадов гиперонов	537
4. Основные особенности странных частиц	538
5. Типы взаимодействий	540
6. Изотопический спин π -мезонов и нуклонов	541
7. Изотопический спин K -мезонов и гиперонов	541
8. Странность	543
9. Сильные взаимодействия. $\Delta S = 0$	544
Рождение странных частиц	544
Рассеяние и поглощение странных частиц	546
Гипер-ядра и K -ядра	547
10. Сильные взаимодействия. $\Delta T = 0$	548
11. Электромагнитное взаимодействие. $\Delta S = 0$	550
12. Распады странных частиц. $\Delta S = \pm 1$	551
13. Распады странных частиц. $\Delta T = \pm 1/2$	552
14. Другие возможные частицы в схеме изотопических мультиплетов	554
15. Заключительные замечания	555
Приложение I	555
Приложение II	557
Цитированная литература	558

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования и теоретический анализ свойств тяжелых мезонов и гиперонов привели в последнее время к пересмотру таких физических понятий, которые казались вполне установленными.

Изучение реакций рождения и распада этих «странных» частиц заставило расширить рамки применимости понятия изотопического спина. Возникшая на основе этого понятия классификация элементарных частиц (схема изотопических мультиплетов¹⁻⁶) вот уже в течение почти трех лет своего существования не встретила ни одного экспериментального факта, который бы ей противоречил.

Другая группа вопросов, возникших при изучении различных распадов K -мезонов (и в особенности распадов $K^+ \rightarrow 3\pi$ и $K^+ \rightarrow 2\pi$), связана с понятием четности. Отказ от закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях, к которому нас принуждают экспериментальные данные, влечет за собой пересмотр таких понятий, как временная и зарядовая четность. Возникающие при этом возможности привлекают к себе пристальное внимание как теоретиков, так и экспериментаторов, и являются сейчас объектом интенсивного исследования.

В этом обзоре мы рассмотрим вопросы, связанные с изотопическим спином странных частиц.

2. МАССЫ И СХЕМЫ РАСПАДОВ K -МЕЗОНОВ

Напомним кратко основные свойства «странных» частиц*). Странными частицами называют тяжелые мезоны (K -мезоны) и гипероны. Название « K -мезоны» относится к мезонам, масса которых больше массы π -мезона. В последнее время K -мезонами называют обычно мезоны с массой 966 m . Мы также будем придерживаться этой терминологии.

Известны K -мезоны положительно и отрицательно заряженные и нейтральные. K -мезоны нестабильны. Наиболее подробно изучены распады K^+ -мезонов. Установлены следующие способы распадов K^+ -мезонов:

$K_{\pi^2}^+(\theta^+, \chi^+)$	$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + 214 \text{ Мэв}$	25 %
$K_{\pi^3}^+(\tau^+)$	$K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^- + 75 \text{ Мэв}$	
$K_{\pi^3}^+(\tau^{+'})$	$K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+ + 84 \text{ Мэв}$	8 %
$K_{\mu^2}^+$	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + 388 \text{ Мэв}$	60 %
$K_{\mu^3}^+(\chi^+)$	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0 + 253 \text{ Мэв}$	
$K_{e^3}^+(K_\beta^+)$	$K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0 + 359 \text{ Мэв}$	7 %

Числа в % указывают относительные рас пространенности распадов. В скобках даны обозначения мезонов, которые были введены еще в то время, когда предполагалось, что каждому из распадов соответствует отдельный тип K -мезонов. Теперь, по-видимому, следует считать, что все эти распады при надлежат одному и тому же K -мезону. Об этом свидетельствует то, что массы мезонов, распадающихся различными способами, с точностью до 2 m^{10} равны одной и той же величине (966 m), а времена жизни их в пределах ошибок измерений совпадают ($\tau \sim 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}^{11-12}$). Кроме того, рас пространенности различных K -распадов не зависят от способа образования K -мезонов и не меняются в результате рассеяния K -мезонов на ядрах¹³⁻¹⁴, что также является аргументом в пользу предположения о том, что все перечисленные выше распады являются распадами одной и той же частицы.

Распады отрицательных K -мезонов изучены значительно хуже распадов K^+ -мезонов. Это объясняется тем, что K^- -мезоны поглощаются ядрами фотомульсий за время, меньшее времени распада. Наблюдались⁹ $K_{\pi^2}^-$, $K_{\pi^3}^-$ и $K_{e^3}^-$ -распады. Время жизни K^- -мезонов в пределах ошибок эксперимента совпадает с временем жизни K^+ -мезонов. Масса K^- -мезонов равна массе K^+ -мезонов.

Установлено существование двух типов нейтральных K -мезонов: K_1^0 и K_2^0 .

Наиболее изученным является K_1^0 -мезон, распадающийся по схеме

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

Другим способом распада K_1^0 -мезона является распад¹⁵ *

$$K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0.$$

*) Подробные обзоры экспериментальных данных, относящихся к странным частицам, были опубликованы в 7-9.

Время жизни K_1^0 -мезона $1-2 \cdot 10^{-10}$ сек (примерно в 100 раз меньше времени жизни K^+ -мезона). Масса K_1^0 -мезона равна 965 m .

K_2^0 -мезон, существование которого было предсказано Гелл-Манном и Пайсом¹⁶⁻¹⁷, был обнаружен на опыте совсем недавно¹⁸. Время жизни этого мезона определено очень грубо, оно лежит в пределах от 10^{-6} сек до 10^{-9} сек. Наблюдавшиеся распады K_2^0 -мезона соответствуют, по-видимому, схемам:

$$K_2^0 \rightarrow \mu^\pm + \nu + \pi^\mp,$$

$$K_2^0 \rightarrow e^\pm + \nu + \pi^\mp.$$

3. МАССЫ И СХЕМЫ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

Гипероны — частицы тяжелее нейтрона, но легче дейтона — обозначаются буквой Y . Все известные гипероны нестабильны. Время жизни всех гиперонов (за исключением Σ^0 -гиперона) порядка 10^{-10} сек. Во всех известных реакциях образования гиперонов масса покоя гиперона обязательно содержала в себе массу покоя нуклона, принимавшего участие в реакции: гиперон возникал как бы в результате возбуждения нуклона. С другой стороны, при распаде гиперонов всегда возникают нуклоны. Это позволяет говорить о гиперонах, как о своеобразных возбужденных нуклонах¹⁹.

Самый легкий гиперон Λ^0 имеет массу 2182 m и распадается по схеме*)

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + 37 \text{ Мэв.}$$

Наблюдался¹¹ и другой способ распада Λ^0 -гиперона

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 + 41 \text{ Мэв.}$$

Время жизни Λ^0 гиперона $\tau \sim 3 \cdot 10^{-10}$ сек.

Установлено также существование трех Σ -гиперонов (Σ^+ , Σ^- и Σ^0).

Наблюдались два типа распадов Σ^+ гиперона:

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+ + 110 \text{ Мэв,}$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 + 116 \text{ Мэв,}$$

причем вероятности этих распадов оказались примерно равными.

Время жизни Σ^+ -гиперона $\tau \sim 1 \cdot 10^{-10}$ сек. Время жизни Σ^- -гиперона, распадающегося по схеме

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^- + 118 \text{ Мэв,}$$

равно $\tau \sim 2 \cdot 10^{-10}$ сек.

Интересно, что отличаются не только времена жизни, но и энергии, выделяемые при распадах Σ^+ и Σ^- -гиперонов (110 Мэв и 118 Мэв), а следовательно, и массы этих гиперонов. По последним измерениям $m_{\Sigma^+} = 2327 m$, $m_{\Sigma^-} = 2342 m$, так что $m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+} \approx 15 m$.

Нейтральный Σ -гиперон (Σ^0) был обнаружен уже после того, как существование его было предсказано Гелл — Манном¹ на основе схемы изотопических мультиплетов. Σ^0 -гиперон распадается по схеме:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

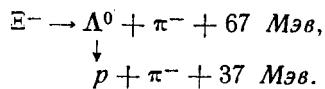
\downarrow

$$p + \pi^-$$

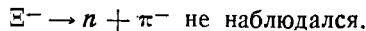
*) p и n обозначают соответственно протон и нейтрон, N — нуклон.

Время жизни Σ^0 -гиперона не измерено; следует ожидать, что оно близко к 10^{-20} сек. Масса Σ^0 -гиперона меньше массы Σ^- -гиперона, но больше, чем масса Σ^+ -гиперона.

Самый тяжелый из твердо установленных гиперонов — каскадный гиперон Ξ^- (кси минус). Масса Ξ^- -гиперона равна 2586 м. Распад каскадного гиперона происходит по схеме



Прямой распад



Время жизни каскадного гиперона установлено не точно и имеет порядок 10^{-10} сек.

Распады гиперонов с образованием μ -мезонов и электронов пока не наблюдались.

4. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

K -мезоны и гипероны так же, как π -мезоны и нуклоны, являются сильно взаимодействующими частицами. Они интенсивно рождаются при столкновениях π -мезонов и нуклонов с энергиями порядка нескольких Бэв.

Так, при энергии $\sim 1,5$ Бэв сечение реакции



равно²⁰ 1 мбарн, что составляет до 3% полного сечения столкновения π -мезонов с протонами при этих энергиях. Они обладают большими сечениями рассеяния на ядрах и нуклонах. Известны метастабильные соединения странных частиц с нуклонами (так называемые Λ -ядра). Существование Λ -ядер указывает на то, что взаимодействие между Λ -гипероном и нуклоном сравнимо с взаимодействием между двумя нуклонами.

Вместе с тем образование и взаимодействие K -мезонов и гиперонов с нуклонами имеет ряд характерных особенностей.

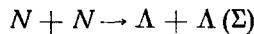
Одна из основных особенностей странных частиц — их совместное рождение, примером которого является хорошо известная реакция $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$. Реакции одиночного рождения как K -мезонов, так и гиперонов запрещены. Так, несмотря на специально предпринятые поиски, не была обнаружена реакция



хотя порог ее значительно ниже порога неоднократно наблюдавшейся реакции



Однако не всякое совместное рождение странных частиц разрешено: так, реакции парного рождения гиперонов

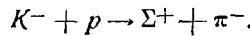


не обнаружены и являются запрещенными.

Не менее удивительным, на первый взгляд, кажется и то, что как образование, так и взаимодействие с нуклонами K^+ - и K^- -мезонов совершенно различны.

При энергиях порядка 1—2 Бэв K^- -мезонов образуется примерно на два порядка меньше, чем K^+ -мезонов.

При столкновениях с нуклонами и ядрами K^+ -мезоны могут либо рассеиваться, либо испытывать перезарядку. K^- -мезоны наряду с рассеянием и перезарядкой могут поглощаться нуклонами, образуя при этом гипероны, например



Запреты, возникающие в реакциях с участием странных частиц, тесно связаны с запретами, которые обусловливают метастабильность странных частиц.

Большое время жизни странных частиц при распаде на π -мезоны и нуклоны находится в разительном контрасте с тем малым временем, за которое они успевают образоваться при столкновениях π -мезонов и протонов. Времена распада странных частиц, как мы видели выше, порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ сек. Время их образования можно определить, если оценить, скажем, время столкновения быстрого π -мезона с нуклоном, за которое с большой вероятностью успевает образоваться Λ -частица. Это время порядка $\frac{\hbar}{\mu c^2} \sim 10^{-23}$ сек, что примерно в 10^{13} раз меньше времени распада.

Были попытки²¹⁻²³ объяснить медленность распада странных частиц их большим спином. Предполагалось, например, что спин Λ -гиперона $S \geq 11/2$. При этом сравнительно медленные π^- -мезон и протон, возникающие при распаде с большим орбитальным моментом, должны затратить примерно 10^{-10} сек, чтобы преодолеть обусловленный этим моментом центробежный барьер.

Действительно, волновая функция π -мезона с моментом l , вылетающего при распаде Λ^0 -гиперона с импульсом k , на расстояниях $r \ll 1/k$ имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{v\tau_0}} \cdot \frac{(2l-1)!!}{r(kr)^l},$$

где $v = k/m$, а τ_0 — время жизни Λ^0 -гиперона. Определим это время, сшиая решение при $r > r_0$ с решением при $r < r_0$, где r_0 — «размер» Λ -гиперона.

$$\frac{1}{\sqrt{v\tau_0}} \cdot \frac{(2l-1)!!}{r_0(kr_0)^l} \sim \frac{1}{r_0^{3/2}},$$

откуда

$$\tau_0 \sim \frac{r_0}{v} \cdot \frac{[(2l-1)!!]^2}{(kr_0)^{2l}}.$$

При энергии π -мезона $\varepsilon \sim 37$ Мэв, $k = 2\sqrt{\mu\varepsilon}$, $r_0 \sim \frac{1}{\sqrt{M_\mu}}$ и $l = 5$ получаем $\tau_0 \sim 10^{-10}$ сек, что хорошо согласуется с известным временем жизни Λ -гиперона.

Однако, как показано в ряде работ²⁴⁻²⁷, такая модель Λ^0 -гиперона несовместима с самим фактом наблюдения Λ -ядер. Λ -ядра представляют собой ядерные осколки, содержащие Λ^0 -частицу; их время жизни сравнимо с временем жизни свободной Λ^0 -частицы ($\tau > 10^{-12}$ сек). Возможны два типа распада Λ -ядер: мезонный и немезонный. В первом случае π -мезон, образовавшийся при распаде Λ^0 -гиперона, вылетает из ядра, во втором — поглощается каким-либо нуклоном в ядре. Этот последний процесс аналогичен явлению внутренней конверсии в атомах: роль γ -кванта здесь играет π -мезон, роль электрона — нуклон. Импульс нуклона, поглотившего π -мезон, $p \sim \sqrt{M_\mu} \gg k$, поэтому центробежный барьер для нуклона гораздо «прозрачней», чем для π -мезона и эффективное время жизни Λ -гиперона в ядре за счет немезонного распада уменьшается на фактор $(p/k)^2$. При $l = 5$ этот фактор составляет $\sim 10^7$, т. е. время жизни Λ^0 -гиперона со спином $11/2$ в ядре было бы

в 10^5 — 10^7 раз меньше экспериментально наблюдаемых времен, а это означает, что Λ -ядра вообще не наблюдались бы. Расчет показывает, что и меньшие значения спина Λ^0 -гиперона (${}^0/2$, ${}^7/2$, ${}^5/2$) привели бы к аномально большой вероятности немезонного распада Λ -ядер*).

Мы не будем останавливаться на других попытках объяснить метастабильность странных частиц и особенности, характеризующие их образование и взаимодействие с нуклонами, а перейдем к схеме изотопических мультиплетов. В рамках этой схемы, созданной Гелл-Манном¹⁻³ и Нисидзимой⁴⁻⁶, были согласованно объяснены наиболее удивительные свойства странных частиц и был сделан ряд предсказаний, впоследствии блестяще подтвержденных экспериментально.

В основе схемы изотопических мультиплетов лежит понятие изотопического спина и классификация взаимодействия по их величине и по их изотопическим свойствам.

5. ТИПЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Взаимодействия между элементарными частицами естественным образом распадаются на три класса.

1. Сильные взаимодействия между нуклонами, π -мезонами и странными частицами.

Эти взаимодействия ответственны за рождение π -мезонов и странных частиц, за их рассеяние и поглощение ядрами. Этими взаимодействиями обусловлены силы, действующие между нуклонами в ядрах. Безразмерная константа**) связь для сильных взаимодействий $g^2 \gg 1$. Процессы, обусловленные сильными взаимодействиями, характеризуются интервалами времени $\sim 10^{-23}$ сек, как мы видели на примере рождения Λ^0 -гиперона.

2. Электромагнитное взаимодействие между всеми заряженными частицами и квантами электромагнитного поля.

Электромагнитное взаимодействие ответственно за распады $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, им же обусловлены силы, действующие между заряженными частицами. Константа связи электромагнитного взаимодействия $e^2 = \frac{1}{137}$. Процессы, обусловленные электромагнитным взаимодействием, если нет каких-либо дополнительных запретов, примерно в 100 раз медленнее процессов, обусловленных сильными взаимодействиями.

3. Слабые взаимодействия обусловливают β -распад, распады $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + 2\nu$, поглощение μ^- -мезонов ядрами, распады странных частиц. Безразмерная константа***) этих взаимодействий $f^2 \sim 10^{-13} - 10^{-14}$. Соответственно характерные времена для них порядка 10^{-10} сек. Большое время жизни нейтрона (13 минут) обусловлено тем, что энергия ε , выделяемая при β -распаде, очень мала ($\varepsilon/\mu \sim 5 \cdot 10^{-3}$), а вероятность распада пропорциональна $(\varepsilon/\mu)^6$. Интересно отметить, что взаимодействия с константами, большими f^2 , но меньшими e^2 , неизвестны.

*) Отметим, что в работе²⁸ содержится неправильное утверждение о том, что большой спин Λ^0 -частицы привел бы к аномально малому немезонному распаду Λ -ядер.

**) Здесь и в дальнейшем $\hbar = c = 1$.

***) В различных медленных процессах константы взаимодействия имеют различную размерность и соответственно величину. Так, константа распада $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ безразмерна и равна примерно $f_\Lambda^2 \sim 10^{-13}$. Константа β -распада размерна $f_\beta^2 \sim 10^{-24} m^4$, где m — масса электрона. Если, однако, принять за единицу массу π -мезона μ , то $f_\beta^2 \sim 10^{-14}$. Такой выбор единицы массы соответствует системе единиц $\hbar = c = \mu = 1$ и отвечает единичной длине $\sim 10^{-13}$ см. В таких единицах константы связи всех слабых взаимодействий примерно равны друг другу.

6. ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН π -МЕЗОНОВ И НУКЛОНОВ

Хорошо известно, что сильные взаимодействия π -мезонов и нуклонов обладают свойством изотопической инвариантности. В отсутствие электромагнитного и слабых взаимодействий протон и нейтрон представляют собой строго вырожденные изотопические состояния одной и той же частицы — нуклона, — изотопический спин которой равен $T = 1/2$. При этом проекция изотопического спина $T_3 = +1/2$ соответствует протону, а проекция $T_3 = -1/2$ — нейтрону. Связь зарядов Q с проекцией T_3 выражается для нуклонов формулой $Q = T_3 + 1/2$.

Аналогично, π^+ , π^- , π^0 -мезоны рассматриваются как три изотопических состояния одной частицы — π -мезона, — описываемой изотопическим вектором ($T = 1$). Проекции этого вектора $T_3 = \pm 1$ соответствуют π^\pm -мезону, проекция $T_3 = 0$ соответствует π^0 -мезону. Заряд π -мезонов связан с T_3 соотношением $Q = T_3$.

Таким образом, частицы рассматриваются как компоненты изотопических мультиплетов, причем число компонент в мультиплете равно $2T + 1$. Изотопическая инвариантность сильных взаимодействий требует, чтобы полный изотопический спин системы сохранялся в сильных взаимодействиях. Изотопическая инвариантность сильных взаимодействий π -мезонов и нуклонов в настоящее время подтверждается всей совокупностью экспериментальных данных, относящихся к рассеянию π -мезонов и нуклонов нуклонами и к уровням легких ядер (см. по этому поводу обзоры ²⁹⁻³⁴).

Электромагнитные взаимодействия, зависящие от зарядов, нарушают сохранение изотопического спина T . При этом снимается вырождение по изотопическому спину и возникает различие в массах π^\pm и π^0 -мезонов, протона и нейтрона.

Существенно, однако, что, вызывая изменения изотопического спина ($\Delta T = 0, \pm 1$), электромагнитное взаимодействие сохраняет T_3 . Это свойство электромагнитного взаимодействия, названное Гелл-Манном¹ принципом минимального взаимодействия, поконится на предположении о том, что фотоны не обладают иными взаимодействиями, кроме обычного взаимодействия с зарядами и токами реальных и виртуальных частиц. В этом случае лагранжиан взаимодействия зависит только от Q , а следовательно, только от T_3 и коммутирует с T_3 . Принцип минимального взаимодействия нарушился бы, если бы, например, взаимодействие аномального магнитного момента нуклона с электромагнитным полем нельзя было свести к взаимодействию электромагнитного поля с зарядами и токами частиц, возникающих в результате виртуальной диссоциации нуклона.

Слабые взаимодействия не только нарушают сохранение T , но, в отличие от электромагнитного взаимодействия, нарушают также сохранение T_3 . Относительно распадов сильно взаимодействующих частиц на лептоны (μ -мезон, электрон, нейтрино) более правильно было бы сказать, что в этих распадах сохранение T_3 не нарушается, а обходится. Это связано с тем, что понятие изотопического спина не может быть распространено на лептоны. По крайней мере попытки обобщить понятие изотопического спина на лептоны, предпринимавшиеся до последнего времени, не достигли успеха.

7. ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН K -МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ

Из того факта, что сильные взаимодействия π -мезонов и нуклонов изотопически инвариантны, и из того факта, что K -мезоны и гипероны сильно взаимодействуют с π -мезонами и нуклонами, следует, что сильные взаимодействия K -мезонов и гиперонов между собой и с нуклонами и π -мезонами также должны быть изотопически инвариантны. В противном случае виртуальные K -мезоны и гипероны нарушили бы изотопическую инвариантность взаимодействия π -мезонов с нуклонами и нуклонов с нуклонами. Это рассуждение

нельзя считать абсолютно убедительным, так как сохранение изотопического спина во взаимодействиях π -мезонов и нуклонов проверено не с очень большой точностью. Тем не менее распространение понятия изотопического спина на K -мезоны и гипероны представляется сейчас не только вполне оправданным, но и необходимым.

Задача включения странных частиц в рамки схемы изотопического спина была наиболее успешно решена в работах Гелл-Манна¹⁻³ и Нисидзимы⁴⁻⁶, основные идеи которых мы здесь изложим.

Обсуждая возможные значения изотопического спина странных частиц, следует прежде всего подчеркнуть, что элементарные частицы с зарядом, превышающим один элементарный заряд e , до сих пор не наблюдались.

Будем считать, что двух и многозарядных элементарных частиц нет. Покажем, что в этом случае изотопический спин элементарной частицы не может превышать единицу. В самом деле, величина изотопического спина T определяет количество частиц в данном изотопическом мультиплете, равное $2T + 1$.

$T = 0$, изотопический синглет, одна частица.

$T = \frac{1}{2}$, изотопический дублет, две частицы. Одна соответствует проекции $+\frac{1}{2}$, другая $-\frac{1}{2}$.

$T = 1$, изотопический триплет, три частицы, соответствующие трем проекциям $T_3 = \pm 1, 0$.

Изотопическому спину $\frac{3}{2}$ соответствовало бы четыре частицы. Частицы, принадлежащие к одному изотопическому мультиплету и отвечающие разным T_3 , должны иметь разные заряды Q , причем увеличение T_3 на единицу соответствует увеличению Q на единицу. Очевидно, что в квартете, соответствующем спину $\frac{3}{2}$, должна быть, по крайней мере, одна двухзарядная частица. Таким образом, возможные изотопические спины однозарядных частиц $T = 0, \frac{1}{2}, 1$.

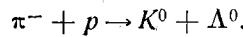
Как мы уже говорили, различие в массах частиц, принадлежащих данному изотопическому мультиплету, связано с различием электромагнитных (но не сильных!) взаимодействий этих частиц. Следовательно, массы таких частиц должны отличаться на величину, меньшую массы π -мезона минимум на 1—2 порядка. Так, массы нейтрона и протона отличаются примерно на 2 m , массы π^\pm - и π^0 -мезонов отличаются на 8 m . То же должно относиться и к странным частицам. Рассмотрим с этой точки зрения изотопические мультиплеты странных частиц. Λ^0 -гиперон не имеет заряженных аналогов. Считать, что этот гиперон принадлежит к одному мультиплету с Σ -гиперонами, нельзя, так как последнее тяжелее Λ^0 -гиперона приблизительно на 160 m . Следовательно, Λ^0 -гиперон представляет собой изотопический синглет, и изотопический спин Λ^0 -гиперона $T = 0$.

В мультиплете Σ -гиперонов в 1953 г., когда создавалась схема изотопических мультиплетов, были известны только Σ^+ - и Σ^- -гипероны. Так как их заряды отличаются на две единицы, то в этом мультиплете должна была быть еще одна частица (Σ^0 -гиперон), и из условия однозарядности элементарных частиц немедленно следовало, что Σ -гипероны образуют изотопический триплет. Предсказанный¹ таким образом Σ^0 -гиперон был вскоре обнаружен экспериментально³⁵⁻³⁶. Недавние эксперименты³⁷ окончательно подтвердили существование этой частицы.

Выбор изотопического спина каскадного гиперона Ξ^- не так очевиден, как выбор в случае Λ^0 - и Σ^0 -гиперонов. Это связано в первую очередь с тем, что экспериментальный материал, относящийся к Ξ^- -гиперону, гораздо бедней. Достаточно сказать, что на ускорителях эти частицы до сих пор не наблюдались. Твердо установлено существование Ξ^- -гиперона; Ξ^+ -гиперон не обнаружен. Таким образом, нужно сделать выбор между $T = 0$

и $T = 1/2$. В первом случае Ξ -мультиплет состоял бы из одного Ξ^- -гиперона, во втором — из Ξ^- - и Ξ^0 -гиперонов. Была принята вторая возможность, так как она позволяет легко согласовать все данные, относящиеся к рождению и распаду Ξ -гиперона.

Изотопический спин K -мезонов был определен, исходя из твердо установленного факта существования реакции



Так как суммарная проекция T_3 системы $\pi^- + p$ равна $-1/2$, а у Λ^0 -гиперона $T = 0$, то изотопический спин K -мезона должен быть полуцелым. Из условия однозарядности следует, что для K -мезона $T = 1/2$. Это приводит к тому, что K^+ - и K^- -мезоны не могут быть компонентами одного мультиплета, а принадлежат различным дублетам. При этом в один дублет объединяются K^+ и K^0 , а соответствующий дублет античастиц содержит K^- и \bar{K}^0 (анти- K^0). Здесь существенно, что имеются два типа нейтральных K^0 -мезонов: K^0 и \bar{K}^0 .

Из того факта, что K^0 -мезон и \bar{K}^0 -мезон — различные частицы, Гелл-Манн и Пайс¹⁶ в 1954 г. пришли к выводу о том, что наряду с известным тогда K_1^0 -мезоном должен существовать K_2^0 -мезон (см. выше). Они указали, что время жизни K_2^0 -мезона должно быть больше времени жизни K_1^0 -мезона и K_2^0 -мезон должен обладать иными способами распада. В 1956 г. K_2^0 -мезон был обнаружен экспериментально¹⁸, и теоретическое предсказание блестяще подтвердилось. Подробно относящиеся сюда идеи изложены в обзоре³⁸; здесь мы отметим только, что K_1^0 и K_2^0 не совпадают с K^0 и \bar{K}^0 , а являются их комбинациями:

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0),$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0).$$

Исходя из того, что при распаде свободной частицы зарядовая четность сохраняется, Гелл-Манн и Пайс считали K_1^0 зарядово-четной частицей, а K_2^0 — зарядово-нечетной частицей. Если при распаде K -мезонов четность не сохраняется, то аргументация Гелл-Манна и Пайса, связанная с зарядовой четностью, также должна быть изменена. Подробно этот вопрос будет рассмотрен во второй части нашего обзора.

Приведенная выше классификация странных частиц по изотопическим спинам сама по себе не слишком убедительна. Она станет значительно более достоверной после того, как будут рассмотрены некоторые следствия этой классификации, относящиеся как к сильным, так и к слабым взаимодействиям странных частиц. Однако для удобства дальнейших рассуждений нам нужно явно ввести квантовое число «странность», которое неявно уже введено.

8. СТРАННОСТЬ

Мы уже говорили о том, что заряд частицы Q связан с проекцией изотопического спина T_3 . Так, для π -мезонов $Q = T_3$, для нуклонов $Q = T_3 + 1/2$. Объединяя эти формулы, можно написать:

$$Q = T_3 + n/2,$$

где n — число входящих в частицу нуклонов минус число антинуклонов.

Для π -мезонов $n = 0$, для протона и нейтрона $n = 1$, для антипротона и антинейтрона $n = -1$. Для дейтона, например, $T_3 = 0$, $n = 2$, $Q = 1$.

Легко видеть, что распространить эту формулу на странные частицы, подразумевая под n число барионов^{*)} минус число антибарионов, нельзя. В самом деле, для Λ^0 -гиперона $T_3 = 0$, $n = 1$, а $Q = 0$, и разность $Q - T_3 - \frac{n}{2}$ не равна нулю, как это имеет место у нуклонов и π -мезонов. Именно эта разность и определяет S — «странные частицы^{**)}

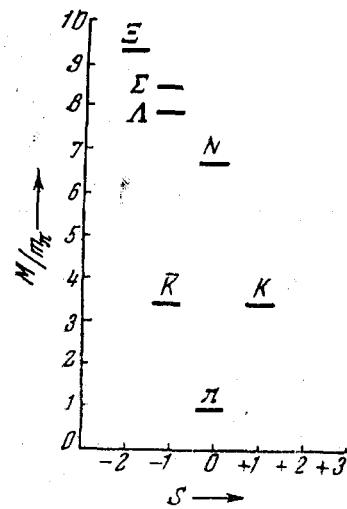


Рис. 1.

$$S = 2 \left(Q - T_3 - \frac{n}{2} \right).$$

Для обычных частиц (π и N) $S = 0$. Для Λ^0 -гиперона $S = -2 \times \frac{1}{2} = -1$.

Для Σ -гиперонов странность также равна $S = -1$, так как для них $Q = T_3$.

Для Ξ^- -гиперона $Q = -1$, $T_3 = -\frac{1}{2}$, $n = +1$, а следовательно, $S = -2$. Так как при изменении T_3 на единицу Q также изменяется в данном мультиплете на единицу, то очевидно, что значение S для всех частиц данного мультиплета одно и то же.

Для K^+ , K^0 -мезонов, согласно формуле $S = +1$, для K^- и K^0 -мезонов $S = -1$.

Таким образом, изотопические мультиплеты странных частиц оказываются как бы смешенными относительно мультиплетов обычных частиц. Возникает схема, приведенная на рис. 1^{***}).

При переходе от частицы к античастице странность меняет знак. Странность не является новым квантовым числом, так как однозначно определяется квантовыми числами Q , T_3 и n . Однако введение S удобно, так как позволяет одновременно учитывать законы сохранения Q и T_3 .

Ниже мы рассмотрим сильные взаимодействия странных частиц с точки зрения сохранения странности S и изотопического спина T . Будут рассмотрены также правила отбора по изотопическому спину для слабых взаимодействий:

$$\Delta S = \pm 1 \left(\Delta T_3 = \mp \frac{1}{2} \right) \text{ и } \Delta T = \pm \frac{1}{2}.$$

9. СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. $\Delta S = 0$

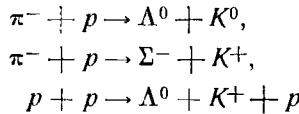
Рождение странных частиц. Рассмотрим особенности, характеризующие рождение и взаимодействие странных частиц с нуклонами. Сильные взаимодействия, ответственные за эти процессы, должны протекать с сохранением изотопического спина, а следовательно, и странности. Остановимся вначале на следствиях из сохранения странности в сильных взаимодействиях, так как этот закон сохранения является более общим (он не нарушается и при учете электромагнитного взаимодействия) и так как именно с ним связаны наиболее интересные запреты.

^{*)} Барионы — общее название для нуклонов и гиперонов.

^{**)} Термин «странные» был введен Гелл-Манном. Ту же величину Нисидзима назвал η -зарядом.

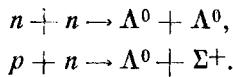
^{***} Рис. 1—3 и таблица I заимствованы с некоторыми изменениями из работы ³⁹.

Так как странность π -мезонов и нуклонов равна нулю, то странные частицы не могут рождаться при столкновениях π -мезонов и нуклонов поодиноке. Как минимум, одновременно должны рождаться две частицы (такие, чтобы их суммарная странность равнялась нулю). Таким образом, сохранение странности дает объяснение известному факту совместного рождения странных частиц. Легко проверить, что в таких реакциях, как



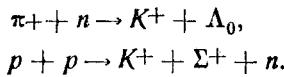
странность сохраняется.

Однако не всякое совместное рождение странных частиц оказывается разрешенным. В частности, как легко проверить, странность не сохраняется в реакциях парного рождения гиперонов:

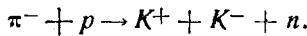


Специально поставленные эксперименты показали, что эти реакции действительно запрещены⁴⁰. Каскадный гиперон Ξ^- , имеющий странность -2 , должен рождаться с двумя K -мезонами (K^+ или K^0), странность каждого из которых равна $+1$. Примером такой реакции является наблюдавшаяся реакция образования в ядерном взаимодействии $\Xi^- + K^0 + K^0$ ⁴¹.

Так как K^+ - и K^- -мезоны имеют различные странные, то реакции их рождения совершенно различны. K^+ -мезоны образуются совместно с Λ и Σ -гиперонами:

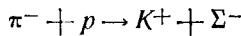


K^- -мезоны могут образоваться только совместно с K^+ (или K^0)-мезонами, например:

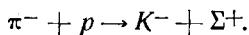


(Речь идет об энергиях, при которых еще не могут образовываться антигипероны). Так как для образования Λ -частицы нужна значительно меньшая энергия, чем для образования K -мезона, то пороги реакций образования K^- -мезонов превышают пороги образования K^+ -мезонов (см. табл. I). Это приводит к тому, что при энергиях $\sim 1-2$ Бэв K^- -мезонов образуется примерно на два порядка меньше, чем K^+ -мезонов.

Особенно наглядно различие между K^+ и K^- -мезонами выступает на примере реакций



и



Первая из этих реакций разрешена по странности, вторая запрещена. Эксперимент подтверждает этот вывод⁴².

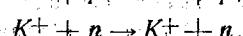
В таблице I приведены пороги образования странных частиц в реакциях, идущих с сохранением странности. Энергии π -мезонов и нуклонов даны в лабораторной системе координат. Принималось, что энергия нуклонов в ядрах мишени равна 25 Мэв.

Таблица I

Пороги образования странных частиц в $B\pi$

Образуемые частицы	π -мезон — нуклон	π -мезон — ядро	Нуклон — нуклон	Нуклон — ядро
K	0,75	0,59	1,57	1,11
\bar{K}	1,34	1,08	2,48	1,82
Λ	0,75	0,59	1,57	1,11
Σ	0,90	0,69	1,80	1,31
Ξ	2,25	1,73	3,75	2,86

Рассеяние и поглощение странных частиц. K^+ - и K^- -мезоны по-разному ведут себя при столкновении с нуклонами. K^+ -мезон при столкновении с нуклоном может либо рассеяться:

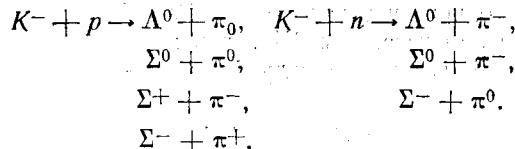


либо перезарядиться:



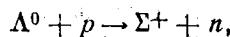
Других реакций при не слишком больших энергиях K -мезонов нет. Это связано с тем, что нет системы со странностью, равной +1, и с энергией, меньшей энергии системы $K^- + N$. Сечение взаимодействия K^+ -мезонов с протонами при энергиях от 30 $M\pi$ до 100 $M\pi$ не превышает 30 $m\text{барн}$.

Система $K^- + N$ не обладает наименьшей энергией из всех систем со странностью —1. Ту же странность имеют системы $\Lambda + \pi$ и $\Sigma + \pi$, собственная энергия которых существенно меньше. В результате при столкновении K^- (\bar{K}^0)-мезона с нуклоном наряду с реакциями рассеяния и перезарядки с большей вероятностью идут процессы поглощения K^- -мезонов:



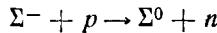
Полное сечение взаимодействия K^- -мезонов с протонами имеет порядок 100—200 $m\text{барн}$ при энергиях порядка 30 $M\pi$.

При столкновении с нуклонами Λ -гиперонов возможно упругое рассеяние и, если энергия Λ -частицы достаточно велика, образование Σ -гиперонов

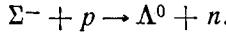


и др.

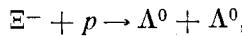
Ядерные столкновения Σ -гиперонов, как показали опыты, сопровождаются перезарядкой



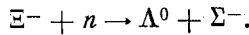
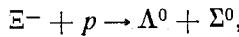
и образованием Λ^0 -гиперонов



Сечение взаимодействия Σ -гиперонов с протонами при малых энергиях (~ 10 МэВ) составляет сотни *мбарн*. Не нарушая сохранения странности, Ξ -гипероны при столкновениях с нуклонами и ядрами могут поглощаться в результате реакции



или, если их кинетическая энергия достаточна, в результате реакций:

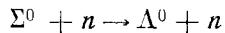


Разрешенные реакции рождения и поглощения странных частиц приведены на рис. 2.

Гиперядра и Кядра. Известно, что Λ^0 -гипероны могут образовывать устойчивые соединения с нуклонами, так называемые Λ -ядра. Время жизни таких Λ -ядер ($\gtrsim 10^{-12}$ сек) определяется временем жизни Λ^0 -гиперона. Метастабильность Λ -ядер вполне понятна, если учесть, что Λ^0 -гиперон обладает наименьшей энергией возбуждения из всех частиц со странностью -1 .

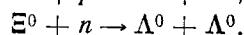
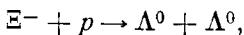
В результате взаимодействия Σ -гиперонов с нуклонами разрешено по странности и энергетически выгодно образование Λ^0 -гиперонов.

Реакции



приводят к тому, что существование Σ -ядер, вообще говоря, невозможно. Если бы, однако, Σ -ядро состояло из Σ^- (Σ^+)-частицы и одного или нескольких нейтронов (протонов), то переход $\Sigma \leftrightarrow \Lambda$ был бы запрещен из-за сохранения заряда и такое ядро было бы устойчивым. Подобные Σ -ядра, по-видимому, не наблюдались.

Б-ядра также, вообще говоря, невозможны из-за реакций



Однако система, состоящая из Ξ^- - (Ξ^0)-гиперона и одного или нескольких нейтронов (протонов), была бы устойчивой.

Длительное существование (в ядерной шкале времен) K^- (\bar{K}^0)-мезонов в ядерном веществе невозможно, так как энергетически выгодно и разрешено по странности образование гиперонов.

Система, состоящая из K^+ (K^0)-мезона и нуклонов (K -ядро) была бы стабильной в ядерной шкале времен, так как неупругие реакции K -мезонов

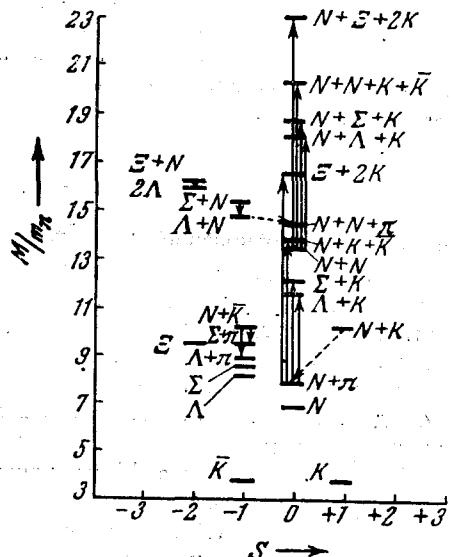


Рис. 2.

с ядрами запрещены по странности. Время жизни такой системы определялось бы временем жизни K_1^0 -мезона. Вероятности мезонных и безмезонных распадов K -ядер рассчитаны в⁴³. Для того чтобы образование K -ядер было возможно, нужно, чтобы между нуклоном и K -мезоном существовало достаточно сильное притяжение. Анализ интерференции между кулоновским и ядерным рассеянием K -мезонов показывает⁴⁴, что K -мезон притягивается к нуклону. Интенсивность этого притяжения, судя по величине сечения рассеяния K -мезонов, такова, что существование K -ядер, по-видимому, возможно⁴⁵.

10. СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. $\Delta T = 0$

До сих пор мы рассматривали только следствия сохранения в сильных взаимодействиях странности (или, что то же самое, T_3). Эти следствия блестяще согласуются с опытом. Более сильным является требование сохранения не только T_3 , но и T — требование изотопической инвариантности сильных взаимодействий странных частиц, рассмотренное в работах^{1, 5, 6, 46-53}.

Используя сохранение изотопического спина, можно связать между собой сечения различных реакций, отличающихся только зарядовыми состояниями участвующих в них частиц. Так, например, для реакций образования Λ^0 -гиперона

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

справедливо соотношение $\sigma_1 = \sigma_2$. Это равенство вытекает уже из требования изотопической симметрии, которое является менее жестким, чем требование изотопической инвариантности. (Изотопическая симметрия требует, чтобы были равны между собой сечения реакций, одна из которых может быть получена из другой заменой всех частиц на частицы с обратным знаком T_3 .)

Соотношения, вытекающие из изотопической инвариантности, особенно прости для реакций с дейтоном, изотопический спин которого равен нулю. Так для реакций

- 1) $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + p$,
- 2) $K^- + d \rightarrow \Sigma^0 + n$

имеет место соотношение $\sigma_1 = 2\sigma_2$.

Это и другие более сложные соотношения могут быть просто получены с помощью формул, содержащихся в приложениях I и II. Ряд изотопических соотношений легко выводится с помощью метода Шмушкевича^{54, 55}. Примеры таких соотношений, полученных методом Шмушкевича, содержатся в⁴⁷.

Экспериментальная проверка изотопических соотношений позволит выяснить, действительно ли сильные взаимодействия странных частиц изотопически инвариантны.

Если взаимодействия Λ^0 -гиперонов с нуклонами изотопически инвариантны, то Λ -ядра, аналогично обычным легким ядрам, должны образовывать изотопические мультиплеты⁵¹. При этом, так как изотопический спин Λ -частицы равен нулю, ее сильные взаимодействия с протоном и нейtronом уже в силу изотопической симметрии должны быть равны.

Рассмотрим наиболее простые Λ -ядра. Системы Λp и Λn не обнаружены. По-видимому, взаимодействие Λ^0 -частицы с нуклоном не так сильно, как взаимодействие между нуклонами. Кроме того, радиус этого взаимодействия должен быть примерно в два раза меньше радиуса взаимодействия между двумя нуклонами. Это объясняется тем⁵⁰, что $\Lambda - N$ -силы обусловлены, с одной стороны, обменом K -мезонами, масса которых порядка $3,5 m_\pi$, а с другой стороны, парами π -мезонов. Обмен же одиночными π -мезонами между Λ^0 -частицей и нуклоном запрещен. Это обстоятельство связано с тем, что изотопический спин Λ^0 -частицы равен нулю, а изотопический спин π -мезона равен

единице. Поэтому процесс $\Lambda \rightleftharpoons \Lambda + \pi$ запрещен, если сохраняется изотопический спин, и возможны только переходы $\Lambda \rightarrow \Sigma + \pi$ и $\Sigma \rightarrow \Lambda + \pi$.

Изотопический спин H_3^* (Λ -трития) равен нулю, так как не наблюдались системы $p\bar{n}\Lambda$ и $p\bar{p}\Lambda$ (He_3^*).

Λ -ядра H_4^* и He_4^* образуют изотопический дублет. Интересно, что существование H_4^* было предсказано Далицем⁵¹ на основе изотопической симметрии и факта существования He_4^* . Энергии связи этих ядер равны с точностью до кулоновых поправок.

Гипотеза изотопической инвариантности сильных взаимодействий странных частиц дает возможность проводить анализ этих взаимодействий с помощью амплитуд с данным значением T . Так эксперименты³⁷ по захвату K^- в водороде дают для вероятностей реакции

- 1) $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$,
- 2) $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$,
- 3) $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$

соотношение $w_1:w_2:w_3 = 2:1:1$.

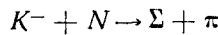
С помощью формулы (3) приложения II получаем для этих вероятностей

$$\begin{aligned} w_1 &= \left| \frac{f_0}{\sqrt{6}} + \frac{f_1}{2} \right|^2, \\ w_2 &= \left| \frac{f_0}{\sqrt{6}} - \frac{f_1}{2} \right|^2, \\ w_3 &= \left| \frac{f_0}{\sqrt{6}} \right|^2. \end{aligned}$$

Здесь f_0 и f_1 — комплексные амплитуды с изотопическим спином $T=0$ и $T=1$ соответственно. Записывая $f_0 = \rho_0 e^{i\varphi_0}$, $f_1 = \rho_1 e^{i\varphi_1}$, можно определить из соотношения $w_1:w_2:w_3$ значения ρ_0/ρ_1 и $(\varphi_0 - \varphi_1)$; они равны:

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \sqrt{3}, \quad \cos(\varphi_0 - \varphi_1) = \frac{\sqrt{2}}{4}.$$

Этот вывод не согласуется с результатами работы⁵², автор которой на основе анализа данных по захвату K^- -мезонов в ядрах пришел к выводу, что реакции



проходят в основном через канал с $T=1$.

Другой пример; данные по рассеянию K^+ -мезонов с энергиями $\lesssim 100$ Мэв в фотоэмulsionиях^{53, 56, 57} указывают на то, что сечение рассеяния на свободном протоне составляет 20—28 мбарн, а сечение рассеяния, приходящееся на один нуклон в ядре, составляет 6—9 мбарн. Для объяснения этого расхождения была предложена гипотеза⁵³, согласно которой рассеяние K^+ -мезонов происходит через канал с $T=1$. В этом случае упругое рассеяние $K^+ + p \rightarrow K^+ + p$ будет иметь сечение в 4 раза больше, чем рассеяние $K^+ + n \rightarrow K^+ + n$ (см. приложение II).

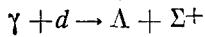
Другое возможное объяснение малости сечения рассеяния K^+ -мезонов на ядрах дано в⁵⁸. В основе этого объяснения лежит тот факт, что при сравнительно малых энергиях K^+ -мезонов ($\lesssim 50$ Мэв) неупругие реакции при

столкновении K -мезона с ядром (и, в частности, реакция перезарядки $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$) должны быть подавлены. Это обусловлено принципом Паули, ограничивающим число состояний, доступных протону, возникшему при перезарядке. Уменьшение сечения, обусловленное принципом Паули, рассчитано на основе модели ферми-газа в⁵⁹. Это уменьшение становится несущественным с ростом энергии K -мезона.

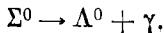
В заключение подчеркнем, что изотопическая инвариантность сильных взаимодействий странных частиц представляет собой пока только гипотезу. Экспериментальная проверка этой гипотезы представляется фундаментально важной.

11. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ. $\Delta S = 0$

Тот факт, что электромагнитное взаимодействие сохраняет странность (принцип минимального взаимодействия), означает, что образование странных частиц γ -квантами (фоторождение) обязательно должно быть совместным. Должно быть запрещено парное фоторождение гиперонов, например реакция

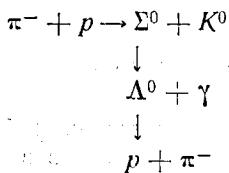


и другие реакции, нарушающие сохранение странности. Электромагнитное взаимодействие не может вызвать также распадов странных частиц, за исключением одного случая, когда при распаде странность не меняется. Это исключение — распад Σ^0 -гиперона:

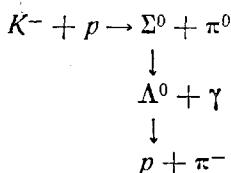


Как у Σ^0 -гиперона, так и у Λ^0 -гиперона $T_3 = 0$, так что в этом распаде $\Delta T_3 = \Delta S = 0$. Что касается изотопического спина, то у Σ^0 -гиперона $T = 1$, а у Λ^0 -гиперона $T = 0$, и $\Delta T = 1$ в соответствии с правилами отбора для электромагнитного взаимодействия. Следует ожидать, что время жизни Σ^0 -гиперона равно примерно 10^{-20} сек.

Образование и распад Σ^0 -гиперонов были обнаружены в реакциях



и



по несоблюдению в этих реакциях баланса энергии — импульса (γ -квант, образующийся при распаде $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ в камерах, где наблюдались эти реакции, не регистрируется).

Электромагнитным взаимодействием обусловлены различия в массах странных частиц, входящих в данный изотопический мультиплет, и в частности Σ^+ - и Σ^- -гиперонов. На первый взгляд кажется, что неравенство масс Σ^+ - и Σ^- -гиперонов ($\Delta m = 15 m$) противоречит принципу зарядовой симметрии,

находящему свое выражение в том, что равны друг другу массы электрона и позитрона, протона и антiproтона, π^+ -мезона и π^- -мезона. В связи с этим уместно подчеркнуть, что Σ^+ - и Σ^- -гипероны не являются частицей и анти-частицей, как это имеет место для e^+ и e^- , p и \tilde{p} , π^+ и π^- , и принцип зарядовой симметрии к ним неприменим.

Качественно можно понять возникновение разности масс Σ^+ - и Σ^- -гиперонов, если рассмотреть виртуальные цепочки сильных взаимодействий, дающие вклад в массы этих гиперонов:

$$\Sigma \rightarrow N + \bar{K} \rightarrow \Sigma, \\ \Sigma \rightarrow \Xi + K \rightarrow \Sigma.$$

В отсутствие электромагнитного взаимодействия вклады этих процессов в массы Σ^+ - и Σ^- -гиперонов равны. Если же «включить» электрические заряды реальных и виртуальных частиц, то возникнут различия между цепочками для Σ^+ -гиперона и Σ^- -гиперона:

$$\begin{aligned}\Sigma^+ &\rightarrow p + \bar{K}^0, & \Sigma^+ &\rightarrow \Xi^0 + K^+, \\ \Sigma^- &\rightarrow n + K^-, & \Sigma^- &\rightarrow \Xi^- + K^0\end{aligned}$$

и массы этих частиц будут уже не равны друг другу; как показано в⁶⁰, различие в электромагнитной структуре Σ^+ - и Σ^- -гиперонов должно привести к тому, что эти частицы будут иметь и разные магнитные моменты.

12. РАСПАДЫ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ. $\Delta S = \pm 1$

Из распадов странных частиц мы рассмотрим здесь только распады на сильно взаимодействующие частицы (π -мезоны и нуклоны). Лептонные распады (K_{μ_1} , K_{μ_3} , K_{e_3}) мы рассматривать не будем, так как к лептонам понятие изотопического спина неприменимо.

В рамках схемы изотопических мультиплетов естественным образом объясняется метастабильность странных частиц. Так как странность странных частиц отлична от нуля, а странность π -мезонов и нуклонов равна нулю, то распады странных частиц на π -мезоны и нуклоны за счет сильных и электромагнитных взаимодействий, сохраняющих странность, запрещены, и странные частицы распадаются за счет слабых взаимодействий. Легко видеть, что для всех частиц, кроме каскадного гиперона, странность во всех известных распадах на π -мезоны и нуклоны должна изменяться на единицу (рис. 3). Для Ξ^- -гиперона, если выбрать для него $T = \frac{1}{2}$, изменение странности при распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ тоже равно $\Delta S = 1$. Если считать, что ненаблюдавшийся прямой распад $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$ запрещен, то можно заключить, что слабые взаимодействия всегда изменяют S на единицу. При этом единственным способом распада для Ξ^0 -гиперона является распад

$$[H^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0,$$

что делает очень трудным наблюдение Ξ^0 -гиперона. Обычно предполагается, что взаимодействия, изменяющие странность на 2, должны быть примерно в 10^{13} раз слабее известных распадных взаимодействий.

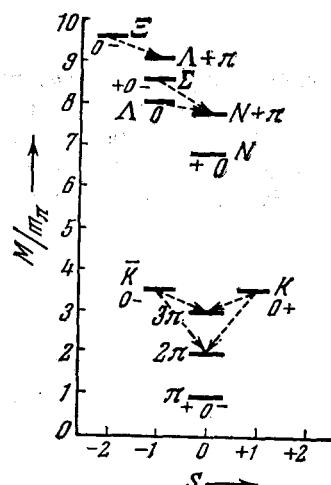


Рис. 3

Так как законы сохранения электрического заряда и числа барионов являются абсолютными, то из определения странности очевидно, что изменение странности при распаде на $\Delta S = \pm 1$ приводит к изменению третьей проекции изотопического спина на $\Delta T_3 = \mp \frac{1}{2}$.

13. РАСПАДЫ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ. $\Delta T = \pm \frac{1}{2}$

Если предположить, что при распадах странных частиц не только $\Delta T_3 = \frac{1}{2}$, но и $\Delta T = \frac{1}{2}$, то возникает ряд интересных следствий⁶¹⁻⁷⁰, некоторые из которых находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Рассмотрим распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$. Два π -мезона, образующиеся в результате этого распада, могут, вообще говоря, иметь $T = 0, 1$ и 2 . Однако значение $T = 0$ исключается тем, что для этой системы $T_3 = 1$. Если K^+ -мезон имеет спин, равный нулю, то два π -мезона возникают в S -состоянии, и, следовательно, их волновая функция должна быть симметричной по изотопическим переменным. Это исключает значение $T = 1$. Если теперь предположить, что при распаде $\Delta T = \frac{1}{2}$ и вспомнить, что для K -мезона $T = \frac{1}{2}$, то исключается и состояние с $T = 2$, и распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ оказывается запрещенным. Легко видеть, что для распада $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ подобного запрета нет. Этот вывод находится в качественном соответствии с известным различием во временах жизни для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ ($\tau \sim 10^{-8}$ сек) и $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ($\tau \sim 10^{-10}$ сек).

Разумеется, если бы правило отбора $\Delta T = \frac{1}{2}$ было абсолютно строгим, время жизни K^+ -мезона было сколь угодно большим. Чтобы получить наблюдаемое время жизни K^+ -мезона, необходимо предположить, что амплитуда распада содержит небольшую примесь с $\Delta T = \frac{3}{2}$ (или $\Delta T = \frac{5}{2}$). Величина этой примеси должна быть $\sim 10\%$ от амплитуды с $\Delta T = \frac{1}{2}$.

Учитывая все сказанное выше о распаде $K^+ \rightarrow 2\pi$, легко увидеть, что при распаде $K^0 \rightarrow 2\pi$, π -мезоны возникают в состоянии с $T = 0$. Это сразу же дает отношение между вероятностями альтернативных распадов:

$$1) K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

и

$$2) K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0,$$

а именно $w_1/w_2 = 2$ (см. приложение I). Экспериментально это соотношение определено очень грубо и по порядку величины близко к единице.

Гипотеза о том, что при распаде $K^+ \rightarrow 3\pi$ изменение $\Delta T = \frac{1}{2}$, приводит к тому, что три π -мезона возникают при этом распаде в состоянии с $T = 1$.

Это позволяет связать вероятности распадов

$$1) K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-$$

и

$$2) K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+.$$

Оказывается^{69, 71, 72}, что $w_2 = 0,25w_1$, если все π -мезоны вылетают в S -состоянии. Учет разности масс π^+ и π^0 оказывается существенным при вычислении фазовых объемов ввиду малости выделяемой энергии и приводит⁶¹ к соотношению $w_2 = 0,325w_1$. Это отношение хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Для распадов Λ^0 -гиперона

$$1) \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

и

$$2) \Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$$

в предположении $\Delta T = \frac{1}{2}$ получается $w_1/w_2 = 2$. Это соотношение, по-видимому, не согласуется с экспериментальными данными^{15, 42}, которые дают для него величину $\sim 0,5 \div 1$.

Аналогичные изотопические соотношения могут быть выведены и для распадов Λ -ядер^{63, 66}. Так, для вероятностей распадов Λ -трития, изотопический спин которого равен нулю, получается:

$$w(H_3^* \rightarrow \pi^- + 2p + n) + w(H_3^* \rightarrow \pi^+ + 3n) = \\ = 2w(H_3^* \rightarrow \pi^0 + 2n + p).$$

Взаимодействия, для которых $\Delta T = \frac{1}{2}$, можно рассматривать как изотопически инвариантные, если ввести чисто формально «частицу» s , переносящую «страннысть» (для s -«частицы» было предложено название «шпурон»). Странность «шпурона» равна $+1$, заряд равен нулю. Определенный таким образом «шпурон» должен иметь $T = \frac{1}{2}$ и $T_3 = -\frac{1}{2}$.

С помощью «шпурона» распады странных частиц можно представить в виде

$$s + \Sigma \rightarrow N + \pi, \quad s + \Lambda \rightarrow N + \pi, \\ s + \Xi \rightarrow \Lambda + \pi, \quad K \rightarrow s + 2\pi$$

и при определении изотопических соотношений использовать формулы, содержащиеся в приложениях I и II.

Следует отметить, что уже небольшая примесь взаимодействия с $\Delta T = \frac{3}{2}$ сильно изменяет соотношение между распадами. В частности, это относится к распадам Λ^0 -гиперона⁷⁰.

Интересные выводы можно сделать, если предположить, что в распадах Σ -гиперонов $\Delta T = \frac{1}{2}$ ^{65, 66, 68}. Амплитуды распадов

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad a_+, \\ \Sigma^+ \rightarrow p + \pi_0 \quad a_0, \\ \Sigma^- \rightarrow n + \pi^- \quad a_-$$

следующим образом выражаются через амплитуды f_3 и f_1 , соответствующие $T = \frac{3}{2}$ и $T = \frac{1}{2}$ (см. приложение II):

Спин и четность Σ	$\frac{1}{2}+$	$\frac{1}{2}-$	$\frac{3}{2}+$	$\frac{3}{2}-$	Все другие значения
$\alpha_1 - \alpha_3$	$\sim 0^\circ$	25°	40°	$\sim 0^\circ$	$\sim 0^\circ$

$$a_+ = \sqrt{\frac{1}{3}} f_3 + \sqrt{\frac{2}{3}} f_1,$$

$$a_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} f_3 - \sqrt{\frac{1}{3}} f_1,$$

$$a_- = \sqrt{3} f_3.$$

Воспользовавшись условием унитарности и симметрии S -матрицы в форме $SS^* = 1$ и малостью распадного взаимодействия, легко показать, что

$$f_3 = i\rho_3 e^{i\alpha_3}, \quad f_1 = i\rho_1 e^{i\alpha_1},$$

где ρ_3 и ρ_1 — действительны, а α_3 и α_1 — фазы рассеяния π -мезона на нуклоне в состояниях с $T = \frac{3}{2}$ и $T = \frac{1}{2}$ соответственно. Четность и орбитальный момент этих состояний определяются спином и четностью Σ -гиперона. Отношение вероятностей распадов $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ и $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ при этом равно ($w = |\alpha|^2$):

$$X = \frac{w_0}{w_+} = \frac{2 + 2z^2 - 4z \cos(\alpha_1 - \alpha_3)}{1 + 4z^2 + 4z^2 \cos(\alpha_1 - \alpha_3)},$$

где

$$z = \frac{\rho_1}{\rho_3 \sqrt{2}},$$

а отношение времен жизни Σ^+ - и Σ^- -гиперонов равно:

$$Y = \frac{w_-}{w_+ + w_0} = \frac{3}{1 + 2z^2}.$$

Исключая из этих уравнений z и подставляя экспериментально определенные значения X и Y , можно определить величину $(\alpha_1 - \alpha_3)$ и тем самым можно было бы определить спин и четность Σ -гиперона. Однако последние экспериментальные данные³⁷ таковы ($X \approx 1$, $Y \approx \frac{1}{2}$), что вычисленная таким образом разность $\alpha_1 - \alpha_3$ получается близкой к 70° . Такая большая разность фаз не может возникнуть ни при каких значениях спина и четности Σ -гиперона и указывает на то, что правило отбора $\Delta T = \frac{1}{2}$ не имеет места в этом случае*).

14. ДРУГИЕ ВОЗМОЖНЫЕ ЧАСТИЦЫ В СХЕМЕ ИЗОТОПИЧЕСКИХ МУЛЬТИПЛЕТОВ

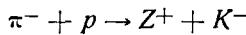
В заключение рассмотрим вопрос о том, содержит ли рассмотренная выше схема странных частиц еще незаполненные «вакансии»? Перебирая все возможные сочетания n , T_3 , Q и S , легко видеть, что в рамках однозарядных частиц возможно существование еще четырех частиц: двух гиперонов и двух мезонов. Изотопические спины этих частиц должны быть равны нулю.

Из соотношения $Q = T_3 + \frac{1}{2} + \frac{S}{2}$ для гиперонов следует, что при $T_3 = 0$ возможен положительно заряженный гиперон с $Q = +1$ и странностью $S = +1$ и отрицательно заряженный гиперон с $Q = -1$ и странностью $S = -3$. Гелл-Манн¹ предложил назвать первый из них Z^+ (дзета плюс), второй Ω^- (омега минус). Для мезонов $Q = T_3 + S/2$ и возможны два мезона с $T_3 = 0$ и $S = \pm 2$. Гелл-Манн назвал их ω^\pm . При этом ω^- является античастицей по отношению к ω^+ .

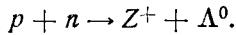
Для метастабильности Z^+ -гиперона необходимо, чтобы его масса была меньше суммы масс нуклона и K -мезона. При этом Z^+ распадался бы на нуклон и π -мезон. Наличие Z^+ -гиперона привело бы, однако, к более

*). Если рассматривать распад Σ -гиперона с несохранением четности, то указанное противоречие не возникает и правило отбора $\Delta T = \frac{1}{2}$ может быть сохранено.

низкому порогу образования K^- -мезонов в реакциях типа



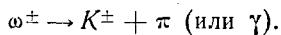
и к возможности парного рождения гиперонов в реакциях типа



Для метастабильности Ω^- -гиперона его масса должна быть меньше суммы масс Ξ -гиперона и K -мезона. При этом Ω^- -гиперон будет распадаться на Ξ -гиперон и π -мезон (или также на K -мезон и Λ (или Σ)-гиперон, если хватит энергии). Если же масса Ω^- -гиперона меньше массы Ξ -гиперона, то распад Ω^- -гиперона будет происходить путем испускания лептонов, так как распаду на Λ -гиперон и π -мезон будет отвечать $\Delta S = 2$, а распаду на нуклон и π -мезон $\Delta S = 3$.

Для метастабильности ω -мезонов их масса должна быть меньше удвоенной массы K -мезонов.

Если $m_\omega > m_k$, то ω -мезон будет распадаться с $\Delta S = 1$ по схеме



Кроме этих частиц, возможно существование еще одной, а именно мезона с $T = 0$ и $Q = 0$. Однако его метастабильность, если бы такой мезон оказался метастабильным, не могла бы быть объяснена сохранением странности, так как странность такого мезона равна нулю.

15. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Объем обзора не позволил нам остановиться на ряде интересных направлений, связанных с теорией странных частиц. Мы имеем в виду работы, посвященные расширению обычного формализма изотопического спина (введение так называемого ω -пространства⁷³ четырехмерного изотопического пространства^{74, 76} и др.), а также работы, в которых классификация странных частиц производится на основе различных физических модельных представлений (теория деформируемого форм-фактора⁷⁷⁻⁸⁰, составная модель странных частиц⁸¹ и др.). Ряд из упомянутых здесь работ и подробное изложение вопросов, относящихся к этому кругу идей, содержится в сборнике «Систематика элементарных частиц» под редакцией Ю. А. Яппа⁸².

ПРИЛОЖЕНИЕ I

В этом приложении приведены формулы, с помощью которых произведение волновых функций с изотопическими спинами T_1 и T_2 и проекциями T_1^3 и T_2^3 выражается через собственные функции оператора полного изотопического спина T и проекции T_3 . Это соответствует разложению по собственным функциям T и T_3 волновой функции двух частиц, одна из которых имеет изотопический спин T_1 и проекцию T_1^3 , а другая — T_2 и T_2^3 .

Введем следующие обозначения:

$\chi_{T_1^3 T_2^3}^{T_1 T_2}$ — волновая функция двух частиц с изотопическими спинами T_1 и T_2 и проекциями T_1^3 и T_2^3 .

Верхние индексы в дальнейшем для краткости опущены ($\chi_{T_1^3 T_2^3}$).

$\varphi_{T_3}^T$ — волновая функция с изотопическим спином T и проекцией T_3 . Связь между функциями χ и φ дается коэффициентами Клебша — Гордана

(см. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, стр. 25 и 67):

$$1. \quad T_1 = 1/2, \quad T_2 = 1/2$$

$$1) \quad \chi_{1/2} \pm = \varphi_1^1,$$

$$3) \quad \chi_{-1/2} \pm = \varphi_{-1}^1,$$

$$2) \quad \chi_{1/2} \mp = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^0,$$

$$4) \quad \chi_{-1/2} \mp = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^0.$$

$$2. \quad T_1 = 1, \quad T_2 = 1/2$$

$$1) \quad \chi_{1/2} = \varphi_{3/2}^3,$$

$$4) \quad \chi_{-1/2} = \varphi_{-3/2}^3,$$

$$2) \quad \chi_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_{3/2}^3 - \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_{1/2}^1,$$

$$5) \quad \chi_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_{-3/2}^3 + \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_{-1/2}^1,$$

$$3) \quad \chi_{-1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_{-3/2}^3 - \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_{-1/2}^1, \quad 6) \quad \chi_1 = \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_{3/2}^3 + \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_{1/2}^1.$$

$$3. \quad T_1 = 3/2, \quad T_2 = 1/2$$

$$1) \quad \chi_{3/2} = \varphi_2^2,$$

$$5) \quad \chi_{-3/2} = \varphi_{-2}^2,$$

$$2) \quad \chi_{1/2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varphi_1^2 - \frac{1}{2} \varphi_1^1,$$

$$6) \quad \chi_{-1/2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varphi_{-1}^2 + \frac{1}{2} \varphi_{-1}^1,$$

$$3) \quad \chi_{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^1,$$

$$7) \quad \chi_{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^1,$$

$$4) \quad \chi_{-3/2} = \frac{1}{2} \varphi_{-1}^2 - \frac{\sqrt{3}}{2} \varphi_{-1}^1, \quad 8) \quad \chi_{3/2} = \frac{1}{2} \varphi_1^2 + \frac{\sqrt{3}}{2} \varphi_1^1.$$

$$4. \quad T_1 = 2, \quad T_2 = 1/2$$

$$1) \quad \chi_2 = \varphi_{5/2}^5,$$

$$6) \quad \chi_{-2} = \varphi_{-5/2}^5,$$

$$2) \quad \chi_1 = \frac{2}{\sqrt{5}} \varphi_{3/2}^3 - \frac{1}{\sqrt{5}} \varphi_{1/2}^3,$$

$$7) \quad \chi_{-1} = \frac{2}{\sqrt{5}} \varphi_{-3/2}^3 + \frac{1}{\sqrt{5}} \varphi_{-1/2}^3,$$

$$3) \quad \chi_0 = \sqrt{\frac{3}{5}} \varphi_{3/2}^5 - \sqrt{\frac{2}{5}} \varphi_{1/2}^5,$$

$$8) \quad \chi_0 = \sqrt{\frac{3}{5}} \varphi_{-3/2}^5 + \sqrt{\frac{2}{5}} \varphi_{-1/2}^5,$$

$$4) \quad \chi_{-1} = \sqrt{\frac{2}{5}} \varphi_{-3/2}^5 - \sqrt{\frac{3}{5}} \varphi_{-1/2}^5, \quad 9) \quad \chi_1 = \sqrt{\frac{2}{5}} \varphi_{3/2}^5 + \sqrt{\frac{3}{5}} \varphi_{1/2}^5,$$

$$5) \quad \chi_{-2} = \sqrt{\frac{1}{5}} \varphi_{-5/2}^5 - \frac{2}{\sqrt{5}} \varphi_{-3/2}^3, \quad 10) \quad \chi_2 = \frac{1}{\sqrt{5}} \varphi_{3/2}^5 + \frac{2}{\sqrt{5}} \varphi_{1/2}^5.$$

$$5. \quad T_1 = 1, \quad T_2 = 1$$

$$1) \quad \chi_{11} = \varphi_{22},$$

$$6) \quad \chi_{-1-1} = \varphi_{-2}^2,$$

$$2) \quad \chi_{01} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_1^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_1^1,$$

$$7) \quad \chi_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_1^2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_1^1,$$

$$3) \quad \chi_{-11} = \frac{1}{\sqrt{6}} \varphi_0^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^1 + \frac{1}{\sqrt{3}} \varphi_0^0, \quad 8) \quad \chi_{00} = \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_0^2 - \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_0^0,$$

$$4) \quad \chi_{1-1} = \frac{1}{\sqrt{6}} \varphi_0^2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_0^1 + \frac{1}{\sqrt{3}} \varphi_0^0, \quad 9) \quad \chi_{-10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_{-1}^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_{-1}^1.$$

$$5) \quad \chi_{0-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_{-1}^2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \varphi_{-1}^1,$$

В виде примера использования приведенных в этом приложении формул рассмотрим реакции $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + N$.

Изотопическая волновая функция системы, состоящей из Σ^- -частицы ($T = 1$, $T_3 = -1$) и протона ($T = 1/2$, $T_3 = 1/2$), в общем случае выражается через изотопические волновые функции с $T = 3/2$ и $T = 1/2$. Из равенства (2.3) следует, что

$$\chi_{\Sigma^- p} = \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_{- \frac{1}{2}}^{3/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_{- \frac{1}{2}}^{1/2}.$$

Аналогично, функция системы $\Sigma^0 + n$ имеет вид

$$\chi_{\Sigma^0 n} = \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_{- \frac{1}{2}}^{3/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_{- \frac{1}{2}}^{1/2}.$$

Изотопический спин дейтона равен нулю, K^- -мезона $-1/2$, и полный изотопический спин системы $K^- + d$ равен $1/2$. Волновую функцию этой системы обозначим ψ^k . Если взаимодействие изотопически инвариантно, то в конечном состоянии изотопический спин тоже равен $1/2$ и $\varphi_{- \frac{1}{2}}^{3/2} = 0$. При этом амплитуды реакций $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + p$ и $K^- + d \rightarrow \Sigma^0 + n$ имеют вид $-\sqrt{\frac{2}{3}} (\varphi_{- \frac{1}{2}}^{1/2} \psi^k)$ и $\sqrt{\frac{1}{3}} (\varphi_{- \frac{1}{2}}^{1/2} \psi^k)$ и соответствующие сечения относятся как 2:1.

ПРИЛОЖЕНИЕ II

В этом приложении приведены выражения для амплитуд a реакций типа

$$X_{T_1}^{T_1} + Y_{T_2}^{T_2} \rightarrow U_{T_3}^{T_3} + V_{T_4}^{T_4}$$

через амплитуды с данным изотопическим спином f^T . Здесь $X_{T_1}^{T_1}$ означает частицу с изотопическим спином T_1 и проекцией изотопического спина T_1^3 ; тоже относится к Y, U, V . Сечения реакций σ связаны с амплитудами a соотношением

$$\sigma = |a|^2.$$

Приведенные ниже соотношения просто получаются с помощью изотопических функций (см. приложение I), если предположить, что взаимодействие изотопически инвариантно, и учесть, что функции ортонормированы.

Для краткости мы будем опускать индексы T в выражении для амплитуды a , оставляя только индексы $T_3: a(T_1^3 T_2^3; T_3^3 T_4^3)$. У амплитуд $f_{T_1}^T$ опущены индексы, указывающие T_3 . Легко показать, что в силу изотопической симметрии $a(T_1^3 T_2^3; T_3^3 T_4^3) = a(-T_1^3 - T_2^3, -T_3^3 - T_4^3)$.

$$1. X^{\frac{1}{2}} + Y^{\frac{1}{2}} \rightarrow U^{\frac{1}{2}} + V^{\frac{1}{2}}$$

$$a_1 (1/2 \ 1/2; 1/2 \ 1/2) = f^1,$$

$$a_2 (-1/2 + 1/2; 1/2 + 1/2) = \frac{1}{2} (f^1 + f^0),$$

$$a_3 (-1/2 + 1/2; +1/2 - 1/2) = \frac{1}{2} (f^1 - f^0).$$

$$2. X^1 + Y^{\frac{1}{2}} \rightarrow U^1 + V^{\frac{1}{2}}$$

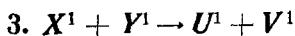
$$a_1 (1/2; 1/2) = f^{3/2},$$

$$a_2 (0 1/2; 0 1/2) = \frac{1}{3} (2f^{3/2} + f^{\frac{1}{2}}),$$

$$a_3 (0 1/2; 1 - 1/2) = \frac{\sqrt{2}}{3} (f^{3/2} - f^{\frac{1}{2}}),$$

$$a_4 (-1 1/2; -1 1/2) = \frac{1}{3} (f^{3/2} - 2f^{\frac{1}{2}}),$$

$$a_5 (-1 1/2; 0 - 1/2) = \frac{\sqrt{2}}{3} (f^{3/2} - f^{\frac{1}{2}}).$$



$$a_1 (11; 11) = f^2,$$

$$a_2 (01; 01) = \frac{1}{2} (f^2 + f^1),$$

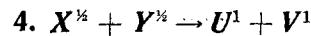
$$a_3 (01; 10) = \frac{1}{2} (f^2 - f^1),$$

$$a_4 (-11; -11) = \frac{1}{6} (f^2 + 3f^1 + 2f^0), \quad a_4 (-1/2; 1/2; -11) = -\frac{f^0}{\sqrt{6}} - \frac{f^1}{2},$$

$$a_5 (-11; 1-1) = \frac{1}{6} (f^2 - 3f^1 + 2f^0), \quad a_5 (-1/2; 1/2; 00) = \frac{f^0}{\sqrt{6}}.$$

$$a_6 (-11; 00) = \frac{1}{3} (f^2 - f^0),$$

$$a_7 (00; 00) = \frac{1}{3} (2f^2 + f^0).$$



$$a_1 (1/2; 1/2; 10) = \frac{f^1}{\sqrt{2}},$$

$$a_2 (1/2; 1/2; 01) = -\frac{f^1}{\sqrt{2}},$$

$$a_3 (-1/2; 1/2; 1-1) = -\frac{f^0}{\sqrt{6}} + \frac{f^1}{2},$$

$$a_4 (-1/2; 1/2; -11) = -\frac{f^0}{\sqrt{6}} - \frac{f^1}{2},$$

Выражения для a через f позволяют получать соотношения между вероятностями реакций, отличающихся зарядовыми состояниями, участвующими в них частиц. Так, соотношения (1) этого приложения позволяют сравнивать сечения взаимодействий K^+ -мезонов с протонами и нейтронами, если предположить, что основным является канал с $T=1: f^1 \gg f^0$. В этом случае амплитуды реакции $K^+ + p \rightarrow K^+ + p$, $K^+ + n \rightarrow K^+ + n$, $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ равны f^1 , $\frac{1}{2} f^1$, $\frac{1}{2} f^1$ соответственно, а соответствующие сечения относятся, как $1:1/4:1/4$.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann, Proceedings Pisa Conf. (1955) (см. 82).
2. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833 (1953).
3. M. Gell-Mann, A. Pais, Proc. Glasgow Conf. 1954.
4. K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **12**, 107 (1954).
5. K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **13**, 285 (1955).
6. K. Nishijima, Fortschritte der Phys. **4**, 519 (1956).
7. А. И. Алиханов, УФН **50**, 481 (1953).
8. А. О. Вайсенберг, УФН **57**, 361 и 631 (1955).
9. А. М. Шапиро, УФН **60**, 573 (1956).
10. R. W. Birge et al., Nuovo Cim. **4**, 834 (1956).
11. R. Motley, V. Fitch, Phys. Rev. **105**, 265 (1957).
12. М. Я. Балац, П. И. Лебедев, Ю. В. Обухов, ЖЭТФ **31**, 531 (1956).
13. D. M. Ritson, Proc. Rochester Conf. (1956).
14. N. N. Biswas et al., Nuovo Cim. **4**, 631 (1956).
15. L. Alvarez, Proc. Rochester Conf. (1956).
16. M. Gell-Mann, A. Pais, Phys. Rev. **97**, 1387 (1955).
17. A. Pais, O. Piccioni, Phys. Rev. **100**, 1487 (1955).
18. K. Lande et al., Phys. Rev. **103**, 1900 (1956).
19. С. Ф. Пуэлл, УФН **53**, 449 (1954).
20. W. B. Fowler et al., Phys. Rev. **98**, 121 (1955).
21. E. Fermi, R. Feynman (не опубликовано) (см. 3).
22. R. Argowitt, S. Deser, Phys. Rev. **92**, 1061 (1953).
23. И. И. Гуревич, ДАН **105**, 69 (1955).
24. R. Gatto, Nuovo Cim. **1**, 372 (1955).
25. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **30**, 798 (1956).
26. И. И. Гуревич, ДАН **107**, 41 (1956).
27. M. Ruderman, R. Kaupius, Phys. Rev. **102**, 247 (1956).
28. K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **11**, 527 (1955).
29. Э. Ферми, Лекции о π -мезонах и нуклонах, ИЛ, Москва. 1956.
30. М. Гелл-Манн, К. М. Ватсон, УФН **59**, 399 (1956).
31. И. С. Шапиро, УФН **53**, 7 (1954).
32. В. Я. Файнберг, В. П. Силин, УФН **50**, 325 (1953).

33. А. И. Базъ, Я. А. Смородинский, УФН **55**, 215 (1955).
 34. Г. И. Зельцер, УФН **53**, 455 (1954).
 35. W. B. Fowles et al., Phys. Rev. **93**, 861 (1954).
 36. W. D. Walker, Phys. Rev. **98**, 1407 (1955).
 37. L. Alvarez et al., Bull. Am. Phys. Soc., 385 (1956).
 38. Я. Б. Зельдович, УФН **59**, 377 (1956).
 39. R. G. Sachs, Phys. Rev. **99**, 1537 (1955) (см. ⁸²).
 40. М. П. Баландин, Б. Д. Балашов, В. А. Жуков, Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, ЖЭТФ **29**, 265 (1956).
 41. J. D. Soffre et al., Phys. Rev. **100**, 1457 (1955).
 42. J. Steinberger et al., Phys. Rev. **103** (1956).
 43. A. Pais, R. Serber, Phys. Rev. **99**, 1551 (1955).
 44. L. S. Osborn, Phys. Rev. **102**, 1184 (1956).
 45. Л. Окунь, И. Померанчук, ЖЭТФ (в печати).
 46. Т. Д. Lee, Phys. Rev. **99**, 337 (1955).
 47. Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **30**, 1172 (1956).
 48. D. Feldman, Phys. Rev. **103**, 254 (1956).
 49. С. Г. Матинян, ЖЭТФ **31**, 528 (1956).
 50. K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **14**, 527 (1955).
 51. R. H. Dalitz, Phys. Rev. **99**, 1475 (1955).
 52. M. Koshiba, Nuovo Cim. **4**, 357 (1956).
 53. S. Goldhaber, Proc. Rochester Conf. (1956).
 54. И. М. Шмушкевич, ДАН **103**, 253 (1955).
 55. Н. Душин, И. Шмушкевич, ДАН **106**, 801 (1956).
 56. I. E. Lappi et al., Phys. Rev. **101**, 1617 (1956).
 57. N. N. Biswas et al., Nuovo Cim. **3**, 1481 (1956).
 58. Б. Иоффе, Л. Окунь, И. Померанчук, Nuclear Phys. **2**, 277 (1956).
 59. И. Ивантер, Л. Окунь, ЖЭТФ (в печати) (1957).
 60. E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak, Phys. Rev. **104**, 267 (1956).
 61. R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. **A69**, 527 (1956).
 62. G. Takeda, Phys. Rev. **101**, 1547 (1956).
 63. R. Gatto, Nuovo Cim. **3**, 318 (1956).
 64. J. Prentki, B. d'Espagnat, C. R. **242**, 740 (1956).
 65. J. Prentki, B. d'Espagnat, Nuovo Cim. **3**, 1045 (1956).
 66. M. Kawaguchi, K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. **15**, 182 (1956);
 C. Iso, M. Kawaguchi, Progr. Theor. Phys. **16**, 177 (1956).
 67. G. Wentzel, Phys. Rev. **101**, 1214 (1956).
 68. Л. Окунь, ЖЭТФ **31**, 333 (1956).
 69. И. С. Шапиро, Э. И. Долинский, А. П. Мишакова, ЖЭТФ (в печати).
 70. И. Кобзарев, Л. Окунь, ЖЭТФ т. 32, вып. 1 (1957).
 71. В. Б. Берестецкий, ДАН **92**, 519 (1953).
 72. R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. **A66**, 710 (1953).
 73. A. Pais, Physica **19**, 869 (1953) (см. ⁸²).
 74. A. Pais, Progr. Theor. Phys. **10**, 457 (1953) (см. ⁸²).
 75. A. Pais, Proc. Nat. Acad. Sci. (USA) **40**, 484 (1956) (см. ⁸²).
 76. A. Salam, J. C. Polkinghorne, Nuovo Cim. **2**, 685 (1955) (см. ⁸²).
 77. М. А. Марков, ДАН **101**, 51 (1955).
 78. М. А. Марков, ДАН **101**, 449 (1955).
 79. М. А. Марков, ДАН **106**, 894 (1956).
 80. М. А. Марков, О систематике элементарных частиц, Изд. АН СССР, 1955.
 81. M. Goldhaber, Phys. Rev. **101**, 433 (1956).
 82. Систематика элементарных частиц, Проблемы современной физики, № 11, ИЛ (1956).