

жизни требуют коэффициентов порядка единицы, однако уверенности в этом нет, поскольку для реального расчета этих процессов необходим учет виртуальных состояний сильно взаимодействующих частиц.

Добавим, что данные опыта указывают на существование еще одной приближенной симметрии, для которой отсутствует теоретическое объяснение:

5. *Нелептонные, меняющие странность распады с $\Delta T = -\frac{3}{2}$, относительно более медленны (более слабы), чем такие же распады с $\Delta T = \frac{1}{2}$.*

14. ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПАДОВ

С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ: ДАННЫЕ ОПЫТОВ

Как уже было отмечено, в $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -распадах нейтральный каон ($\Delta T = \frac{1}{2}$) распадается в 500 раз быстрее, чем заряженный ($\Delta T = \frac{3}{2}$). Амплитуда $\Delta T = \frac{3}{2}$ составляет лишь 0,052 от амплитуды $\Delta T = \frac{1}{2}$.

Поставим вопрос: нет ли подобных диспропорций в других случаях? Проще всего ответить на него, выяснив, до какой степени другие данные согласуются с правилом, что все нелептонные распады идут с $\Delta T = \frac{1}{2}$.

Во-первых, в Λ -распаде, идущем из начального состояния $T=0$, конечное состояние будет $T=\frac{1}{2}$ и отношение $p+\pi^-$ событий к $n+\pi^0$ должно быть равно 2 : 1, т. е. заряженные частицы должны составлять 67 % всех продуктов распада. Наблюдаемые данные дают $63 \pm 3\%$; расхождение может быть обусловлено либо ошибками опытов либо незначительной интерференцией с $\Delta T = \frac{3}{2}$.

Во-вторых, имеются некоторые предсказания об асимметрии Σ -распада, но при существующих неполных опытных данных они представляются в виде неравенств, которым эти данные удовлетворяют.

В-третьих, мы можем определить отношение скорости трехпционных распадов K_2^0 (13-2) и (13-3) к скорости подобного распада K^+ (13-1), поскольку, если $\Delta T = \frac{1}{2}$, то конечное состояние $T=1$ может быть получено единственным путем. Согласно соответствующему предсказанию суммарная скорость распада K_2^0 на три пиона равна скорости распада K^+ (следует, разумеется, учесть 9-про-

центные поправки на каждый π^0 -мезон). Предварительные данные по распадам K_2^0 не противоречат этому.

Мы могли бы еще предсказать, что скорость распада $\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$ должна быть вдвое меньше, чем у $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, но соответствующие данные по Ξ^0 -распаду отсутствуют.

Происхождение этого правила неизвестно, поскольку, если распады действительно идут через ток X , связанный с $(\bar{p}n)$, то не видно причин, по которым амплитуды $\Delta T = {}^{1/2}$

и $\Delta T = {}^{3/2}$ не могли бы иметь один и тот же порядок величины. Вторая тайна связана с происхождением малых коэффициентов у X .

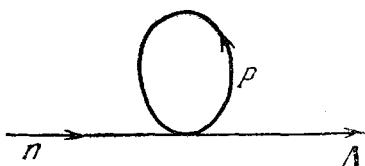


Рис. 14-1.

Одна из гипотез, принадлежащих авторам, заключается в том, что одна из диаграмм гораздо бо-

лее важна, чем остальные, и ее амплитуда примерно в десять раз больше ожидаемой. Мы проиллюстрируем эту идею на примере, в котором положим, что X просто равно $0,1 (\bar{p}\Lambda)$. Тогда \bar{p} может быть исключено из связи $\bar{p}n \leftrightarrow \bar{p}\Lambda$ и мы получим амплитуду прямого перехода $n \leftrightarrow \Lambda$. Механизм такого исключения показан на диаграмме (рис. 14-1), где протон образует замкнутую петлю. Теперь представим, что вклад этой диаграммы численно гораздо больше, чем можно было бы ожидать, и существенно больше вклада всех остальных диаграмм. Большой численный фактор компенсирует малый коэффициент $0,1$ в токе X и приводит к тому, что нелептонные распады идут с нормальной скоростью. Кроме того, поскольку теперь доминирует связь $n \leftrightarrow \Lambda$, для которой $\Delta T = \pm {}^{1/2}$, мы приходим к правилу 5. Переходы с $\Delta T = {}^{3/2}$ могут произойти через более сложные диаграммы обычного типа, для которых малый коэффициент $0,1$ не компенсирован.

Но мы объяснили две загадки (правила 4 и 5) с помощью двух произвольных гипотез (что коэффициент X мал и что какая-то определенная диаграмма велика). Поэтому совершенно неясно, продвинулись ли мы вперед. Верно, конечно, что все детали Λ - и Σ -распадов будут довольно близки друг к другу, если мы, исходя из глобальной симметрии, примем связи $n \leftrightarrow Y$ и $p \leftrightarrow \Sigma^+$ одинаковыми и будем опираться на вычисления по теории

возмущений, хотя использование теории возмущений не может быть оправдано.

Итоги. Будет уместно сейчас резюмировать наиболее существенные черты проблемы, стоящей перед нами.

Согласно принципам квантовой теории поля в природе существуют лишь частицы, обладающие массой и спином (целым или полуцелым), взаимоотношения которых определяются механизмом, именуемым взаимодействием (или связью). Все эти частицы распадаются на две группы: слабо и сильно взаимодействующие частицы. Слабо взаимодействующие частицы — это фотон, гравитон (который обычно не принимают во внимание) и лептоны (e , μ , ν). Сильно взаимодействующие частицы — это мезоны и барионы (см. выше табл. 9-1, 9-2).

Если известны частицы и связи, то все известно. Вот и вся физика, как на ладони! Взаимодействия обладают свойствами, перечисленными в таблице 14-1 (опущено гравитационное взаимодействие, которое или сохраняет все, или ничего в зависимости от точки зрения).

Т а б л и ц а 14-1

Связь	Относительная интенсивность	Выполнение законов сохранения		
		изospина	страниности	четности
Ферми	10^{-10}	Нет	Нет	Нет
Электродинамическая	10^{-2}	Нет	Да	Да
Сильная	10^1	Да	Да	Да

Законы сохранения, выполняющиеся во всех взаимодействиях — это законы двух типов:

Геометрические законы:

Момент (вращение)

Энергия, импульс (параллельный перенос)

Четность \times зарядовое сопряжение

Обращение времени.

Числовые законы:

Число лептонов

Электрический заряд

Число барионов (сохранение нуклонного заряда).

Как мы видели, имеется 31 частица, следовательно, согласно стандартным правилам теории поля для их описания требуется 31 поле! Однако не исключено, что, исхитрившись, можно уменьшить число необходимых полей, если некоторые из частиц окажутся составными. Каково же минимально необходимое число? Прежде всего нужен барион. Также нужен объект с изоспином $\frac{1}{2}$ (два состояния) и нужен носитель странности. Поэтому, например, можно обойтись тремя барионами: n , p , Λ . Но нет еще лептонов. Нам нужны ν , e , γ и, возможно, гравитон. Никто не знает, для чего нужен мюон μ . Если включить его, то нам придется объяснить не менее восьми полей и четырех связей.

Таковы пределы, до которых удалось пока продвинуться. Очевидно, что значительный прогресс был достигнут благодаря открытию симметрий, однако вычисления не дали большой информации. Мы испытываем чрезвычайную нужду в надежных методах количественного анализа наших задач.

Еще более глубокой и волнующей является проблема, которую мы молчаливо подразумевали, но ни разу ясно не формулировали в предыдущем изложении. Какова общая структура, лежащая в основе всех этих переплетающихся симметрий, нарушенных симметрий и асимметрий?

15. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И СЛАВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Сейчас мы покажем, как делать количественные вычисления для тех процессов, которые мы можем рассчитывать! Я сформулирую результаты и приведу эвристические доводы в пользу их справедливости. У меня нет уверенности в том, что следует начинать с теории поля, так как она не является внутренне последовательной теорией. Во всяком случае, я хочу оставить место для новых идей.