ли получать его удлинением производных (см. *Ковариантная производная*):

$$\partial_\mu u^a \longrightarrow (D_\mu (B) u)^a = \partial_\mu u^a - igB_\mu^{ab} u^b$$

в свободном лагранжиане поля u с той же безразмерной константой g, к-рая входит в лагранжиан поля B.

Подобно эл.-магн. полю, поля Янга — Миллса являются системами со связями. Это, как и видимое отсутствие в природе безмассовых векторных частиц (помимо фотонов), ограничивало интерес к таким полям, и более 10 лет их рассматривали скорее как изящную модель, не имеющую отношения к реальному миру. Положение изменилось ко 2-й пол. 60-х гг., когда их удалось проквантовать методом функционального интегрирования (см. *Функционального интеграла метод*) и выяснить, что как чистое безмассовое поле Янга — Миллса, так и поле, взаимодействующее с фермионами, перенормируемы. Вслед за тем был предложен способ «мягкого» введения масс в эти поля с помощью эффекта *спонтанного нарушения симметрии*. Основанный на нём *Хиггса механизм* позволяет сообщить массу квантам полей Янга — Миллса, не нарушая перенормируемости модели. На этой основе в кон. 60-х гг. была построена единая перенормируемая теория слабого и эл.-магн. взаимодействий (см. *Электрослабое взаимодействие*), в к-рой переносчиками слабого взаимодействия выступают тяжёлые (с массами $\sim$ 80—90 ГэВ) кванты векторных калибровочных полей группы электрослабой симметрии (*промежуточные векторные бозоны* $W^\pm$ и Z^0, экспериментально наблюдённые в 1983). Наконец, в нач. 70-х гг. было обнаружено замечат. свойство неабелевых КТП — *асимптотическая свобода*. Оказалось, что, в отличие от всех до сих пор исследованных перенормируемых КТП, для поля Янга — Миллса, как чистого, так и взаимодействующего с огранич. числом фермионов, гл. логарифмич. вклады в инвариантный заряд $\bar{\alpha}_s$ имеют суммарный знак, противоположный знаку таких вкладов в КЭД:

$$\bar{\alpha}_s (k^2, \alpha_s) = \frac{\alpha_s}{1+\beta_s\alpha_s \ln(-k^2/\mu^2)}\,; \quad \beta_s > 0,\ \alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}\,. \quad (17)$$

Поэтому в пределе $|k^2| \to \infty$ инвариантный заряд $\bar{\alpha}_s \to 0$, и при переходе к УФ-пределу трудностей не возникает. Этот феномен самовыключения взаимодействия на малых расстояниях (асимптотич. свобода) позволил естественно объяснить в калибровочной теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике* (КХД) партонную структуру адронов (см. *Партоны*), проявившуюся к тому времени в опытах по глубоко неупругому рассеянию электронов на нуклонах (см. *Глубоко неупругие процессы*).

Симметрийной основой КХД является группа $SU(3)_c$, действующая в пространстве т. н. цветовых переменных. Ненулевые цветовые квантовые числа приписывают *кваркам* и *глюонам*. Специфика цветных состояний — их ненаблюдаемость на асимптотически больших пространственных расстояниях. В то же время явно проявляющиеся на опыте барионы и мезоны являются синглетами цветовой группы, т. е. их векторы состояния не изменяются при преобразованиях в цветовом пространстве.

При обращении знака β [ср. (17) с (16)] трудность призрачного полюса переходит от больших энергий к малым. Пока не известно, что даёт КХД для обычных энергий (порядка масс адронов),— существует гипотеза, что с ростом расстояния (т. е. с уменьшением энергии) взаимодействие между цветными частицами растёт столь сильно, что именно оно не позволяет кваркам и глюонам разойтись на расстояние $\gtrsim 10^{-13}$ см (гипотеза невылетания, или конфайнмента; см. *Удержание цвета*). Исследованию этой проблемы уделяется очень большое внимание.

Т. о., изучение квантовополевых моделей, содержащих поля Янга — Миллса, выяснило, что перенормируемые теории могут обладать неожиданным богатством содержания. В частности, произошло разрушение наивной веры в то, что спектр взаимодействующей системы качественно аналогичен спектру свободной и отличается от него только сдвигом уровней и, возможно, появлением небольшого числа, связанных состояний. Оказалось, что спектр системы с взаимодействием (адроны) может не иметь ничего общего со спектром свободных частиц (кварков и глюонов) и поэтому может даже не давать никаких указаний на то, поля каких сортов надо включать в элементарный микроскопич. лагранжиан.

Установление этих важнейших качеств. особенностей и проведение подавляющей части количеств. расчётов в КХД основаны на комбинации вычислений по теории возмущений с требованием ренормгрупповой инвариантности. Иными словами, метод ренорм-группы стал, наряду с перенормированной теорией возмущений, одним из основных расчётных средств совр. КТП.

Др. метод КТП, получивший значит. развитие с 70-х гг., особенно в теории неабелевых калибровочных полей,— это, как уже отмечалось, метод, использующий метод функционального интеграла и являющийся обобщением на КТП квантовомеханич. метода интегралов по путям. В КТП такие интегралы можно рассматривать как ф-лы усреднения соответствующих классич. выражений (напр., классич. ф-ции Грина для частицы, движущейся в заданном внеш. поле) по квантовым флуктуациям полей.

Первоначально идея перенесения метода функционального интеграла в КТП была связана с надеждой получить компактные замкнутые выражения для осн. квантовополевых величин, пригодные для конструктивных вычислений. Однако выяснилось, что из-за трудностей матем. характера строгое определение можно дать лишь интегралам гауссова типа, к-рые только и поддаются точному вычислению. Поэтому представление функционального интеграла долгое время рассматривали как компактную формальную запись квантовополевой теории возмущений. Позднее (отвлекаясь от математич. проблемы обоснования) стали использовать это представление в разл. задачах общего характера. Так, представление функционального интеграла сыграло важную роль в работах по квантованию полей Янга — Миллса и доказательству их перенормируемости.

Интересные результаты были получены с помощью развитой несколько ранее для задач квантовой статистики процедуры вычисления функционального интеграла функционального *перевала методом*, аналогичным методу перевала в теории ф-ций комплексного переменного. Для ряда достаточно простых моделей с помощью этого метода было выяснено, что квантовополевые величины, рассматриваемые как ф-ции константы связи g, имеют вблизи точки $g=0$ особенность характерного типа $\exp(-1/g)$ и что (в полном соответствии с этим) коэффициенты f_n степенных разложений $\sum f_n g^n$ теории возмущений растут при больших n факториально: $f_n \sim n!$. Тем самым была конструктивно подтверждена высказанная ещё в нач. 50-х гг. гипотеза о неаналитичности теории по заряду.

Важную роль в этом методе играют аналитич. решения нелинейных классич. ур-ний, имеющие локализованный характер (*солитоны* и — в евклидовом варианте — *инстантоны*) и доставляющие минимум функционалу действия.

Во 2-й пол. 70-х гг. в рамках метода функционального интегрирования возникло направление исследований неабелевых калибровочных полей с помощью т. н. контурной динамики, в к-рой в качестве аргументов вместо четырёхмерных точек x рассматриваются замкнутые контуры Γ в пространстве-времени. Таким путём удаётся на единицу уменьшить размерность множества независимых переменных и в ряде случаев значительно упростить формулировку квантовополевой задачи (см. *Контурный подход*).