

символы Леви-Чивиты. Переменные $m(\mathbf{R})$, $d=2$ и $m_\lambda(\mathbf{R})$, $d=3$ и есть переменные ПБ. При $d=2$ $m(\mathbf{R})$ расположены в узлах \mathbf{R} дуальной решётки (центрах граней исходной). При $d=3$ $m_\lambda(\mathbf{R})$ расположены на рёбрах дуальной решётки, узлы \mathbf{r} -ой находятся в центрах ячеек исходной. Переменные ПБ в $U(1)$ -модели принимают все целочисл. значения (группа Z), в Z_q -модели переменные ПБ принимают значения $0, 1, \dots, q-1$ (группа Z_q). При $d=3$ $n_\mu(\mathbf{r})$ не меняется при калибровочном преобразовании $m_\lambda(\mathbf{R}) \rightarrow m_\lambda(\mathbf{R}) + \partial_\lambda m(\mathbf{R})$, исходная спиновая модель дуальна калибровочной решёткой модели.

В квантовой теории поля рассматривают решёточные калибровочные модели при $d=4$. Калибровочные переменные $\theta_\mu(\mathbf{r})$ задаются на рёбрах. Локальный статистич. вес задаётся на гранях и зависит только от комбинации $\theta_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = \partial_\mu \theta_\nu(\mathbf{r}) - \partial_\nu \theta_\mu(\mathbf{r})$. Как и в случае спиновых моделей, можно перейти к суммированию по переменным разложения Фурье $n_{\mu\nu}(\mathbf{r})$ с условием нулевой дивергенции $\partial_\mu n_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = 0$. Поэтому вводят переменные ПБ $m_\alpha(\mathbf{R})$ на рёбрах дуальной решётки: $n_{\mu\lambda}(\mathbf{r}) = \epsilon_{\mu\lambda\alpha\beta} \partial_\alpha m_\beta(\mathbf{R})$.

Спиновые Z_q -модели при $d=2$ наз. с а м о д у а л ь н ы м и, если ПСВ $w(p_\mu)$ и $\tilde{w}(n_\mu)$, связанные преобразованием Фурье (2), имеют одинаковый вид. В этом случае Д. п. сводится к замене переменных ПБ на переменные ПБ и нелинейному преобразованию темп-ры, то же справедливо для калибровочных моделей при $d=4$. В табл. приведены ПСВ самодуальных моделей и указаны преобразования темп-ры этих моделей: $T \rightarrow T^*$.

Модель	Вид ПСВ	Преобразования температуры	Перенормировка ПСВ \tilde{w}/w
Изинга (Z_2 -модель)	$w(p) = \exp [J/T \cos \pi p]$, $p = 0, 1$	$\text{sh}(2J/T) \text{sh}(2J/T^*) = 1$	$\text{sh}(2J/T)$
Поттса (q -компонент)	$w(p) = \exp [(K/T) \delta_{p,0}]$, $p = 0, 1, \dots, q-1$	$[\exp(K/T) - 1] [\exp(K/T^*) - 1] = q$	$q^{-1/2} [\exp(K/T) - 1]$
Березинского — Виллена (q -компонент)	$w(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp [-\beta(\theta - 2\pi n)^2/2]$, $\theta = 2\pi p/q$	$\beta\beta^* = (2\pi/q)^2$	$(2\pi\beta)^{-1/2}$

Уд. свободная энергия $f(T)$ самодуальных моделей при Д. п. изменяется след. образом: $f(T) = f(T^*) - \ln(\tilde{w}/w)$, где \tilde{w}/w — перенормировка ПСВ.

Точки неаналитичности свободной энергии (критич. точки) могут либо быть стационарными точками Д. п.: $T_c = T_c^*$, либо переходить одна в другую (если их несколько). В модели Изинга и ферромагн. моделях Поттса $T_c = T_c^*$ — единств. точка фазового перехода, в моделях Березинского — Виллена две критич. точки. В калибровочной модели Изинга темп-ра перехода также определяется соотношением самодуальности.

Лит.: Savit R., Duality in field theory and statistical systems, «Rev. Mod. Phys.», 1980, v. 52, № 2, pt 1, p. 453; Бэ к с т е р Р., Точно решаемые модели в статистической механике, пер. с англ., М., 1985. С. В. Покрысовский.

ДУАЛЬНОСТЬ в теории адронов — свойство амплитуд адронных процессов в резонансной области энергий, заключающееся в возможности их двойного описания: либо с помощью суммы резонансов прямого канала, либо с помощью суммы Редже полюсов (см. Редже полюсов метод) перекрёстного канала (см. Перекрёстная симметрия). Область энергий $\epsilon < \epsilon_0$, где такое дуальное описание возможно, называют обычно интервалом дуальности.

Концепция Д. возникла в 60-е гг. на основе анализа дисперсионных правил сумм для конечных энергий в применении к адронным амплитудам, не содержащим вклада вакуумной реджевской особенности (т. н. особенности Померанчука). Такой анализ, проведённый для не слишком больших энергий (2—5 ГэВ) столкни-

вающихся адронов, показал, что усреднённая по некоторому энергетич. интервалу амплитуда, представленная суммой резонансов прямого канала реакции, равна усреднённой по этому же интервалу амплитуде, представленной суммой невакуумных полюсов Редже (реджеонов) кроссинг-симметричного канала. Это «равенство в среднем» получило назв. г л о б а л ь н о й Д. Отвечающие этим амплитудам сечения представлены на рис. 1 соответственно кривыми C и \tilde{C} .

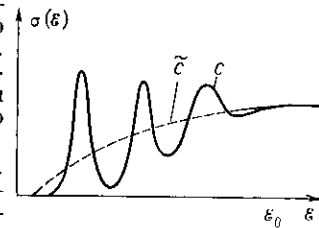


Рис. 1.

Существует ряд теоретич. моделей, в k -рых реализуется Д. Впервые конструктивный пример амплитуды, содержащей только полюсные особенности по всем энергетич. переменным реакции, дал Венециано [1]. Эта амплитуда допускает два эквивалентных представления: в виде бесконечной суммы резонансов прямого канала (рис. 2, слева) и в виде бесконечной суммы резонансов перекрёстного канала (рис. 2, справа; a, b — нач. частицы, c, d — конечные частицы, R_i, R_j — резонансы). Амплитуда Венециано реализует принцип л о к а л ь н о й Д. в том смысле, что равенство двух указанных представлений осуществляется без усреднения по энергии. Существуют обобщения предложенной Венециано дуальной амплитуды взаимодействия двух частиц на случай N частиц.

Полюсное дуальное описание, как в модели Венециано, удовлетворяющее лишь одночастичному условию унитарности, может рассматриваться как первое приближение к реальным адронным амплитудам. Применение этого приближения ограничивается областью энергий, где резонансы достаточно узки и перекрываются слабо, т. е. их ширины Γ меньше характерного

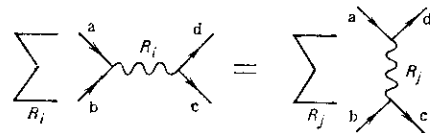


Рис. 2.

расстояния ΔM между ними ($\Gamma \ll \Delta M$), и где вклад вакуумной реджеонной особенности сказывается ещё мало.

Главным теоретич. аргументом в пользу дуальной картины взаимодействия адронов является приближённая прямолинейность траекторий Редже $\alpha(t)$ вплоть до $|t| \approx 5(\text{ГэВ}/c)^2$ с универсальным наклоном $\alpha' \approx [1,2(\text{ГэВ}/c)^2]^{-1}$ (здесь t — квадрат переданного 4-импульса).

Струнная интерпретация дуальных моделей, т. е. трактовка адронов как релятивистских одномерных протяжённых объектов — «струн» (см. Струнные модели адронов), позволяет истолковать обе диаграммы Фейнмана рис. 2 как один «струнный» график рис. 3,