для *инвариантного заряда* и определяющий масштаб импульсов существенного его изменения.

Фермиевская константа слабого взаимодействия определяется из четырёхточечной вершины $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ и равна $G_F = 1{,}16632(4) \cdot 10^{-5}$ ГэВ². При импульсах порядка $M_W/c$, где $M_W$ — масса *промежуточного векторного бозона*, вершина $\mu \to e\nu\tilde{\nu}$ существенно зависит от импульсов и должна быть выражена через $M_W$ и константы электрослабого взаимодействия. Две безразмерные К. в. в теории электрослабого взаимодействия определяются через вершины с участием *заряженных токов* и *нейтральных токов* и слабо зависят от импульсов. В простейшей схеме взаимодействия (с одним мультиплетом *Хиггса бозонов*) они выражаются через К. в. $\alpha$ и *Вайнберга угол* $\theta_W$. При этом $G_F = \pi\alpha/\sqrt{2}M_W^2 \sin^2\theta_W$, где $\sin^2\theta_W = 0{,}228(10)$.

*М. В. Терентьев.*

**КОНСТРУКТИВНАЯ КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ** (ККТП) — направление квантовой теории поля (КТП), осн. задача к-рого состоит в строгом матем. обосновании результатов, получаемых в КТП. В отличие от *аксиоматической квантовой теории поля* (АКТП), ККТП призвана ответить на вопрос, существуют ли в матем. смысле нетривиальные квантованные поля для обычно рассматриваемых взаимодействий и удовлетворяют ли они осн. аксиомам КТП и АКТП. В задачу ККТП входит реальное построение таких полей, изучение матем. свойств и разл. квантовополевых объектов, связанных с этими полями, и выяснение физ. содержания рассматриваемой конкретной модели КТП.

ККТП как самостоятельный раздел КТП возникла в нач. 60-х гг. и связана с именем А. С. Уайтмена (A. S. Wightman), к-рый сформулировал её осн. задачу. Вторым этапом развития ККТП можно считать 2-ю пол. 60-х — нач. 70-х гг. [Дж. Глимм (J. Glimm), А. Джаффе (A. Jaffe) и др.], когда было доказано существование квантованных полей в простейших суперперенормируемых взаимодействиях (см. *Перенормировки*) в пространстве размерности $d=2$. Третий этап начался в 70-х гг. и связан с применением методов евклидовой теории поля (см. *Евклидова квантовая теория поля*). Осн. теоремы евклидовой КТП были доказаны К. Остервальдером (K. Osterwalder) и Р. Шрадером (R. Schrader). В нач. 80-х гг. направление ККТП испытывает кризис, поскольку методы, развитые в пространстве $d=2$, с большим трудом переносятся в пространство $d=3$ и не ясно, что можно сделать в четырёхмерном пространстве-времени ($d=4$).

На первом этапе осн. объектом изучения ККТП являлся бесконечный набор *Уайтмена функций* $\{W_n(x_1, \ldots, x_n)\}$, где $x_1, \ldots, x_n$ ($n=1, 2, 3, \ldots$) — точки пространства-времени $t_i$, $\boldsymbol{x}_i$ (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Задание этих ф-ций эквивалентно знанию квантованных полей в смысле АКТП (т. н. теорема реконструкции Уайтмена). Ф-ции Уайтмена, вообще говоря, можно было бы вычислить как *вакуумные средние* от произведения полей. Напр., в простейшем случае однокомпонентного скалярного поля $\varphi(x)$

$$W_n(x_1, \ldots, x_n) = \langle 0 | \varphi(x_1) \ldots \varphi(x_n) | 0 \rangle, \qquad (1)$$

где гейзенбергово поле $\varphi(x)$ (см. *Гейзенберга представление*) определяется соотношением

$$\varphi(x) = \varphi(t, \boldsymbol{x}) = \exp\{iHt\}\, \varphi(\boldsymbol{x}) \exp\{-iHt\}. \qquad (2)$$

Здесь $\varphi(\boldsymbol{x})$ «нач.» поле, т. е. значение поля $\varphi(t, \boldsymbol{x})$ в точке пространства $\boldsymbol{x}$ в момент времени $t=0$, а

$$H = H[\varphi] = H_0[\varphi] + gH_I[\varphi] — \qquad (3)$$

гамильтониан системы, представленный в виде суммы гамильтониана $H_0$, описывающего невзаимодействующую систему, и гамильтониана взаимодействия $gH_I$, где $g$ — константа связи (квадратные скобки означают функциональную зависимость от поля $\varphi(x)$).

Однако наличие *расходимостей* — объёмных (см. *Хаага теорема*), УФ- и, возможно, других — делает прямое вычисление по ф-ле (1) невозможным. Поэтому доказательство существования ф-ций Уайтмена (1) строится след. образом. В гамильтониан взаимодействия (3) вводится объёмное ($\Lambda$) и УФ- ($\sigma$) «обрезания», так что регуляризованный гамильтониан $H_{\Lambda\sigma}[\varphi]$ (см. *Регуляризация расходимостей*) становится хорошо определённым эрмитовым оператором, а для него существует регуляризов. набор ф-ций Уайтмена $\{W_n(\cdot|\Lambda, \sigma)\}$, где точка обозначает набор пространственно-временных переменных. Далее к регуляризов. гамильтониану добавляются т. н. *контрчлены*, структура к-рых предсказывается теорией возмущений и к-рые призваны сократить возникающие расходимости в пределе снятия обрезания. Задачей ККТП является, во-первых, доказательство существования конечного предела

$$\lim_{\sigma \to \infty} \lim_{\Lambda \to \infty} W_n(\cdot|\Lambda, \sigma) = W_n(\cdot) \qquad (4)$$

при определённом выборе контрчленов и, во-вторых, доказательство того, что полученные предельные ф-ции $\{W_n(\cdot)\}$ удовлетворяют всем требованиям АКТП.

Матем. трудности при непосредств. реализации этой программы определяются сложностью операторной структуры вводимых контрчленов, что, в свою очередь, диктуется конкретным видом рассматриваемой квантовополевой модели. Наиб. простые контрчлены возникают в т. н. суперперенормируемых теориях, т. е. в теориях, где число расходящихся *Фейнмана диаграмм* конечно. Именно по этой причине первые нетривиальные примеры построения релятивистских локальных квантованных полей были получены в суперперенормируемых моделях, характеризуемых плотностями гамильтониана взаимодействия $\varphi_2^4$, $P^n(\varphi)_2$, $\bar{\psi}\psi\varphi_2$, где верхний индекс — степень взаимодействия, а нижний — размерность пространства-времени $d=2$, $P^n$ — полином степени $n$, $\psi$ — спинорное *Дирака поле* (черта над $\psi$ означает дираковское сопряжение). Проведение сформулированной выше программы даже в этих простейших случаях потребовало создания матем. техники операторных оценок специально для изучаемых моделей.

Дальнейшее развитие ККТП связано с переходом к евклидову пространству и применением методов евклидовой теории поля. В АКТП было доказано, что ф-ции Уайтмена $W_n(t_1, \boldsymbol{x}_1; \ldots; t_n, \boldsymbol{x}_n)$ являются граничными значениями *аналитических функций* $F_n(z_1^0, \boldsymbol{z}_1; \ldots; z_n^0, \boldsymbol{z}_n)$, в область аналитичности к-рых попадают также евклидовы 4-точки $z_k$ такие, что $z_k^0 = i\tau_k$, $\boldsymbol{z}_k = \boldsymbol{x}_k$, где $\tau_k$ — «мнимое время». Значения ф-ций $F_n(z_1, \ldots, z_n)$ на множестве евклидовых точек наз. **ф-циями Швингера** ($S_n$)[введены Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1951],

$$S_n(\tau_1, \boldsymbol{x}_1; \ldots; \tau_n, \boldsymbol{x}_n) = F_n(i\tau_1, \boldsymbol{x}_1; \ldots; i\tau_n, \boldsymbol{x}_n).$$

Остервальдер и Шрадер (1975) нашли необходимые и достаточные условия (О. Ш.), при выполнении к-рых была доказана эквивалентность теорий, построенных на ф-циях $W_n$ и $S_n$.

Изучение ф-ций Швингера более удобно по след. причинам. Во-первых, к решению проблем теории поля привлекаются хорошо разработанные теоретико-вероятностные методы, поскольку ф-ции Швингера можно отождествить со средними от произведения случайных процессов (евклидовых полей):

$$S_n(\tau_1, \boldsymbol{x}_1; \ldots; \tau_n, \boldsymbol{x}_n) = E[\Phi(\tau_1, \boldsymbol{x}_1) \ldots \Phi(\tau_n, \boldsymbol{x}_n)].$$

Здесь $E[\Phi]$ — среднее от нек-рой случайной величины $\Phi$, заданной на нек-ром вероятностном пространстве. Было выяснено, что величина $\Phi(\cdot)$ должна быть евклидово-ковариантным марковским случайным полем (см. *Марковские случайные процессы*), удовлетворяющим определённым дополнит. требованиям, и доказано, что эти требования эквивалентны условиям О. Ш. Во-вторых, переход к евклидовым вероятностным мерам позволил при исследовании проблем, связанных со