

Законы сохранения в слабых взаимодействиях

А. Н. Романов

В процессах взаимодействий и превращений частиц выполняются законы сохранения. Ряд законов сохранения универсален, т. е. выполняется всегда, при всех типах взаимодействий. Другие в некоторых взаимодействиях не выполняются. В данной работе обсуждаются законы сохранения в слабых взаимодействиях и нарушение сохранения пространственной четности (P) и комбинированной четности (CP-симметрии) в этом виде взаимодействий.

Введение

К универсальным законам сохранения относятся законы, которые обусловлены инвариантностью уравнений движения относительно трансляций в пространстве и во времени. С этими типами симметрий – однородностью пространства и времени – связано существование законов сохранения импульса и энергии изолированных систем частиц. Изотропность трёхмерного пространства, т. е. инвариантность уравнений движения относительно вращений, приводит к закону сохранения момента количества движения.

Если преобразование волновой функции, отвечающее закону сохранения, имеет непрерывный характер, то соответствующий закон сохранения аддитивен, т.е. в реакции



сохраняется сумма соответствующих квантовых чисел:

$$N_a + N_b = N_c + N_d + \dots = \text{const} \quad (2)$$

Трансляции и повороты – непрерывные преобразования и соответствующие законы сохранения (энергии, импульса и момента количества движения) – аддитивны. Аддитивными сохраняющимися величинами являются также электрический заряд Q , барионное квантовое число (барионный заряд) B , лептонные квантовые числа (лептонные заряды) L_e, L_μ, L_τ , изоспин I , а также ряд других квантовых чисел, имеющих кварковую природу – странность s , очарование (charm) c , bottom b , top t .

Симметрии и законы сохранения

В квантовой физике характеристикой системы частиц является Ψ -функция. Ψ -функция зависит от пространственных, спиновых и других характеристик частиц системы. Квадрат модуля Ψ -функции равен вероятности обнаружить систему частиц с данными характеристиками. Интеграл квадрата модуля Ψ -функции по всем возможным

пространственным и другим переменным должен быть равен 1.

При преобразовании аргументов Ψ -функции, например, при сдвигах пространственной или временной шкал вероятность не изменяется:

$$\begin{aligned}\Psi' &= \hat{U}\Psi; \\ \Psi'\Psi' &= \Psi\hat{U}\hat{U}\Psi = \Psi\Psi; \\ \hat{U} &= \hat{U}^{-1};\end{aligned}\tag{3}$$

Унитарный оператор преобразования Ψ -функции можно представить в виде

$$\hat{U} = e^{i\alpha\hat{Q}}\tag{4}$$

где Q – эрмитов оператор.

Инвариантности уравнений движения системы относительно такого преобразования соответствует закон сохранения величины Q .

Это одна из возможных формулировок теоремы Нётер.

В частности, инвариантности уравнений движения относительно сдвигов пространственных координат системы соответствует закон сохранения импульса, а инвариантности уравнений движения относительно сдвигов временных координат - закон сохранения энергии.

В случае сдвигов системы координат в пространстве или времени величина α может быть любой, в том числе и бесконечно малой величиной, например, $\alpha = dt$. В случае преобразований непрерывного типа закон сохранения величины Q – аддитивный, т.е. сохраняется сумма величин. Если величина α может принимать только дискретный ряд значений, закон сохранения величины Q – мультипликативный, т.е. сохраняется произведение величин Q .



Эмми Нётер

Таблица 1

Характеристика	Взаимодействие		
	Сильное	Электромагнитное	Слабое
Аддитивные законы сохранения			
Электрический заряд, Q	+	+	+
Энергия, E	+	+	+
Импульс, \vec{p}	+	+	+
Момент количества движения, \vec{J}	+	+	+
Барионный заряд, B	+	+	+
Лептонные заряды, L_e, L_μ, L_τ	+	+	+
Изоспин, I	+	-	-
Проекция изоспина, I_3	+	+	-
Странность, s	+	+	-
Очарование (charm), c	+	+	-
Bottom, b	+	+	-
Top, t	+	+	-
Мультипликативные законы сохранения			
Пространственная четность, P	+	+	-
Зарядовая четность, C	+	+	-
Инвариантность к обращению времени, T	+	+	-
Комбинированная четность, CP	+	+	-
CPT-инвариантность	+	+	+

Несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях

В 1956 г. Янг Чжэньнин, Ли Цзундао предположили нарушение пространственной четности в слабых взаимодействиях. Они предложили ряд экспериментов по бета-распаду и распаду гиперонов и мезонов, которые могут доказать несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях. В бета-распаде предлагалось измерять угловое распределение вылетающих из поляризованного ядра электронов. Если существует асимметрия между в распределении между углами θ и $\pi - \theta$, где θ — угол между ориентацией родительского ядра и импульсом электрона, это является доказательством несохранения пространственной четности в бета-распаде. Такая асимметрия действительно наблюдалась в распаде ^{60}Co .

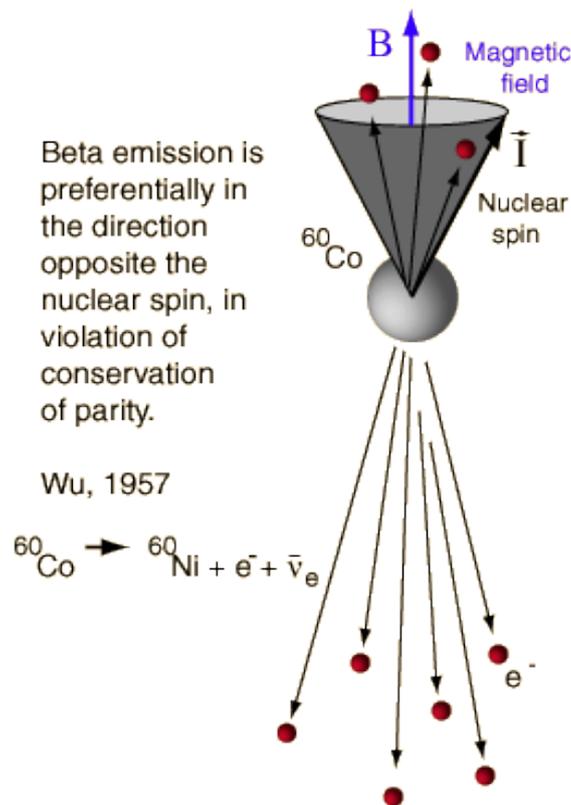


Рис.1. Схематичное изображение опыта Ву.

У ядра ^{60}Co величина спина $J=5$ и, соответственно, большой магнитный момент, что позволяло получить достаточно большую степень поляризации ядер в магнитном поле. Источник ^{60}Co , помещался в магнитное поле кругового тока, под действием которого спины ядер выстраивались вдоль направления поля. Для того, чтобы тепловое движение не уничтожило поляризацию ^{60}Co охлаждался до низкой температуры $\sim 0.01^\circ\text{K}$.

Несохранение комбинированной четности (CP - симметрии) в слабых взаимодействиях

Открытие несохранения комбинированной CP-четности было сделано при изучении свойств K-мезонов. Неожиданности начались с изучения образования и распада Λ -гиперона. В результате реакции $\pi^- + p$ вероятность рождения Λ -частицы оказалась большей по сравнению с её вероятностью распада:

$$\Lambda \rightarrow \pi^- + p.$$

Λ рождались под действием π -мезонов в 10^{13} раз интенсивнее, чем распадались. Для объяснения этого явления Гелл-Манн, Пайс, Накано, Нишиджима независимо выдвинули гипотезу о том, что в отличие от триплета π -мезонов – π^+ , π^- и π^0 , существует два дублета K-мезонов (K^+, K^0) и соответствующие им античастицы (K^-, \bar{K}^0), а не казавшийся вполне естественным триплет (K^+, K^-, K^0). Для объяснения поведения Λ -гиперона и дублетов K-мезонов Нишиджима ввел новое квантовое число странность s , которое сохраняется в сильных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях. Мезонам K^+ и K^0 была приписана странность $s = +1$

$$s(K^+, K^0) = 1,$$

а мезонам K^- и \bar{K}^0 и Λ -гиперону странность $s = -1$

$$s(K^-, \bar{K}^0, \Lambda) = -1.$$

Объединение K-мезонов в два дублета означало, что K^0 и \bar{K}^0 являются двумя разными частицами.

Исследования свойств нейтральных K^0 и \bar{K}^0 - мезонов представляет особый интерес, т. к. они позволяют изучить ряд уникальных проявлений принципов квантовой механики.

1. Линейные комбинации двух состояний также является состоянием системы. K^0 и \bar{K}^0 можно представить как суперпозицию двух других состояний K_1 и K_2 .

2. Распады K^0 и \bar{K}^0 - мезонов показали, что CP-симметрия не является точной симметрией.

В слабом взаимодействии странность может не сохраняться. Например, в полулептонных слабых распадах странных частиц странность изменяется на единицу: $\Delta s = \pm 1$, при этом заряд адронов также меняется на единицу: $\Delta Q_{\text{адр}} = \Delta s = \pm 1$.

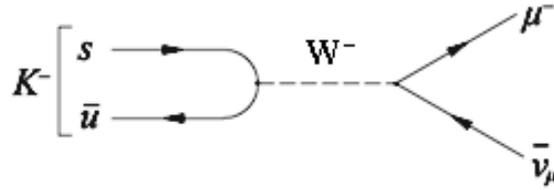


Рис. 2. Диаграмма распада K^- мезона.

Поэтому, находясь в свободном состоянии, K^0 и \bar{K}^0 - мезоны могут переходить друг в друга в результате двух последовательных виртуальных процессов с изменением странности в каждом из них на единицу $\Delta s = 1$.

В результате возникает смешивание состояний K^0 и \bar{K}^0 . Механизм этого смешивания можно описать с помощью кварковой диаграммы (рис. 2).

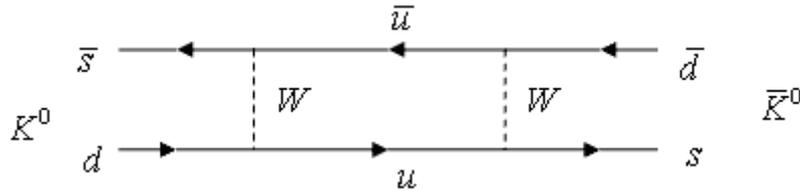


Рис. 3. Кварковая диаграмма, поясняющая механизм смешивания K^0 и \bar{K}^0 .

Действие операторов \hat{C}, \hat{P} и $\hat{C}\hat{P}$ на волновые функции K^0 и \bar{K}^0 можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \hat{C}|K^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle, & \hat{C}|\bar{K}^0\rangle &= -|K^0\rangle, \\ \hat{P}|K^0\rangle &= -|K^0\rangle, & \hat{P}|\bar{K}^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|K^0\rangle &= |\bar{K}^0\rangle, & \hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle &= |K^0\rangle, \end{aligned}$$

т. е. состояния K^0 и \bar{K}^0 не имеют определенного значения CP-четности. Однако из состояний K^0 и \bar{K}^0 можно построить линейную комбинацию состояний K_1 и K_2 , имеющую определенные значения CP-четности:

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \\ K_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \end{aligned}$$

CP-четности состояний K_1 и K_2 :

$$\begin{aligned}\hat{C}\hat{P}|K_1\rangle &= +1|K_1\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|K_2\rangle &= -1|K_2\rangle.\end{aligned}$$

K_1 и K_2 не являются частицей и античастицей и поэтому могут иметь разные характеристики распада.

Проанализируем выполнение закона сохранения комбинированной CP-четности в распадах K^0 -мезонов на 2 и 3 π -мезона.

Двухпионные $\pi^+\pi^-$ и трехпионные $\pi^+\pi^-\pi^0$ системы при нулевом орбитальном моменте L являются собственными состояниями $\hat{C}\hat{P}$ -оператора.

Для двухпионной системы:

$$\pi^+\pi^- \text{-система, } L = 0.$$

Операция \hat{P} эквивалентна обмену π^+ π^- -мезонов местами. При таком обмене волновая функция приобретает множитель $(-1)^L$.

$$\hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle = \hat{P}|\pi^+\rangle\hat{P}|\pi^-\rangle (-1)^L = +1 |\pi^+\pi^-\rangle.$$

Операция \hat{C} превращает π^+ в π^- и π^- в π^+ , т. е. она тоже эквивалентна обмену местами $\pi^+\pi^-$ -мезонов.

$$\begin{aligned}\hat{C}|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)^L |\pi^+\pi^-\rangle = +1 |\pi^+\pi^-\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)^{2L} |\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle.\end{aligned}$$

Собственное значение $\hat{C}\hat{P}$ -оператора двухпионной системы в состоянии $L = 0$ равно $+1$.

Для трехпионной системы:

$$\begin{aligned}\pi^+\pi^-\pi^0 \text{ система, } L = 0. \\ \hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= \hat{P}|\pi^+\rangle\hat{P}|\pi^-\rangle\hat{P}|\pi^0\rangle (-1)^L = -1 |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \\ \hat{C}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle (-1)^L = +1 |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= -1 |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle.\end{aligned}$$

Собственное значение $\hat{C}\hat{P}$ -оператора трехпионной системы ($L = 0$) равно -1 .

Таким образом, состояния K_1 и K_2 имеют определенные значения CP-четности, но не имеют определенного значения странности s . Можно записать

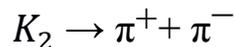
$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1 + K_2)$$

$$\bar{K}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1 - K_2)$$

Т.е. каждая из частиц K^0 и \bar{K}^0 является суперпозицией состояний K_1 и K_2 . Т.к. $\hat{C}\hat{P}|K_1\rangle = +1|K_1\rangle$, в соответствии с законом сохранения комбинированной четности, K_1 распадается на 2 π -мезона. Среднее время жизни состояния $\tau(K_1) \simeq 0.9 \cdot 10^{-19}$ с.

В свою очередь $\hat{C}\hat{P}|K_2\rangle = -1|K_2\rangle$, поэтому K_2 распадается на 3 π -мезона, также без нарушения комбинированной четности.

Однако, в 1964 г. Дж. Кронин и В.Фитч обнаружили, что в распадах нейтральных каонов происходит нарушение СР-инвариантности. Оказалось, что существует малая, но конечная вероятность распада K_2 мезона на два π -мезона



Эксперимент был устроен следующим образом. Исследовался распад нейтрального K_2 -мезона на 2 заряженных пиона. Общий вид установки, использованной в экспериментах, показан на рис. 4.

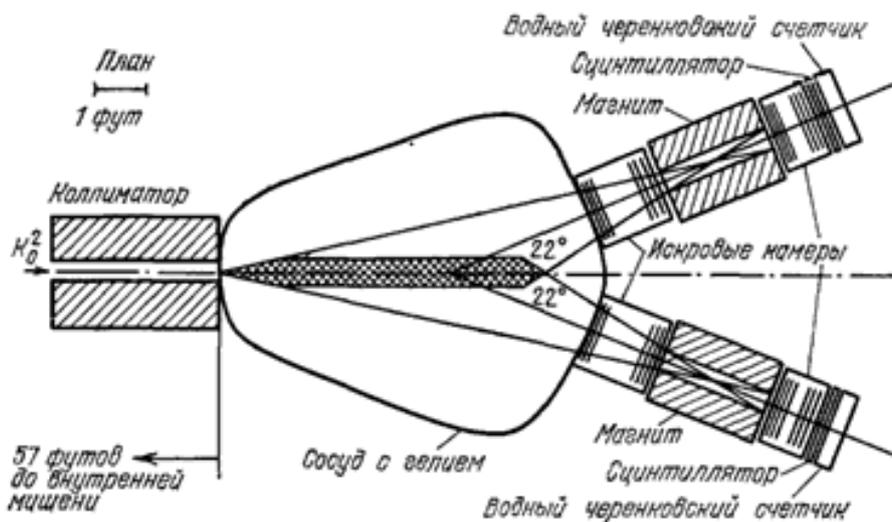


Рис. 4. Общий вид установки.

Установка представляла собой двухплечевой спектрометр, в каждом плече которого до и после отклоняющего магнита расположены искровые камеры, фиксирующие траектории частиц. Черенковские сцинтилляционные счетчики в обоих плечах были включены на

совпадения и вырабатывали сигналы, запускающие искровые камеры, и треки частиц фотографировались на пленку.

Аппаратура была расположена в пучке нейтральных частиц брукхейвенского протонного синхротрона на таком расстоянии, что K^0_1 -мезоны должны были уже распасться и в пучке оставались только K^0_2 -мезоны. Угол между плечами спектрометра был выбран так, чтобы обеспечить оптимальный режим детектирования нейтральных каонов, распадающихся на два заряженных пиона. На стадии регенерации на пути пучка нейтральных частиц ставились блоки из различных плотных материалов. Объем, в котором мог происходить последующий свободный распад K^0_2 -мезона на два пиона, был заполнен газообразным гелием с целью свести возможное взаимодействие к минимуму.

Распад на два пиона выделялся среди огромного количества обычных трехчастичных распадов K^0_2 -мезонов по двум признакам. Во-первых, в этом случае вектор суммы импульсов двух зарегистрированных частиц должен был быть ориентирован по направлению первоначального пучка K^0_2 -мезонов, чего, вообще говоря, не должно наблюдаться при трехчастичном распаде; и, во-вторых, вычисленная по данным о продуктах распада масса «родителя» должна совпадать с массой K_0 -мезона. Полученные результаты представлены на рис. 5 и 6.

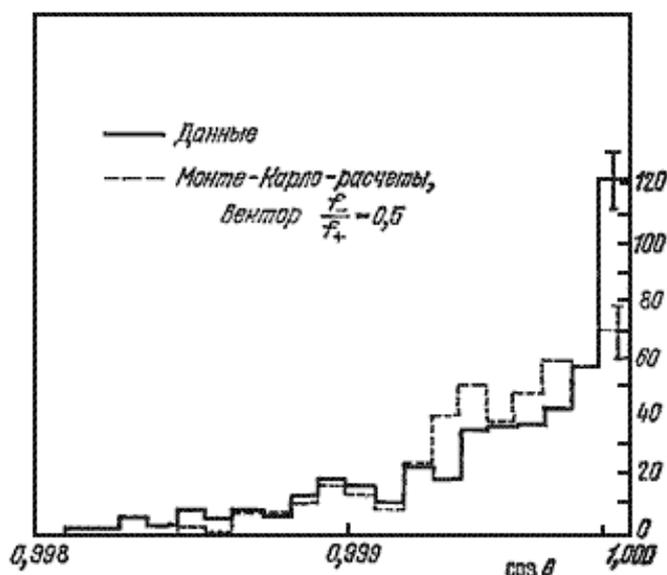


Рис. 5 Угловое распределение событий в соответствующем интервале масс.

На рис. 5 показана картина, которая получилась в результате обработки фотографий с помощью сравнительно грубого измерительного устройства. Появление пика событий вдоль направления пучка послужило стимулом для более точных измерений, результаты которых приведены на рис. 6. Из него следует, что в соответствующем интервале

масс зарегистрировано около 56 событий, в то время как фон равен всего лишь 11. Из этих данных можно заключить, что доля, которую составляют распады K^0_2 - мезона на два пиона по отношению ко всем модам распада с участием заряженных частиц, равна $2 \cdot 10^{-3}$. Это было первым свидетельством о возможности распада, который абсолютно запрещен CP-инвариантностью.

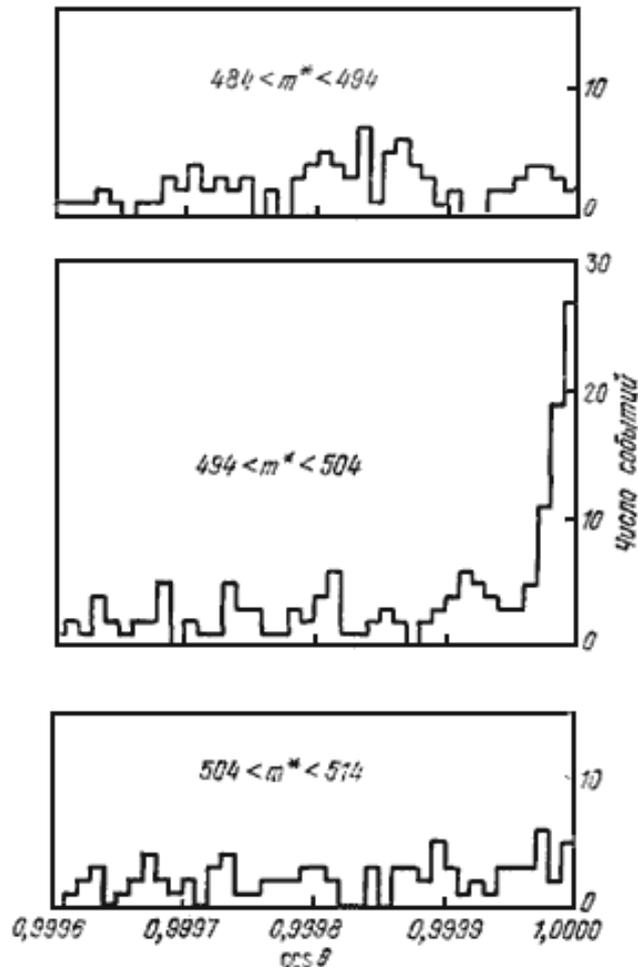


Рис.6. Угловое распределение событий, полученное после точной обработки, в трех интервалах масс.

В 1980 г. В. Фитч, Дж. Кронин были удостоены нобелевской премии за открытие нарушения фундаментальных принципов симметрии в распаде нейтральных K-мезонов.



Вал Фитч



Джеймс Кронин

Заключение

В данной работе были рассмотрены законы сохранения в различных реакциях. Некоторые законы являются универсальными, т. е. они выполняются для всех типов взаимодействий, но часть этих законов нарушается в процессах, происходящих по слабому взаимодействию. Так, в слабом взаимодействии нарушается закон сохранения пространственной четности, что было доказано экспериментально в опыте Ву. Также, не сохраняется и комбинированная четность (CP — инвариантность), что было продемонстрировано В. Фитчем и Дж. Кронином в их эксперименте с нейтральными K-мезонами.

1. Ядерная физика в интернете. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>
2. C.S.Wu «Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay», New York (1957)
3. J.W.Cronin, V.L.Fitch «Evidence for the 2π decay of the K^0_2 meson», New Jersey (1964)