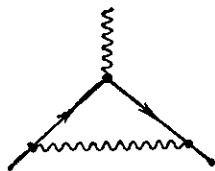


РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ — поправки *возмущений теории* к амплитудам разл. процессов в *квантовой теории поля* (КТП), обусловленные рождением и уничтожением виртуальных частиц.

Вычисление Р. п. к гл. эл.-динамич. процессам было первой задачей после построения осн. принципов *квантовой электродинамики* (КЭД) в 30-х гг. Возникающие при расчётах бесконечности (см. *Ультрафиолетовые расходимости*) устраняются после перенормировок. Совр. метод вычисления Р. п. основан на применении релятивистски инвариантной теории возмущений, созданной в кон. 40-х гг. в работах Р. Фейнмана (R. Feynman), Дж. Швингера (J. Schwinger), С. Томонага (S. Tomonaga), Ф. Дайсона (F. Dyson). Чаще всего используется наглядный метод *Фейнмана диаграмм*.

Исторически вач. импульс развитию совр. КТП дали опыты У. Лэмба (W. Lamb) и Р. Ризерфорда (R. Retherford) в 1947 по измерению расщепления $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ уровней атома водорода, вырожденных в релятивистской квантовой механике с учётом тонкого и сверхтонкого расщеплений. Оказалось, что в действительности вырождения нет — уровень $2P_{1/2}$ на 1000 МГц ниже $2S_{1/2}$. Первые теоретич. расчёты были выполнены в том же году Х. Бете (H. Bethe). С полной последовательностью Р. п. учтены Н. Кроллом (N. Kroll) и У. Лэмбом, а также Дж. Френчем (J. French) и В. Вайскопфом (V. Weisskopf) в 1949 — после рождения совр. КЭД. Осн. вклад в это расщепление (*лэмбовский сдвиг*) вносит поправка к вершинной ф.-ции; соответствующая диаграмма Фейнмана имеет вид, изображённый на рис. 1 (где сплошные линии отвечают электрону; волнистые — фотону).

Рис. 1.



Совр. теоретич. расчёты учитывают большое число диаграмм и приводят к величине расщепления $\Delta\mathcal{E}_{\text{теор}} = \mathcal{E}(2S_{1/2}) - \mathcal{E}(2P_{1/2}) = 1057,910$ МГц [Г. У. Эриксон (G. W. Erickson), 1971] или 1057,864(14) МГц [П. И. Мор (P. J. Mohr), 1975]. Кроме того, в расчётах учитывались эффекты следующих порядков по константе связи, были учтены также эффекты конечных размеров ядра. Эксперим. данные находятся в прекрасном согласии с теоретич. расчётами: $\Delta\mathcal{E}_{\text{эксп}} = 1057,8514(19)$ МГц.

Вычисление вершинной диаграммы позволяет изучить ещё одну важную Р. п. — *аномальный магнитный момент*. Если принять магн. момент фермиона со спином $1/2$, вытекающий из теории Дирака, за единицу, то однопетлевая Р. п. равна $\alpha/2\pi$, где $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, константа связи КЭД. Эта поправка была вычислена впервые Дж. Швингером в 1948, а затем Р. Фейнманом в 1949 с помощью диаграммной техники. Обычно говорят не о самом магн. моменте, а о гиромагнитном отношении g , определяемом как коэф. пропорциональности между магн. моментом μ и спином S , $\mu = g(e/2mc)S$, где e , m — заряд и масса фермиона. В теории Дирака $g = 2$ и Р. п. описываются величиной $(g - 2)$. Теоретич. расчёт позволяет учесть поправки порядка α^2 . При этом получают разные значения для электрона и мюона, что связано с зависимостью результата от массы фермиона. Теоретич. результат для электрона:

$$\left(\frac{g_e - 2}{2}\right)_{\text{теор}} = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328478945\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + 1,17562(56)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 - 1,47(15)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 = 1159652164(108) \cdot 10^{-12};$$

эксперим. значение:

$$\left(\frac{g_e - 2}{2}\right)_{\text{эксп}} = 1159652188,4(4,3) \cdot 10^{-12}$$

(по данным 1988).

Учёт поправок 4-го порядка по α потребовал вычисления почти 900 диаграмм Фейнмана. Для дальнейшего повышения точности необходимо учитывать поправки, связанные со *слабым взаимодействием*, вклад к-рых имеет порядок 10^{-13} .

При вычислении аномального магн. момента мюона необходимо учитывать, хотя и приближённо, поправки 4-го порядка по α (из-за большого фактора, пропорционального отношению масс мюона и электрона). Кроме этого, относительно велик вклад в величину $(g_\mu - 2)$ адронных поправок из-за адронной перенормировки фотонного пропагатора. Чисто электродинамич. вклад есть

$$\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right)_{\text{кэд}} = \frac{\alpha}{2\pi} + 0,765858(10)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + 24,073(11)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + 140(6)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 = 11658480(3) \cdot 10^{-10},$$

а адронная поправка равна $702(19) \cdot 10^{-10}$, так что полное теоретич. значение

$$\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right)_{\text{теор}} = 11659202(20) \cdot 10^{-10}$$

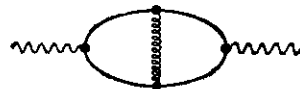
находится в прекрасном согласии с эксперим. значением $(g_\mu - 2)_{\text{эксп}} = 1165922(9) \cdot 10^{-9}$. Оценка величины вклада слабого взаимодействия даёт $2 \cdot 10^{-9}$, что меньше точности и теории и эксперимента.

Ещё одна важная Р. п. — поправка к отношению сечений электрон-позитронной аннигиляции в адроны и мюоны:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

Из квантовой хромодинамики (КХД) следует, что для этого отношения в области применимости теории возмущений осн. поправки связаны с обемами *глюонами*, в частности, гл. поправка определяется двухпетлевой диаграммой (рис. 2) [спиральные линии здесь изображают глюоны, прямые — *кварки*, внешние (волнистые) —

Рис. 2.



фотонами]. Вычислены вклады четырёхпетлевых диаграмм при условии малости масс кварков, так что оканчат. выражение для R имеет вид

$$R = 3 \sum_i Q_i^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1,41\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + 64,7\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 \right\} - \left(\sum_i Q_i \right)^2 1,679\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3,$$

где сумма берётся по всем типам кварков, Q_i — величины кварковых зарядов (заряд электрона принят за единицу) и α_s — константа связи КХД.

Помимо процесса электрон-позитронной аннигиляции в адроны при высокой энергии, теория возмущений может применяться в КХД при изучении *глубоко неупругих процессов*, при этом вычисление Р. п. позволяет обнаружить логарифмич. отклонение от скейлинга Бёркена (см. *Масштабная инвариантность*) в этих процессах.