

**Физика Стандартной Модели элементарных частиц**

**Программа курса 2019 года**

1. Краткая история теории слабых взаимодействий → электрослабых взаимодействий → Стандартной Модели. Спектр фундаментальных частиц Стандартной Модели. Точные и приближенные симметрии Стандартной модели.
2. Сохраняющиеся заряды. Калибровочные симметрии сильных (КХД) и электрослабых взаимодействий.
3. Квантовые аномалии в Стандартной модели. Универсальность взаимодействий СМ.
4. Матрица смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскавы.
5. Феномен Хиггса: массы векторных бозонов, массы фермионов.
6. Перенормировка Стандартной модели: калибровки – унитарная (физическая) и  $t'$  Хуфта-Велтмана, духи Фаддеева-Попова, метод фонового поля и эффективные («бегущие») заряды СМ.
7. Безмассовые частицы в СМ. Массы нейтрино: дираковская и майорановская, и осцилляции нейтрино. Механизм качелей образования майорановских масс.
8. Распады векторных бозонов. Рождение векторных бозонов в электрон-позитронных столкновениях.
9. Лептонные распады. Полулептонные распады адронов.
10. Нелептонные слабые распады адронов.
11. CP-нарушение в стандартной модели. Феноменология CP-нарушения.
12. Эффективные лагранжианы электрослабых взаимодействий: низкоэнергетические ток-токовые гамильтонианы, эффективные лагранжианы тяжелых кварков.
13. Модели Больших объединений.

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ МОДЕЛИ

Существование слабых взаимодействий было постулировано для объяснения экспериментальных данных по временам жизни нейтрона,  $\pi$ -,  $\mu$ -мезонов:

$$\begin{aligned}n &\rightarrow p e^{-} \bar{\nu}_e, & \tau_n &= 920 \text{ с}, \\ \pi^{-} &\rightarrow \mu^{-} \nu_{\mu}, & \tau_{\pi^{-}} &= 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}, \\ \mu^{-} &\rightarrow e^{-} \bar{\nu}_e \nu_{\mu}, & \tau_{\mu^{-}} &= 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}.\end{aligned}$$

Эти времена гораздо больше времен жизни частиц, распадающихся по сильным и электрослабым взаимодействиям:

$$\begin{aligned}\Delta &\rightarrow p \pi, & \tau_{\pi^{-}} &= 10^{-23} \text{ с}, \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma \gamma, & \tau_{\pi^0} &= 10^{-16} \text{ с}.\end{aligned}$$

Вообще история развития представлений о слабых взаимодействиях до создания электрослабой модели представляет собой интересный пример взаимосвязи теории и эксперимента. В свое время существовало множество феноменологических моделей, которые проверялись и опровергались при сравнении с экспериментальными данными. Среди этих теорий следует отметить теорию Ферми, (V-A) теорию Фейнмана и Гелл-Манна, а также теорию IVB (промежуточного векторного бозона) Ли, Янга и Глэшоу. Обсудим основные идеи предшественников электрослабой модели.

### . Токи. Структура слабых токов

Электромагнитное взаимодействие можно описать как взаимодействие электромагнитного тока с фотонами. Например, упругое рассеяние  $ee \rightarrow ee$  (рис.1 |) описывается взаимодействием двух электромагнитных токов с  $\gamma$ -квантом.

Аналогично электромагнитному, слабое взаимодействие можно рассматривать как взаимодействие слабого тока с промежуточным  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонами. Слабые токи, связанные с испусканием и поглощением  $W^\pm$ , называются заряженными токами, так как они изменяют электрические заряды входящих в них частиц. Пример таких токов приведен на рис.1

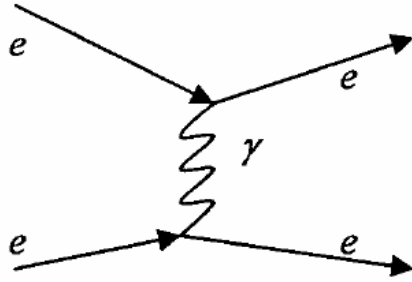


Рис. 1. Диаграмма процесса  $ee \rightarrow ee$

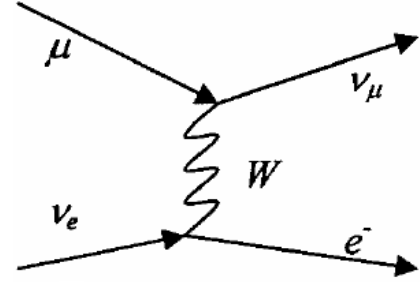


Рис. 2. Диаграмма процесса  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$

С  $Z^0$ -бозонами связаны нейтральные токи типа  $\bar{e}e$ ,  $\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ ,  $\bar{\mu}\mu$  и т.д., когда входящие и выходящие частицы в вершину взаимодействия одинаковые. С нейтральными токами связано, например, рассеяние  $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$  (рис. 3).

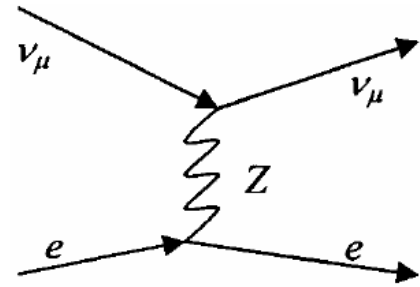


Рис. 3. Диаграмма процесса  $\nu e \rightarrow \nu e$

Заряженные и нейтральные слабые токи содержат лептонную и адронную части. Для трех поколений лептонов

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

у каждого заряженного лептона есть свое нейтрино. Заряженный лептонный ток  $j_e$  образует лептон со своим нейтрино:

$$j_e = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau.$$

Очевидно, что при этом испускаются  $W^+$ -бозоны или поглощаются  $W^-$ -бозоны. Эрмитово-сопряженный ток

$$j_e^+ = \bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_\mu \mu + \bar{\nu}_\tau \tau$$

содержит испускание  $W^-$ -бозонов или поглощение  $W^+$ -бозонов.

Нейтральный лептонный ток  $j_e^0$  включает шесть слагаемых:  $\bar{\nu}_e \nu_e, \bar{\nu}_\mu \nu_\mu, \bar{\nu}_\tau \nu_\tau, \bar{e}e, \bar{\mu}\mu, \bar{\tau}\tau$ . Лептонные токи описывают процессы как с участием лептонов, так и с участием антилептонов ( $e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ).

Как известно, адроны участвуют в слабых взаимодействиях. Рассмотрим это взаимодействие на кварковом уровне. Сейчас известно, как и в случае лептонов, три семейства кварков:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

Наиболее хорошо изучены слабые превращения кварков первых двух семейств. В заряженный ток кварки входят не только со своими партнерами, но и с «чужими». Например, наряду с токами  $\bar{u}d$  и  $\bar{c}s$  существует и ток  $\bar{u}s$ . В самом деле, если бы тока  $\bar{u}s$  не было, то странные частицы были бы абсолютно стабильными, а они распадаются. Например, ток  $\bar{u}d$  определяет распад нейтрона (рис. 4). Ток  $\bar{u}s$  входит в диаграмму распада  $\Lambda$ -гиперона (рис. 5).

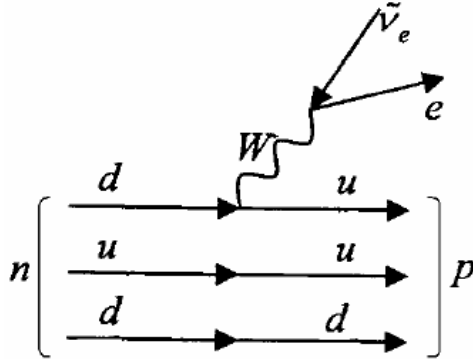


Рис. 4. Диаграмма распада нейтрона

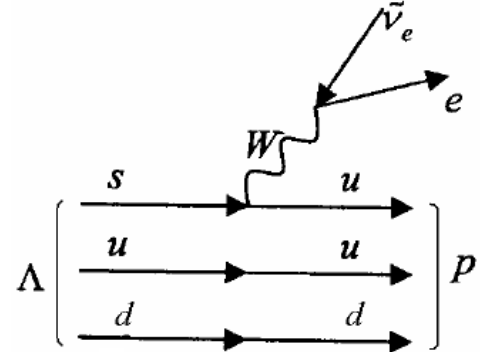


Рис. 5. Диаграмма распада  $\Lambda$ -гиперона

Если каждый «верхний» кварк может переходить в каждый из «нижних» кварков, то заряженный адронный ток будет содержать девять слагаемых:  $\bar{u}d, \bar{u}s, \bar{u}b, \bar{c}d, \bar{c}s, \bar{c}b, \bar{t}d, \bar{t}s, \bar{t}b$ . Девять компонент содержатся и в эрмитово-сопряженном токе.

Нейтральный адронный ток  $j_0^h$  имеет шесть компонент:  $\bar{u}u, \bar{d}d, \bar{s}s, \bar{c}c, \bar{b}b, \bar{t}t$ . Нейтральные токи типа  $\bar{d}s, \bar{u}c$  (горизонтальные превращения) отсутствуют.

Следует заметить, что кварки несут цветовые степени свободы. Поскольку цветовая симметрия не нарушена, то слабые кварковые токи, как и адроны, являются бесцветными. Поэтому, например, ток  $\bar{u}d$  представляет собой сумму трех слагаемых:

$$\bar{u}d = \bar{u}^i d_i = \bar{u}^1 d_1 + \bar{u}^2 d_2 + \bar{u}^3 d_3.$$

Суммирование ведется по цветовым индексам.

### Теория Ферми слабых взаимодействий

В 1934 г. для описания  $\beta$ -распада нейтрона  $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$  Э.Ферми предложил 4-фермионную теорию, лагранжиан которой

$$L_F = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{p}(x) \gamma_\lambda n(x)) (\bar{e}(x) \gamma^\lambda \nu_e(x)) + \text{э.с.}$$

Этот лагранжиан выглядит как произведение двух токов – адронного и лептонного с векторным взаимодействием в вершине. Величина  $G_F = 1,166 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$  – размерная фермиевская константа слабых взаимодействий. Лагранжиан  $L_F$  подразумевает локальный характер четырехфермионных взаимодействий: два тока взаимодействуют в одной пространственно-временной точке  $x$ .

Следует отметить, что из-за векторной структуры слабых токов в теории Ферми эта теория не объясняет наблюдаемое экспериментально нарушение четности в слабых взаимодействиях.

### Нарушение четности и (V-A) форма заряженных слабых токов

Наблюдение распадов каонов на состояния с противоположными четностями:  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  и  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$  привело в 1956 г. Ли и Янга к предположению о несохранении четности в слабых взаимодействиях, «ответственных» за эти распады. Нарушение четности открыто в 1957 г. (мадам Ву и коллабораторы) при анализе  $\beta$ -распада ядра кобальта  $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} e^- \bar{\nu}_e$ , происходящего при распаде нейтрона  $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ . Ядра поляризовались внешним магнитным полем таким образом, чтобы угловые моменты Co и Ni,



равные  $J = 5$  и  $J = 4$  соответственно, были выстроены в направлении внешнего поля. При сохранении углового момента угловой момент системы электрон–antineйтрино должен быть  $J(e^-\bar{\nu}_e) = 1$  и выстроен так же, как другие моменты. Поэтому спины электрона и антинейтрино (это фермионы) должны быть выстроены в том же направлении. Электрон от распада всегда наблюдается движущимся в направлении, противоположном внешнему полю. По закону сохранения импульса недетектируемое антинейтрино должно двигаться в направлении, противоположном направлению движения электрона. Это означает, что рожденный электрон имеет отрицательную спиральность (левую), а антинейтрино – положительную спиральность (правую). Напомним, что фермионное поле можно представить в виде

$$\Psi = \Psi_L + \Psi_R,$$

$$\Psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi, \quad \Psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \Psi.$$

Таким образом, заряженные слабые токи, связанные с этим распадом, всегда порождаются левыми компонентами электронов и правыми компонентами антинейтрино. Ненаблюдение левых антинейтрино, а также правых нейтрино в заряженных слабых токах является сигналом нарушения четности, поскольку преобразование четности меняет левые фермионы на правые фермионы.

Как оказалось, слабый заряженный ток имеет «векторную минус аксиально-векторную форму»

$$J_\mu \sim V_\mu - A_\mu.$$

Векторный и аксиально-векторный токи при преобразовании четности (P) трансформируются следующим образом:

$$V^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi \xrightarrow{P} \begin{cases} +\bar{\psi}\gamma^0\psi; \\ -\bar{\psi}\gamma^k\psi, \quad k = 1, 2, 3; \end{cases}$$

$$A^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi \xrightarrow{P} \begin{cases} -\bar{\psi}\gamma^0\gamma^5\psi; \\ +\bar{\psi}\gamma^k\gamma^5\psi, \quad k = 1, 2, 3. \end{cases}$$

Соответственно, произведения токов при P-преобразовании изменяются так:

$$V_\mu V^\mu \xrightarrow{P} V^\mu V_\mu ; \quad (1.13a)$$

$$A_\mu A^\mu \xrightarrow{P} A^\mu A_\mu ; \quad (1.13б)$$

$$A_\mu V^\mu \xrightarrow{P} -A_\mu V^\mu . \quad (1.13в)$$

Поэтому любая комбинация векторных и аксиально-векторных токов, например  $J_\mu \sim \alpha V_\mu + \beta A_\mu$ , будет приводить к нарушению четности в лагранжиане  $L \sim J_\mu J^{\mu+}$ . При этом «максимальное» нарушение четности достигается в случае, если  $J_\mu \sim V_\mu - A_\mu$ , поскольку

$$J_\mu J^{\mu+} \sim (V_\mu - A_\mu)(V^\mu - A^\mu) \xrightarrow{P} (V_\mu + A_\mu)(V^\mu + A^\mu),$$

а это происходит тогда, когда заряженные слабые взаимодействия связаны с левыми фермионами и правыми антифермионами. Это можно увидеть, воспользовавшись тождеством

$$\gamma_\mu (1 - \gamma_5) = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$$

и переписав ток в терминах левых компонент полей

$$J_\mu \sim V_\mu - A_\mu = \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e = 2(\bar{\nu}_e)_L \gamma_\mu e_L .$$

## (V-A) теория заряженных слабых взаимодействий

Лагранжиан (V-A) теории слабых взаимодействий, предложенный в 1953 г. Фейнманом и Гелл-Манном для двух поколений фермионов, имеет вид

$$L_{V-A} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^{CC}(x) J^{\mu CC+}(x),$$

где

$$J_\mu^{CC} = \bar{\nu}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mu + \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d' .$$

Заметим, что в структуру заряженного тока входит кварковое состояние  $d'$ , а не  $d$ -кварк. Причина – смешивание кварков, т.е.  $d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$ , где  $\theta_c$  – угол Кабиббо.

Идея смешивания кварков возникла у Н. Кабиббо в 1963 г. для объяснения подавления распада каона ( $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ) по сравнению

с распадом пиона ( $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ), причем экспериментальный фактор подавления составил  $\sim 1/20$ . Численное значение величины  $\theta_C$  было получено при сравнении экспериментальных данных с предсказаниями ширин распадов  $K^-$ - и  $\pi^-$ -мезонов в (V-A) теории:

$$\frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \approx \frac{\sin^2 \theta_C}{\cos^2 \theta_C} \sim \frac{1}{20}.$$

Отсюда  $\theta_C \approx 13^\circ$ . Как оказалось, смешивание кварков, природа которого остается неясной, является общим свойством трех поколений. Электрослабые собственные состояния кварков представляют собой смесь кварковых состояний с определенной массой.

Величину эффективной константы слабых взаимодействий  $G_F$  можно извлечь из экспериментальных данных по времени жизни мюона  $\tau_\mu^{\text{эксп}} = 2,2 \cdot 10^{-6}$  с. (V-A) теория предсказывает для времени жизни  $\mu$ -мезона

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}.$$

(V-A) теория хорошо описывала экспериментальные данные по слабым взаимодействиям вплоть до 1973 г., когда были открыты нейтральные токи. Отметим, что нейтральные токи в (V-A) теории отсутствуют. Кроме того, (V-A) теория имеет, как теория поля, существенные противоречия. Действительно, (V-A) теория нарушает условие унитарности и является неперенормируемой теорией.

Нарушение унитарности в (V-A) теории можно обнаружить, сравнивая предсказания (V-A) теории для сечения упругого рассеяния электрона на нейтрино

$$\sigma_{(V-A)}(\nu e^- \rightarrow \nu e^-) = \frac{G_F^2}{6\pi} s$$

с унитарным пределом для полных сечений ( $\sigma_{\text{tot}}$ ), полученным из условия унитарности  $S$ -матрицы рассеяния:  $SS^+ = S^+S = 1$ .

Поскольку для всех парциальных волн  $|a_J(s)|^2 < 1$ , то



$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{16\pi}{s} \sum_J (2J+1) |a_J(s)|^2 < \frac{16\pi}{s} \sum_J (2J+1).$$

Сечение упругого рассеяния уже при  $\sqrt{s} \approx 300$  ГэВ нарушает унитарный предел, поэтому такая теория не может быть самосогласованной.

Неперенормируемость (V-A) становится очевидной при вычислении петлевых поправок к сечению. Эти поправки содержат квадратичные расходимости, которые не могут быть устранены переопределением параметров этой теории. Как и в случае с унитарностью, «плохое» поведение (V-A) теории возникает при высоких энергиях. Поэтому (V-A) теория не способна давать разумные предсказания при высоких энергиях, и ее можно рассматривать лишь как «эффективную» теорию при малых энергиях.

## Теория промежуточного векторного бозона

Теория промежуточного векторного бозона (IVB) слабых взаимодействий предполагает, что эти взаимодействия осуществляются путем обмена массивным векторным бозоном со спином  $S=1$ . Сначала предполагалось существование заряженных векторных бозонов  $W^\pm$ , связанных с заряженными слабыми токами, а затем (после открытия нейтральных токов) был введен нейтральный векторный бозон  $Z$ . Подчеркнем, что эти бозоны еще не были тогда калибровочными бозонами, относящимися к какой-либо группе симметрии. Лагранжиан IVB, включающий заряженные (CC) и нейтральные (NC) токи, имеет вид

$$L_{\text{IVB}} = L_{\text{CC}} + L_{\text{NC}},$$

$$L_{\text{CC}} = \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu W^{+\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}),$$

$$L_{\text{NC}} = \frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^{\text{NC}} Z^\mu,$$

где

$$J_\mu = \sum_l \bar{\nu}_l \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} l + \sum_q \bar{q} \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} q,$$

$$J_{\mu}^{\text{NC}} = \sum_{f=l,q} g_L^f \bar{f} \gamma_{\mu} \frac{1-\gamma_5}{2} f + \sum_{f=v} g_L^f \bar{f} \gamma_{\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} f .$$

В этих выражениях  $W_{\mu}^{\pm}$  и  $Z_{\mu}$  – заряженные и нейтральные векторные бозоны,  $g$  – безразмерная константа связи. Угол  $\theta_w$ , определяющий вращение в нейтральном секторе от «слабых собственных состояний» к состояниям с физическими массами, связан со слабой константой связи  $g$  и электрическим зарядом соотношением:

$$g = \frac{e}{\sin \theta_w} .$$

Подчеркнем, что взаимодействие токов вследствие обмена промежуточными векторными бозонами, в отличие от (V-A) теории, нелокально. Кроме того, нейтральные токи имеют как (V-A), так и (V+A) компоненты, хотя экспериментальные данные указывают на доминирование (V-A) компоненты.

Замечательно, что предсказанные в 1961 году нейтральные токи были обнаружены экспериментально гораздо позже, в 1973 г. на установке GARGAMEL в ЦЕРН. Это было большим успехом IVB теории, которая позже стала одним из «кирпичиков» электрослабой теории.

Связь между параметрами IVB и (V-A) теориями можно установить, сравнивая предсказания этих теорий для сечения рассеяния  $e\nu \rightarrow e\nu$  при низких энергиях ( $\sqrt{s} \leq m_W$ ):

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} .$$

Однако IVB теория не свободна от внутренних противоречий. Подобно (V-A) теории IVB теория неперенормируема и нарушает при высоких энергиях унитарный предел. При энергиях  $\sqrt{s} \ll m_W$  IVB теория хорошо описывает экспериментальные данные. Проблемы возникают при высоких энергиях. Однопетлевые поправки к сечению рассеяния  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  при высоких энергиях расходятся из-за «плохого» поведения пропагатора  $W$ -бозона в IVB теории:

$$(i\Delta_W)_{\text{IVB}} \xrightarrow{k^2 \approx m_W^2} \frac{1}{m_W^2} .$$

В электрослабой же калибровочной теории пропагатор  $W$ -бозона ведет себя иначе:

$$(i\Delta_W)_{\text{калибр}} \xrightarrow{k^2 \approx m_W^2} \frac{1}{k^2} ,$$

и расходимостей не возникает.

Что касается нарушения унитарности в IVB теории, то оно происходит при бóльших, чем в (V-A) теории, энергиях. Как видно из структуры IVB теории, она не содержит самовзаимодействия векторных бозонов, характерного для неабелевых калибровочных бозонов.

## ЛИТЕРАТУРА

Приведенный выше обзор истории создания Стандартной модели заимствован из

1. В.М. Емельянов, К.М.Белоцкий. Лекции по основам электрослабой модели и новой физике: Учебное пособие. – М.: МИФИ, 2007. – 236 с.
2. Л.Б. Окунь. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.