конечного регуляризованного интеграла (13), а также соответствующего перенормированного выражения. Поскольку в перенормируемых моделях с безразмерными константами связи расходимости имеют в основном логарифмич. характер, УФ-асимптотики l-петлевых интегралов, как правило (исключение представляет случай *дважды логарифмической асимптотики*), имеют здесь типичную структуру $(gL)^l$, где $L=\ln(-p^2/\mu^2)$, p — «большой» импульс, а μ — нек-рый параметр размерности массы, возникающий в процессе перенормировки. Поэтому при достаточно больших значениях $|p^2|$ рост логарифма компенсирует малость константы связи g и возникает задача определения произвольного члена ряда вида

$$\sum_{l,\,m} g^l L^m a_{lm}, \quad l \geqslant m \geqslant 0 \tag{15}$$

и суммирования такого ряда (a_{lm} — численные коэффициенты).

Решение этих задач облегчается использованием метода *ренормализационной группы*, в основе к-рой лежит групповой характер конечных преобразований, аналогичных сингулярным ф-лам перенормировки (14) и сопровождающих их преобразований ф-ций Грина. Этим путём удаётся эффективно просуммировать нек-рые бесконечные наборы вкладов фейнмановских диаграмм и, в частности, представить двойные разложения (15) в виде одинарных:

$$f_1(gL) + gf_2(gL) + \ldots = \sum_l g^{l-1} f_l(gL),$$

где ф-ции f_l имеют характерный вид геом. прогрессии или комбинации прогрессии с её логарифмом и экспонентой. Весьма существенным здесь оказывается то, что условие применимости ф-л типа (15), имеющее вид $g \ll 1$, $gL \ll 1$, заменяется на значительно более слабое: $\bar{g}(L, g) \ll 1$, где $\bar{g}$ — т. н. *инвариантный заряд*, к-рый в простейшем (однопетлевом) приближении имеет вид суммы геом. прогрессии по аргументу gL:

$$\bar{g}(L, g) = g/(1+\beta_1 gL)$$

(β_1 — численный коэф.).

Напр., в КЭД инвариантный заряд $\bar{\alpha}$, пропорциональный поперечной части фотонного пропагатора d, в однопетлевом приближении оказывается равным

$$\bar{\alpha}(L, \alpha) = \alpha d(k^2, \alpha) = \frac{\alpha}{1-(\alpha/3\pi)L}, \tag{16}$$
$$L = \ln(-k^2/\mu^2),$$

причём при $k^2/\mu^2 > 0$ $L=\ln(k^2/\mu^2)+i\pi$ (k — 4-импульс виртуального фотона). Это выражение, представляющее собой сумму гл. логарифмов вида $\alpha(\alpha L)^n$, обладает т. н. призрачным полюсом при $k^2=-\mu^2 e^{3\pi/\alpha}$, называемым так потому, что его положение и особенно знак вычета противоречат ряду общих свойств КТП (выражаемых, напр., *спектральным представлением* для фотонного пропагатора). С наличием этого полюса тесно связана проблема т. н. *нуля-заряда*, т. е. обращения перенормированного заряда в нуль при конечном значении «затравочного» заряда.

Трудность, связанная с появлением призрачного полюса, иногда трактовалась даже как доказательство внутр. противоречивости КЭД, а перенос этого результата на традиц. перенормируемые модели сильного взаимодействия адронов — как указание на противоречивость всей локальной КТП в целом. Однако такие кардинальные заключения, сделанные на основе ф-л гл. логарифмич. приближения, оказались поспешными. Уже учёт «следующих за главными» вкладов $\sim\alpha^2(\alpha L)^m$, приводящий к ф-ле двупетлевого приближения, показывает, что положение полюса заметно сдвигается. Более общий анализ в рамках метода ренормализац. группы приводит к заключению о применимости ф-лы (16) лишь в области $\bar{\alpha}(L, \alpha) \ll 1$, т. е. о невозможности доказать или опровергнуть существование «полюсного противоречия» на основе того или иного пересуммирования ряда (15). Т. о., парадокс феномена призрачного полюса (или обращения перенормированного заряда в нуль) оказывается призрачным — решить, действительно ли эта трудность появляется в теории, можно было бы только в случае, если бы мы умели получать недвусмысленные результаты в области сильной связи $\bar{\alpha} \gtrsim 1$. До тех пор остаётся лишь тот вывод, что — в применении к спинорной КЭД — теория возмущений не является, несмотря на безусловную малость параметра разложения α, логически замкнутой теорией.

Для КЭД, впрочем, эту проблему можно было считать чисто академической, поскольку, согласно (16), даже при гигантских энергиях $\sim(10^{15}-10^{16})$ ГэВ, рассматриваемых в совр. моделях объединения взаимодействий, условие $\bar{\alpha} \ll 1$ не нарушается. Гораздо серьёзнее выглядело положение в квантовой мезодинамике — теории взаимодействия псевдоскалярных мезонных полей с фермионными полями нуклонов, представлявшейся к нач. 60-х гг. единств. кандидатом на роль перенормируемой модели сильного взаимодействия. В ней эффективная константа связи была велика при обычных энергиях, а — явно неправомочное — рассмотрение по теории возмущений приводило к тем же трудностям нуль-заряда.

В результате всех описанных исследований сложилась несколько пессимистич. точка зрения на дальнейшие перспективы перенормируемых КТП. С чисто теоретич. точки зрения казалось, что качеств. разнообразие таких теорий ничтожно: для любой перенормируемой модели все эффекты взаимодействия — для малых констант связи и умеренных энергий — ограничивались ненаблюдаемым изменением характеристик свободных частиц и тем, что между состояниями с такими частицами возникали квантовые переходы, к вероятностям низшего приближения к-рых теперь можно было вычислять (малые) поправки высших. К большим же константам связи или асимптотически большим энергиям имевшаяся теория — опять независимо от конкретной модели — была неприменима. Единственным (правда блестящим) удовлетворяющим этим ограничениям приложением к реальному миру оставалась КЭД. Такое положение способствовало развитию негамильтоновых методов (таких, как *аксиоматическая квантовая теория поля*, *алгебраический подход* в КТП, *конструктивная квантовая теория поля*). Большие надежды возлагались на *дисперсионных соотношений метод* и исследование аналитич. свойств S-матрицы. Мн. исследователи стали искать выхода из трудностей на путях ревизии осн. положений локальной перенормируемой КТП с помощью развития неканонич. направлений: существенно нелинейных (т. е. неполиномиальных), нелокальных, недефинитных (см. *Неполиномиальные квантовые теории поля*, *Нелокальная квантовая теория поля*, *Индефинитная метрика*) и т. п.

Источником новых взглядов на общее положение в КТП явилось открытие новых теоретич. фактов, связанных с неабелевыми *калибровочными полями*.

7. Калибровочные поля

Калибровочные поля (в том числе неабелевы *Янга — Миллса поля*) связаны с инвариантностью относительно нек-рой группы G локальных калибровочных преобразований. Простейшим примером калибровочного поля служит эл.-магн. поле A_μ в КЭД, связанное с абелевой группой $U(1)$. В общем случае ненарушенной симметрии поля Янга — Миллса имеют, как и фотон, нулевую массу покоя. Они преобразуются по присоединённому представлению группы G, несут соответствующие индексы $B_\mu^{ab}(x)$ и подчиняются нелинейным ур-ниям движения (линеаризующимся только для абелевой группы). Их взаимодействие с полями материи будет калибровочно инвариантным, ес-