Лекции 9,10: **Спонтанное нарушение глобальных и локальных симметрий.**

> *"Скрытая гармония сильнее явной... подобен беспорядочно рассыпанному сору самый прекрасный космос."*
>
> (*Гераклит*, *"О природе"*)

Исследование свойств фундаментальных взаимодействий в предыдущих лекциях в значительной мере опиралось на изучение их симметрий, некоторые из которых предполагались точными, а другие – приближенными. Наличие точной симметрии динамики квантовополевых систем приводит к существованию вырождения в спектрах частиц (квантов полей). Например, если бы киральная симметрия сильных взаимодействий, появляющаяся в модели независимых безмассовых кварков, была точной, то наряду со стандартными унитарными мультиплетами адронов должны были бы существовать мультиплеты частиц с тем же спином, но противоположной четностью. В действительности мы не наблюдаем подобного "удвоения" мультиплетов, и поэтому следует считать, что эта симметрия каким-то образом нарушается. Каков механизм этого нарушения? Одним из возможных вариантов является *спонтанное нарушение симметрии*, которое происходит вследствие неинвариантности основного состояния системы относительно преобразований симметрии динамики даже при отсутствии в гамильтониане системы слагаемых, нарушающих симметрию. Можно указать целый ряд примеров, иллюстрирующих это явление: нарушение аксиальной симметрии при скатывании шара с вершины осесимметричной горки, нарушение ротационной симметрии при образовании спонтанной намагниченности в ферромагнетике и другие. Спонтанное нарушение симметрии в квантовополевой системе удобно рассмотреть на примере модели, содержащей комплексное скалярное поле $\Phi = \pi + i\sigma$ с самодействием:

$$L = \frac{1}{2}\,\partial_\mu\Phi^*\partial^\mu\Phi - V(|\Phi|^2),$$

$$V(|\Phi|^2) = -\mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4.$$

Отметим, что квадратичный член в V имеет знак "минус", что не позволяет интерпретировать его как массовое слагаемое для полей дублета.

Как нетрудно видеть, лагранжиан инвариантен относительно глобальных преобразований группы $U(1)$

$$\Phi \to \Phi' = \hat{U}(\alpha)\Phi = e^{-i\alpha}\Phi,$$

однако инвариантный относительно этих преобразований локальный минимум потенциала $\Phi = 0$ не отвечает основному состоянию системы: абсолютный минимум потенциальной энергии соответствует ненулевому значению поля

$$|\Phi|_0^2 \;=\; \frac{\mu^2}{2\lambda} \;\equiv\; \frac{v^2}{2},$$

которое определяет целое семейство возможных основных состояний, связанных преобразованиями $\hat{U}(\alpha)$. С точки зрения КТП основное состояние есть вакуум соответствующего поля, т.е. в данном случае вакуумное среднее полевого оператора Φ отлично от нуля. Результаты измерений мы интерпретируем в терминах переменных частиц – рассматриваемых по теории возмущений полевых возбуждений на фоне вакуумного состояния. При этом выбор того или иного из состояний с $|\Phi| = \frac{v^2}{2}$ в качестве вакуума является совершенно случайным. Пусть

$$\Phi_0 \;=\; \pi_0 \;+\; i\sigma_0 \;=\; i\frac{v}{\sqrt{2}}.$$

Для описания полевых возбуждений вблизи этого вакуума введем поле

$$\Psi \;\equiv\; \Phi \;-\; \Phi_0 \;=\; \pi \;+\; i(\sigma - \frac{v}{\sqrt{2}}) \;\equiv\; \pi \;+\; i\eta,$$

для которых лагранжиан имеет вид

$$L \;=\; \frac{1}{2}\left[\partial_\mu\pi\partial^\mu\pi + \partial_\mu\eta\partial^\mu\eta\right] \;-\; V'(\pi,\eta),$$

$$V'(\pi,\eta) \;=\; 2\mu^2\eta^2 \;+\; 2\sqrt{2}\lambda v\eta(\pi^2+\eta^2) \;+\; \lambda(\eta^2+\pi^2)^2,$$

т.е. кванты поля η – частицы с массой 2μ, а кванты поля π – безмассовые частицы. Наличие в спектре возбуждений одной массивной и одной безмассовой частицы очевидно, если принять во внимание поведение потенциала V вблизи минимума Φ_0, более того – ясно, что при наличии семейства минимумов, связанных преобразованием симметрии одна из мод колебаний поля вблизи минимума всегда будет отвечать полю, квадратичное слагаемое для которого в лагранжиане отсутствует, и поэтому спонтанное нарушение глобальной симметрии всегда приводит к появлению безмассовых частиц – *голдстоуновских бозонов* (это утверждение носит название теоремы Голдстоуна).

Спонтанное нарушение симметрии играет важную роль при построении теорий взаимодействия элементарных частиц, которые, по существующему на сегодняшний день убеждению, являются *квантовыми калибровочными теориями*, т.е. основаны на идее локальности симметрий динамики. Как известно, общая схема калибровочного подхода состоит в следующем: если для лагранжиана материальных полей, инвариантного относительно глобальных преобразований некоторой группы G, потребовать расширения симметрии до соответствующей группы локальных – калибровочных – преобразований (в этом случае параметры группы должны рассматриваться как функции пространственно-временных переменных), то мы должны будем ввести в теорию дополнительные векторные – калибровочные – поля с заданными трасформационными свойствами по отношению к преобразованием симметрии, причем условие калибровочной инвариантности определяет также и вид лагранжиана взаимодействия между материальными и калибровочными полями.

Калибровочно-инвариантный лагранжиан безмассового спинорного материального поля с локальной группой симметрии G имеет вид

$$L \;=\; \bar{\Psi}\gamma^{\mu} D_{\mu}\Psi \;-\; \frac{1}{4}\, F^{a\;\mu\nu}\; F^{a}_{\mu\nu},$$

в котором ковариантная производная D_μ и тензор напряжений $F^a_{\mu\nu}$ определяются выражениями

$$D_{\mu} \;\equiv\; \partial_{\mu} \;-\; ig\hat{T}_a A^a_{\mu},$$

$$F^a_{\mu\nu} \;\equiv\; \partial_{\mu} A^a_{\nu} \;-\; \partial_{\nu} A^a_{\mu} \;+\; gC^{abc} A^b_{\mu} A^c_{\nu}.$$

Константу g называют калибровочной константой связи, $\hat{T}_a$ – генераторы группы G, а C^{abc} – структурные константы этой группы. Спонтанное нарушение симметрии обеспечивается путем введения мультиплета скалярных полей с самодействием, вакуумное среднее которых отлично от нуля.

Изучим возникающие в этом случае эффекты на примере рассмотренной выше простой модели с абелевой группой симметрии $U(1)$, параметр которой становится зависящим от координат пространства-времени: $\alpha = \alpha(x)$. Расширенный лагранжиан

$$L \;=\; \frac{1}{2}\,(D_{\mu}\Phi)^{*} D^{\mu}\Phi \;-\; V(|\Phi|^2) \;-\; \frac{1}{4}\, F_{\mu\nu}F^{\mu\nu},$$

$$D_{\mu} \;\equiv\; \partial_{\mu} \;-\; igA_{\mu}, F_{\mu\nu} \;\equiv\; \partial_{\mu} A^a_{\nu} \;-\; \partial_{\nu} A^a_{\mu}$$

инвариантен относительно калибровочных преобразований

$$\Phi \to \Phi' \;=\; e^{-i\alpha(x)}\Phi$$

$$A_{\mu} \to A'_{\mu} \;=\; A_{\mu} - \frac{1}{g}\partial_{\mu}\alpha(x),$$

но вакуумное состояние неинвариантно, что приводит к спонтанному нарушению симметрии. После перехода к новой полевой переменной $\Psi = \Phi - \Phi_0$ в лагранжиане появятся квадратичные по A_μ слагаемые – калибровочное поле приобретает массу.

При этом, однако, не все фигурирующие в L полевые переменные являются независимыми. Это становится ясно после подсчета числа степеней свободы: исходная теория содержала четыре независимые полевые переменные (две компоненты комплексного скалярного поля и две компоненты безмассового векторного поля), а после выделения ненулевого вакуумного среднего скалярного поля в L оказалось пять переменных, так как векторное поле теперь массивно и содержит три компоненты. Поэтому одна из этих переменных должна быть зависимой от остальных и может быть исключена калибровочным преобразованием. Соответствующая калибровка получила название <u>унитарной</u> – в ней вводятся полевые переменные η, ξ, B_μ

$$\Phi \equiv \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} e^{-i\xi/v)},$$

$$B_\mu \equiv A_\mu - \frac{1}{gv}\partial_\mu \xi,$$

причем поле ξ выпадает из лагранжиана, т.е. не является самостоятельной динамической переменной:

$$L = \frac{1}{2}[\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta - \mu^2 \eta^2] - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(gv)^2 B_\mu B^\mu +$$

$$+ \frac{1}{2} g^2 B_\mu B^\mu \eta (2v + \eta) - \lambda v^2 \eta^3 - \frac{1}{4}\lambda \eta^4,$$

$$G_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu.$$

Таким образом, векторное калибровочное поле "поглотило" одну из степеней свободы скалярного поля (точнее говоря – голдстоуновскую степень свободы, так как безмассовая скалярная частица после спонтанного нарушения локальной симметрии не появилась!) и стало при этом массивным. Поле ξ называют "несостоявшимся голдстоуновским бозоном", а генерация масс у калибровочных и материальных полей при спонтанном нарушении симметрии получило название "*механизм Хиггса*".

Интерес к теориям такого типа резко возрос, когда удалось доказать, что калибровочные теории со спонтанно-нарушенной симметрией *перенормируемы*. Тем самым решалась проблема описания слабого взаимодействия – в ранних моделях с массивными промежуточными векторными бозонами, предсказания которых в низших порядках теории возмущений хорошо согласовывались с экспериментом, приходилось закрывать глаза на явную неперенормируемость диаграмм, содержащих пропагаторы массивных векторных частиц в петлевых интегралах. Механизм Хиггса позволяет включить промежуточные бозоны в теорию перенормируемым образом. Более того, в рамках *модели Салама – Вайнберга* удалось с единых позиций описать не только слабое, но и электромагнитное взаимодействие. В подобной "электрослабой" теории должно содержаться четыре калибровочных поля (два взаимодействуют с заряженными слабыми токами, одно – с нейтральными слабыми токами, и одно - с электромагнитными), поэтому калибровочная группа G_{SW} должна иметь размерность 4. Промежуточные бозоны слабого взаимодействия связаны только с левыми компонентами материальных – кварковых и лептонных – полей, которые объединены в изотопические дублеты. Поэтому G_{SW} должна содержать трехмерную группу изоспина $SU(2)$ в качестве подгруппы. Оставшееся измерение можно связать с унитарной подгруппой $U(1)$, и в итоге приходим к модели с калибровочной группой $G_{SW} = SU(2) \otimes U(1)$. Рассмотрим поля материи, соответствующие одному поколению кварков и лептонов. Так как нейтрино участвует только в слабом взаимодействии, то (если оно безмассовое) правая компонента нейтринного поля не входит в лагранжиан и ее можно не рассматривать вовсе. Поэтому остаются два изотопических дублета левых двухкомпонентных фермионных полей

$$l_L \;\equiv\; \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad q_L \;\equiv\; \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

и три правых изотопических синглета

$$e_R \; , \quad u_R \; , \quad d_R$$

(кварковые поля несут также цветовой индекс, пробегающий три значения). Всего в первое поколение фермионов входит 15 независимых двухкомпонентных полей.

Изотопическая симметрия приводит к существованию сохраняющихся нетеровских зарядов

$$T_a \;=\; \int d\vec{r} \sum_k \;\; \bar{\psi}_k \gamma^0 (1+\gamma^5)\, \frac{\hat{\tau}_a}{2}\, \psi_k \;=$$
$$=\; \int d\vec{r}\; [\; l_L^+ \frac{\hat{\tau}_a}{2} l_L \;+\; q_L^+ \frac{\hat{\tau}_a}{2} q_L \;], \quad a = 1,2,3.$$

С заряженными слабыми токами ассоциируются заряды $T_\pm$

$$T_+ \;=\; \int d\vec{r}\; [\nu_{eL}^+ e_L \;+\; u_L^+ d_L], \quad T_- \;=\; (T_+)^+,$$

а электрический заряд

$$Q \;=\; \int d\vec{r}\; [-e^+ e \;+\; \frac{2}{3} u^+ u \;-\; \frac{1}{3} d^+ d]$$

должен являться комбинацией T_3 и четвертого генератора калибровочной группы, который коммутирует со всеми T_i, вследствие чего его собственные значения вырождены по T_3 – поля одного изотопического мультиплета должны иметь одинаковые значения "четвертого заряда". Среди линейных комбинаций Q и T_3 таким свойством обладает только $Q-T_3$, и можно выбрать в качестве четвертого генератора оператор гиперзаряда

$$Y \;=\; 2(Q-T_3) \;=\; \int d\vec{r}\,[-(\nu^+_{eL}+e^+_L e_L) + \frac{1}{3}(u^+_L u_L + d^+_L d_L) - 2e^+_R e_R + \frac{4}{3}u^+_R u_R - \frac{2}{3}d^+_R d_R].$$

Гиперзаряд компонент изотопического дублета равен сумме их электрических зарядов, а гиперзаряд изотопического синглета – удвоенному значению электрического заряда. Отметим, что коэффициент 2 здесь введен только из желания сохранить вид соотношения Гелл-Манна - Нишиджимы ($Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$), в действительности его можно выбирать совершенно произвольно, т.е. соотношение зарядов материальных полей по отношению к калибровочным полям подгрупп $SU(2)_T$ и $U(1)_Y$ в теории может быть любым и подбирается на основе экспериментальных данных.

Калибровочно-инвариантный лагранжиан имеет вид

$$L \;=\; i\sum_k \bar{\psi}_k \gamma^\mu D_\mu \psi_k \;-\; \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \;-\; \frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\ \mu\nu},$$

$$G_{\mu\nu} \;\equiv\; \partial_\mu B_\nu \;-\; \partial_\nu B_\mu,$$

$$F_{\mu\nu} \;\equiv\; \partial_\mu A_\nu \;-\; \partial_\nu A_\mu \;+\; g\varepsilon^{abc}A^b_\mu A^c_\nu,$$

$$D_\mu\psi \;\equiv\; (\partial_\mu \;-\; ig\hat{T}_a A^a_\mu \;-\; i\frac{g'}{2}\hat{Y}b_\mu)\psi.$$

Спонтанное нарушение обеспечивается введением скалярных полей с ненулевым вакуумным средним, после чего исходная симметрия $SU(2)\otimes U(1)$ понижается до точной электромагнитной симметрии $U(1)_{em}$, и три из четырех калибровочных полей приобретают массу. Последнее обстоятельство указывает на то, что в теории должно присутствовать не менее трех скалярных полевых степеней свободы, а безмассовость электромагнитного поля может быть обеспечена только если существуют электрически нейтральные скалярные поля. Таким образом, самая простая возможность состоит во введении изотопического дублета скалярных полей

$$\Phi \;=\; \begin{pmatrix}\phi^+\\ \phi^0\end{pmatrix}, \quad \Phi^C \;=\; i\hat{\tau}_2\Phi^* \;=\; \begin{pmatrix}\phi^0\\ -\phi^-\end{pmatrix}$$

(гиперзаряд скалярного поля равен 1). При этом в L добавляются слагаемые

$$L_H \;=\; (D_\mu\Phi)^+ D^\mu\Phi \;+\; \mu^2\Phi^+\Phi \;-\; \lambda(\Phi^+\Phi)^2$$

и калибровочно-инвариантное взаимодействие материальных полей со скалярами

$$L_{HF} \;=\; f^{(e)}\bar{l}_L\Phi e_R \;+\; f^{(u)}\bar{q}_L\Phi^C u_R \;+\; f^{(d)}\bar{q}_L\Phi d_R \;+\; h.c. \;\;.$$

Выбирая вакуумное среднее скалярных полей

$$< 0|\Phi|0 > = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

и переходя к унитарной калибровке

$$\Phi \;=\; e^{-i\frac{\hat{\tau}_a \xi^a}{2}} \;\begin{pmatrix} 0 \\ (v+\eta)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

получим аналогично примеру с абелевой симметрией

$$L'_H \;=\; (D_\mu \Phi')^+ D^\mu \Phi' \;-\; \mu^2 \eta^2 \;-\; \lambda v \eta^3 \;-\; \frac{\lambda}{4}\,\eta^4 \;\; (\Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ (v+\eta)/\sqrt{2} \end{pmatrix}),$$

а

$$L'_{HF} \;=\; \frac{v+\eta}{2}[f^{(e)} e'^+_L e'_R \;+\; f^{(u)} u'^+_L u_R \;+\; ...].$$

Как нетрудно видеть, масса Хиггсовского поля $m_H = \sqrt{2}\mu$, а массы материальных полей $m_k = f^{(k)}\frac{v}{\sqrt{2}}$. Квадратичное по калибровочным полям слагаемое в L имеет вид

$$\frac{v^2}{8}\{g^2[(A'^1_\mu)^2 \;+\; (A'^2_\mu)^2] \;+\; [gA'^3_\mu \;-\; g' B'_\mu]^2\}.$$

Из компонент A'^1_μ и A'^2_μ составляются два заряженных векторных поля

$$W^\pm_\mu \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}\,(A'^1_\mu \mp A'^2_\mu)$$

с массой $M_W = \frac{gv}{2}$, а квадратичная форма $[gA'^3_\mu \;-\; g' B'_\mu]^2$ диагонализуется преобразованием поворота на угол Вайнберга $\theta_W = arctg(\frac{g'}{g})$

$$Z_\mu \;=\; cos\theta_W A'^3_\mu \;-\; sin\theta_W B'_\mu$$

$$A_\mu \;=\; sin\theta_W A'^3_\mu \;+\; cos\theta_W B'_\mu$$

$$[gA'^3_\mu \;-\; g' B'_\mu]^2 \;=\; (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu,$$

и после спонтанного нарушения симметрии у нас появляется одно нейтральное векторное массивное поле ($M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2+g'^2}$) и одно безмассовое (фотонное).

Таким образом, модель Салама - Вайнберга корректно описывает наблюдаемые материальные поля и их взаимодействия. Эта модель содержит (в случае одного поколения фермионов) 7 свободных параметров ($\mu,\; \lambda,\; f^{(e)},\; f^{(u)},\; f^{(d)},\; g,\; g'$), которые могут быть выражены через наблюдаемые величины. Например, эффективная константа низкоэнергетического четырехфермионного слабого взаимодействия через заряженные токи

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \;=\; \frac{g^2}{8M_W^2} \;=\; \frac{1}{2v^2},$$

что позволяет определить вакуумное среднее скалярного поля:

$$v \ = \ [G\sqrt{2}]^{-\frac{1}{2}} \ \simeq \ 250 Г эВ.$$

С другой стороны, выделяя из полного лагранжиана слагаемые, отвечающие взаимодействию фермионов с электромагнитным полем

$$g J^{3\mu} A'^{3}_{\mu} \ + \ \frac{1}{2} \ g' \ J^{Y\mu} B'_{\mu} \ \rightarrow \ \ g \ sin\theta_W \ J^{\mu}_{em} \ A_{\mu}$$

замечаем, что константа электромагнитного взаимодействия

$$e \ = \ g \ sin\theta_W.$$

Замечательной особенностью этой модели является существование Z^0 – нейтрального массивного переносчика слабого взаимодействия, который взаимодействует со *слабыми нейтральными токами* фермионов:

$$L_{NC} \ = \ \frac{g}{cos\theta_W} \ J^0_{\mu} \cdot Z^{\mu},$$

записывающимися в виде

$$J^0_{\mu} \ = \ \sum_f [g^{(f)}_L \bar{f}_L \gamma_{\mu} f_L \ + \ g^{(f)}_R \bar{f}_R \gamma_{\mu} f_R],$$

$$g^{(f)}_{L,R} \ = \ T_3(f_{L,R}) \ - \ Q(f_{L,R}) \ sin^2\theta_W.$$

В области низких энергий слабые взаимодействия нейтральных токов описываются эффективным четырехфермионным лагранжианом

$$L^{eff}_{NC} \ \simeq \ - \ \frac{g^2}{2cos^2\theta_W M^2_Z} \ J^0_{\mu} J^{0\mu} \ = \ -4 \ \frac{G}{\sqrt{2}} \ J^0_{\mu} J^{0\mu}.$$

Существенно, что происходит разделение векторной и аксиальной частей в амплитуде слабых процессов – это позволяет определить $sin\theta_W$. Например, для нейтрино-электронного рассеяния матричный элемент в низшем (втором) порядке по g, g' определяется суммой диаграмм с обменом W- или Z^0- бозоном, а в случае электронного нейтрино – также и вкладом диаграммы с образованием виртуального W^-- бозона. В области низких энергий, учитывая явный вид вершинных факторов $\bar{\nu}\nu Z$- и $\bar{e}\nu W$-взаимодействий и выражение g, g' через G, получим

$$L_{int} \ = \ -\frac{G}{\sqrt{2}} \ \{ \ [\bar{\nu}_e \gamma^{\mu}(1-\gamma^5)e] \ [\bar{e}\gamma_{\mu}(1-\gamma^5)\nu_e] \ + \ [\bar{\nu}_e\gamma^{\mu}\nu_e \ + \ \bar{\nu}_{\mu}\gamma^{\mu}\nu_{\mu} \ +$$

$$+ \ \bar{\nu}_{\tau}\gamma^{\mu}\nu_{\tau}] \ [4sin^2\theta_W \bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R \ - \ 2cos2\theta_W \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L]\}.$$

Спинорные конструкции в первом слагаемом с помощью преобразования Фирца приводятся к виду $[\bar{\nu}_e \gamma^\mu (1-\gamma^5)\nu_e]\ [\bar{e}\gamma_\mu (1-\gamma^5)e]$, после чего амплитуда νe- рассеяния записывается в виде

$$T \ = \ \frac{G}{\sqrt{2}} \{ \ [\bar{\nu}\gamma^\mu (1-\gamma^5)\nu]\ [\bar{e}\gamma_\mu (c_V - c_A\gamma^5)e],$$

в котором константы c_V, c_A выражаются через $sin\theta_W$: например, для электронного нейтрино

$$c_V \ = \ 2sin^2\theta_W + \frac{1}{2}, \ \ c_A \ = \ \frac{1}{2}.$$

Экспериментальные данные по $\nu_e e$- рассеянию хорошо описываются этим выражением для значения $sin^2\theta_W \simeq 0.22$. Близкие значения угла Вайнберга получаются и из данных по рассеянию мюонных нейтрино на электронах и нейтрино - нуклонным реакциям. Знание e, G и θ_W позволяет предсказать массы промежуточных векторных бозонов: $M_W = e(4G\sqrt{2})^{-\frac{1}{2}}/sin\theta_W \simeq 82 ГэВ$, $M_Z = M_W/cos\theta_W \simeq 91 ГэВ$, что было сделано задолго до их экспериментального открытия в 1983 году, ставшего поэтому впечатляющим подтверждением модели Салама - Вайнберга. К тому же правильность построения лагранжиана теории подтверждалась и поведением W- бозонов, рождающихся на протон-антипротонном коллайдере. В этом случае, в соответствии со структурой лагранжиана взаимодействия калибровочных полей с полями материи, W^+ рождаются левым u- кварком (из p) и правым $\bar{d}$- кварком (из $\bar{p}$). При энергиях рождения векторных бозонов массами кварков можно пренебречь и поэтому спиральность кварков совпадает с их киральностью, а спиральность антикварков противоположна их киральности, и поэтому проекция полного спина пары $u_L\bar{d}_R$ на направление движения протона равна $-\frac{1}{2}-\frac{1}{2} \ = \ -1$. Из закона сохранения момента импульса следует, что такова же должна быть и проекция спина векторного бозона. При последующем распаде W^+ на два фермиона e^+ и ν_e тот же закон сохранения фиксирует проекции их спинов на направление первоначального движения протона $-1 \ = \ -\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$. Однако в этой паре нейтрино всегда левое, и поэтому (с учетом устройства вершины взаимодействия W- бозона с лептонным током) позитрон – всегда правый, и если рожденные частицы движутся по направлениям, близким к оси взаимодействия протон-антипротонных пучков, позитрон обязан вылетать против направления первоначального движения протона – ток электрического заряда "отражается" и меняет свое направление на обратное! Естественно, что аналогичная асимметрия характерна и для распадов W^-- бозонов, рожденных на $p\bar{p}$- коллайдере.

Знание масс фермионов (для кварков мы должны брать их "токовые" массы) дает возможность определить константы связи f^i, а измерение массы хиггсовского бозона (если он будет найден) позволит определить μ и тем самым завершить определение констант модели Салама-Вайнберга. Однако именно обнаружение бозона Хиггса представляет наиболее серьезную проблему – он весьма слабо взаимодействует с частицами материи, и к тому же мы почти никак не можем ограничить область поиска – допустимые пределы значений m_H весьма широки. Хотя Линде и Вайнберг в рамках предположения об отсутствии сверхтяжелых фермионов с массами $m \sim M_W$ показали, что малые значения параметра λ приводят к тому, что разность энергий состояний с $|<\Phi>| = 0$ и $|<\Phi>| = \mu/\sqrt{2\lambda}$ $\Delta V = \lambda v^4/4$ становится мала и радиационные поправки, увеличивающие энергию состояния с ненулевым вакуумным средним скалярного поля, уничтожают спонтанное нарушение симметрии и получили ограничение снизу на λ, приводящее к требованию $m_H > 7.9 \Gamma эB$, большое значение массы t- кварка заметно снижает эту границу. С другой стороны, большие значения λ и m_H приводят к появлению больших непертурбативных вкладов в амплитуды наблюдаемых процессов, однако вычисления показывают, что существующие экспериментальные данные требуют лишь, чтобы m_H не превосходило нескольких ТэВ, да и то только при предположении, что не существует других скалярных частиц – модификация модели с введением большего числа скалярных полей позволяет описать наблюдаемые электрослабые взаимодействия и при этом существенно поднять верхнее ограничение на массу хиггсовских частиц.

При введению в теорию нескольких поколений фермионов следует обратить внимание на то обстоятельство, что массовые слагаемые для фермионов появляются только после спонтанного нарушения симметрии и определяются видом калибровочно-инвариантного скалярно-фермионного взаимодействия $f^{(i)}_{ab}\bar{\Psi}^{(i)}_{a\ L}\Phi\psi^{(i)}_{b\ R}$, в котором $\Psi^{(i)}_{a\ L}$ – дублет левых фермионов типа i в a-ом поколении, а $\psi^{(i)}_{b\ R}$ – соответствующий правый синглет в b-ом поколении. Как видно, это выражение допускает перемешивание поколений – собственные состояния возникающей массовой матрицы не будут совпадать с собственными состояниями калибровочных взаимодействий, и в слабом адронном токе естественным образом возникнет структура типа матрицы Кобаяси - Маскава. Полный набор свободных параметров в модели с тремя поколениями довольно широк: в него входят величины μ и λ, калибровочные константы g и g', и константы $f^{(i)}_{ab}$, которые в конечном лагранжиане заменяются на фермионные массы (12) и параметры матрицы смешивания (3 угла и одна CP- нарушающая фаза) – всего 20 свободных параметров! Такое многообразие считается недостатком модели, и предлагается много ее модификаций, призванных уменьшить это число. Для этого предлагается рассматривать теории с полупростой калибровочной группой (при этом будет только одна калибровочная константа), теории с динамическим нарушением симметрии, в которых вместо скалярных полей вводится некоторое самодействие полей материи, обеспечивающее образование конденсата связанных фермионных пар, играющих роль поля с ненулевым вакуумным средним (в этом случае μ, λ и $f_{ab}^{(i)}$ должны выражаться через константы этого фермионного самодействия) и ряд других концепций. На этом этапе ограничимся замечанием, что в основном эти концепции строятся как Теории Великого Объединения (ТВО) – помимо электрослабых взаимодействий они призваны описывать также и сильные.

Задачи к лекциям 9,10:

1. В низкоэнергетическом пределе в физике адронов можно рассматривать в основном нуклонные и пионные степени свободы. Рассмотреть генерацию масс нуклонов за счет спонтанного нарушения симметрии в модели с исходным лагранжианом
$$L \;=\; \frac{1}{2}[\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma \;+\; \partial_\mu\vec{\pi}\partial^\mu\vec{\pi}] \;+\; i\bar{N}\gamma^\mu\partial_\mu N \;+$$
$$+\; g\bar{N}(\sigma + i\vec{\tau}\cdot\vec{\pi}\gamma^5)N \;+\; \frac{\mu^2}{2}(\sigma^2+\vec{\pi}^2) \;-\; \frac{\lambda}{4}(\sigma^2+\vec{\pi}^2)^2$$
(в котором N – изодублет нуклонов, $\vec{\pi}$ – изотриплет пионов, σ – изотопический скаляр, а $\tau_i, i = 1,2,3$ – матрицы изоспина), инвариантный относительно преобразований киральной $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ группы симметрии. Какой выбор вакуумной плотности бозонных полей обеспечит сужение симметрии до изотопической $SU(2)$ и приведет к появлению большой массы у изоскалярного и малой (нулевой) массы у изовекторного поля? Какую массу при этом приобретают нуклоны?

2. Сечение νe- рассеяния при $|q^2| \ll m_W^2$ можно записать в виде:
$$\sigma^{\nu e} \;=\; \frac{8G^2}{\pi} m_e E_\nu (g_L^\nu)^2 \cdot S(\nu).$$
Определить в рамках модели Салама - Вайнберга $S(\nu)$ для $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$.

3. Какие каналы распады W^+- бозона (на кварк - лептонном уровне) разрешены законами сохранения? Оценить полную ширину распада.

4. Вычислить ширину распада $W^- \to e\nu_e$.

5. Записать лагранжиан взаимодействия нейтрального массивного калибровочного бозона (Z^0) с фермионами (для случая одного поколения) и хиггсовскими бозонами. Найти отношение ширин $\Gamma(Z^0 \to \nu_e\bar{\nu}_e) : \Gamma(Z^0 \to ee^+) : \Gamma(Z^0 \to \textit{адроны}) : \Gamma(Z^0 \to \phi^0\phi^0)$.

6. Рассмотреть распад тяжелого кварκония ($Q = q\bar{q}$) $Q \to \phi^0\gamma$. Какие диаграммы отвечают ему на кварковом уровне? Из каких состояний кварκония возможен этот распад? Чему равна энергия испускаемого фотона?