

Видно, что в терминах исходных параметров ВТ «не работает», т. к. в следующем за борновским приближении возникают большие поправки ($\sim \alpha_R \ln M^2$). Методика П. т. в. позволяет исправить ситуацию. Переопределим в ф-ле (2) заряд и потенциал внеш. поля:

$$e_B = Z^{1/2} e_R, \quad A_B = Z^{1/2} A_R, \quad (4)$$

где

$$Z^{-1} = 1 - \frac{\alpha_R \ln M^2}{3\pi m^2}. \quad (5)$$

Тогда амплитуда F , выраженная в переменных e_R и A_R (индекс R от англ. слова renormalized), примет тот же вид, что и борновская амплитуда в (1), но с заменой $e_B \rightarrow e_R$, $A_B \rightarrow A_R$:

$$F = f(e_R, A_R). \quad (6)$$

Т. о., если с самого начала использовать как параметры разложения величины e_R и A_R , то диаграмму 2(a) при $q^2 \rightarrow 0$ вообще не следует рассматривать. Иначе говоря, нужно «руками» вычистить её вклад в точку $q^2 = 0$. Это удобно осуществить, добавив контрчлен в исходный лагранжиан теории, подобрав его так, чтобы он в соответствующем порядке компенсировал диаграмму 2(a) в точке $q^2 = 0$. После добавления контрчлена в лагранжиане должны уже фигурировать «перенормированные» величины e_R и A_R . (Необходимо также добавить контрчлены для перенормировки массы и волновой ф-ции электрона, к-рые здесь для простоты не обсуждаются.) Вид контрчлена обычно фиксируется требованиями локальности и симметрии.

Таковую же процедуру можно осуществить и в след. порядках ВТ. В результате, напр., e_R и константа перенормировки Z окажутся формальным рядом по затравочному заряду e_B .

Последоват. схема вычитания расходящихся подграфов в диаграммах Фейнмана при нулевых импульсах (к-рая отвечает итерациям контрчленов в высш. приближениях ВТ) даётся *R-операцией*.

После выполнения вычитат. процедуры амплитуда рассеяния при $q^2 = 0$ будет совпадать с борновской амплитудой (6) уже во всех порядках ВТ. Точная амплитуда F оказалась как бы «нормированной» на борновскую в отд. точке $q^2 = 0$. Поэтому о величине $q^2 = 0$ в рассматриваемой ренормализац. схеме иногда говорят как о «точке вычитания», или «точке нормировки».

Поскольку при $q^2 = 0$ к амплитуде F по построению нет больших поправок от высш. порядков ВТ, то искусственно введённый перенормированный заряд e_R непосредственно измерится по значению борновской амплитуды в рассеянии электрона во внеш. поле на малые углы. Поэтому параметр e_R наз. ф и з. з а р я д о м электрона.

Подчёркнём, что введение перенормированных величин, согласно ф-ле (4), делает конечной амплитуду рассеяния при любых значениях q^2 . Это связано с логарифмич. характером расходимости диаграммы 2(a). Достаточно одного вычитания в произвольной точке, чтобы сделать диаграмму конечной. В частности, с точностью до членов $\sim \alpha_R^2$ после подстановки (4) амплитуда (3) приобретает вид

$$F_{q^2 \gg m^2} = f(e_R, A_R) \left(1 - \frac{\alpha_R \ln m^2}{3\pi q^2} \right) \quad (7)$$

и не содержит массы регулятора.

Описанная схема не годится для асимптотически свободных теорий (см. *Асимптотическая свобода*), в частности для *квантовой хромодинамики* (КХД). В таких теориях заряд, определённый через значение борновской амплитуды рассеяния, при нулевом импульсе оказывается большим и ВТ по этому параметру не существует. Эта трудность обходится выбором точки нормировки там, где заряд мал, т. е. при $-q^2 = \mu^2 \gg \Lambda^2$, где Λ — характерный массовый параметр в

асимптотически свободных теориях (положение ИК-полюса в *эффективном заряде*).

В рассмотренном выше простейшем примере тоже возможен такой способ перенормировки. Ему соответствует вычитание вклада диаграммы 2(a) в точке $-q^2 = \mu^2$. При этом амплитуда рассеяния совпадает с борновской — $q^2 = \mu^2$, а в качестве заряда и поля в борновской амплитуде рассеяния фигурируют величины

$$e_R(\mu) = Z_\mu^{-1/2}(\mu) e_B, \quad A_R(\mu) = Z_\mu^{-1/2} A_B, \quad (8)$$

где $Z_\mu^{-1} = 1 - (\alpha_R/3\pi) \ln(M^2/\mu^2)$. При произвольных, но больших значениях q^2 амплитуда рассеяния теперь равна:

$$F = f(e_R(\mu), A_R(\mu)) \left(1 - \frac{\alpha_R(\mu) \ln \mu^2}{3\pi q^2} \right), \quad (9)$$

а при $q^2 \rightarrow 0$:

$$F = f(e_R(\mu), A_R(\mu)) \left(1 - \frac{\alpha_R(\mu) \ln \mu^2}{3\pi m^2} \right). \quad (10)$$

Если $\alpha_R(\mu) \ll 1$, $\alpha_R \ln(\mu^2/m^2) < 1$, то $\alpha_R(\mu)$ и $A_R(\mu)$ могут использоваться в качестве параметров в П. т. в.

В КЭД выбор точки нормировки $-q^2 = \mu^2$ для практич. целей является менее удобным, но в КХД — это единств. возможность. Причём в КХД возникает ряд дополнит. усложнений, связанных, в частности, с необходимостью рассматривать как *глюоны*, так и *кварки* вне массовой поверхности (с виртуальностями $-p^2 \gg \Lambda^2$). Спец. меры приходится также применять для поддержания калибровочной инвариантности в процессе регуляризации и перенормировки.

Лит.: Швeбeр С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1990; Волошин М. Б., Тер-Мартirosян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Рамон П., Теория поля. Современный вводный курс, пер. с англ., М., 1984. М. В. Терентьев.

ПЕРЕНОРМИРОВКИ (ренормировки) в квантовой теории поля (КТП) — процедура устранения *ультрафиолетовых расходимостей*. П. проводится в процессе решения квантовых ур-ний и в целом представляется в виде особого предписания, формулируемого дополнительно к осн. закону движения — ур-нию Шрёдингера. Др. значение термина «П.» связано с конечными изменениями параметров лагранжиана КТП, приводящими к *ренормализационной группе* (см. ниже).

УФ-расходимости возникают в квантовополевой теории возмущений при вычислении интегралов в пространстве 4-импульсов соответствующих *Фейнмана диаграммам*, содержащим замкнутые петли. Путём введения вспомогат. регуляризации такие расходящиеся интегралы делаются конечными и вычисляются в явном виде; при этом в простейших случаях сингулярные составляющие выделяются в аддитивные структуры, имеющие вид полиномов невысокой степени по внеш. импульсам [см. ф-лу (3) в ст. *Регуляризация расходимостей*]. Для нек-рого класса КТП степень этих полиномов не зависит от порядка теории возмущений и не превышает двух. Такие теории допускают процедуру П., с помощью к-рой удаётся полностью устранить все УФ-расходимости и выразить результаты вычислений через небольшое число параметров, физически близких параметрам (массам, константам связи) исходного лагранжиана рассматриваемой системы взаимодействующих полей. Эти теории наз. *перенормируемыми*. В класс перенормируемых теорий (с нек-рыми оговорками) входят модели с безразмерными константами связи, в т. ч. теории *калибровочных полей*, такие как *квантовая электродинамика* (КЭД) и *квантовая хромодинамика* (КХД).

В перенормируемых теориях оказывается возможным собрать все сингулярные составляющие матричных элементов и *Грина функций* в небольшое число струк-