



КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Авторы: Д. В. Ширков, Д. И. Казаков

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА (КЭД), квантовая теория [электромагнитного взаимодействия](#) заряженных частиц, одного из четырёх видов фундаментальных взаимодействий, известных в природе. В более узком значении КЭД – это квантовая теория взаимодействия электромагнитного поля Максвелла и электрон-позитронного поля Дирака ([спинорного поля](#)). КЭД часто называют также спинорной электродинамикой.

Исторически КЭД была первым чётко сформулированным разделом [квантовой теории поля](#) (КТП). Она сложилась в кон. 1920-х гг. на базе квантовой теории излучения и квантовой теории спинорного поля Дирака. КЭД количественно объясняет эффекты взаимодействия излучения с веществом (испускание, поглощение и рассеяние света), а также описывает взаимодействие между заряженными частицами путём обмена квантом взаимодействия – фотоном, частицей с нулевой массой и спином 1. В основе совр. формулировки КЭД лежит КТП, содержащая два взаимодействующих релятивистских поля: электромагнитное поле, характеризуемое действительным четырёхмерным векторным потенциалом

$A_\mu(x)$ (

$\mu = 0, 1, 2, 3$;

x – пространственно-временная координата), и поле Дирака, описываемое

комплексным лоренцевым спинором

$\psi_\beta(x)$

($\beta = 1, 2, 3, 4$). В случае КЭД электромагнитное взаимодействие характеризуется

[лагранжианом](#)

$$L(x) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial/\partial x^\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi,$$

где

e – заряд электрона,

m – масса электрона,

γ^μ – матрицы Дирака,

$F_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$ – тензор напряжённости электромагнитного поля.

Лагранжиан

(*) описывает всю совокупность электромагнитных явлений. Безразмерной константой, характеризующей интенсивность взаимодействия, является тонкой структуры постоянная

$\alpha = e^2/\hbar c \sim 1/137$ [точнее

$\alpha^{-1} = 137,035981(12)$]. Лагранжиан

(*) инвариантен (симметричен) относительно изменения фазы спинорного поля

[группа инвариантности

$(U)1$] и является примером абелевой калибровочной теории (см. Калибровочные поля).

КЭД является составной частью стандартной модели фундаментальных

взаимодействий, описывающей сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия

на основе единого принципа локальной калибровочной симметрии.

Квантование системы полей

A ,

ψ , взаимодействие которых описывается лагранжианом

(*), приводит к квантовой теории электромагнитного взаимодействия, причём поле

Максвелла

A_μ квантуется на основе Бозе – Эйнштейна статистики, а поле Дирака

ψ – на основе Ферми – Дирака статистики. Согласно общим положениям КТП, поля

A_μ ,

ψ после квантования становятся операторами, удовлетворяющими определённым

перестановочным соотношениям и действующими на вектор состояния системы. Эти

операторы удовлетворяют также связанной системе дифференциальных уравнений,

которые вместе с уравнением Шрёдингера для вектора состояния образуют систему

уравнений движения КЭД.

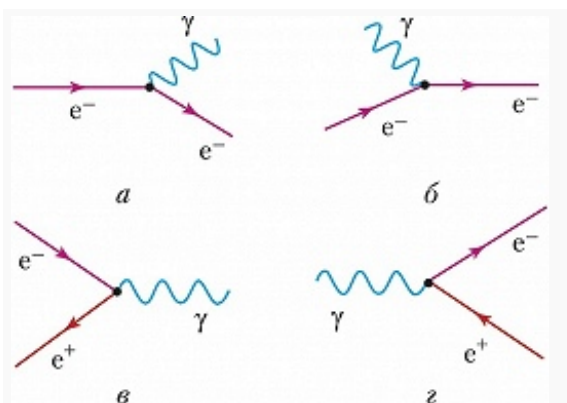


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана:

а – испускание фотона; б – поглощение фотона; в – аннигиляция электрона и позитрона; г – рождение пары электрон-позитрон. Линии изображают распро...

(γ), электронов

(e^-), позитронов

(e^+) и др. частиц, из одного состояния в другое. Вероятность перехода, как и в квантовой механике, даётся квадратом модуля амплитуды вероятности. Однако в отличие от квантовой механики, число частиц в реакциях не сохраняется, возможны процессы рождения, распада, аннигиляции частиц, а также испускание и поглощение фотонов (рис. 1).

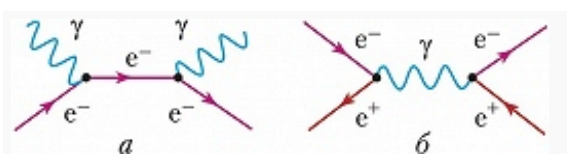


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана:

а – эффект Комптона; б – аннигиляция и рождение пары электрон-позитрон.

Поскольку система уравнений движения КЭД не допускает точного решения, её решают приближённо методом теории возмущений по малому безразмерному параметру α . Наглядное графич. изображение этой теории дают Фейнмана диаграммы. На этих диаграммах линии изображают распространение частиц, вершины – процесс локального взаимодействия. Диаграммам соответствуют определённые математич. выражения, задаваемые правилами Фейнмана, которые позволяют вычислять амплитуды вероятностей перехода систем, состоящих из фотонов

Первый эффект, который объяснила КЭД, – лэмбовский сдвиг уровней энергии атома. КЭД описывает также такие процессы, как комптоновское рассеяние (Комптона эффект), тормозное излучение, аннигиляция и рождение частиц и др. (рис. 2). Относит. погрешность вычислений составляет величину порядка α . Для увеличения точности необходимо учесть

высшие члены теории возмущений – т. н. радиационные поправки, соответствующие вкладам от таких переходов, которые в промежуточных состояниях содержат

дополнит. виртуальные частицы – виртуальные фотоны, электроны и позитроны. Однако соответствующие матричные элементы, представляемые интегралами по четырёхмерным импульсам виртуальных частиц, как правило, расходятся в области больших импульсов и приводят к бесконечностям. Проблема расходимости в течение мн. лет препятствовала вычислению радиац. поправок в КЭД и развитию КТП в целом. Она была решена во 2-й пол. 1940-х гг. с помощью метода перенормировок, в котором все УФ-расходимости в КЭД можно представить в виде вкладов, перенормирующих характеристики электрона – его массу

m и заряд

e . Бесконечный характер таких перенормировок не приводит к физич. противоречиям вследствие невозможности наблюдать перенормированные, «голые» значения

m_0 и

e_0 . Первой успешной демонстрацией плодотворности идеи об устранении УФ-расходимостей с помощью бесконечных перенормировок была работа Х. Бете (1947) по нерелятивистскому расчёту лэмбовского сдвига уровней в атоме водорода.

Ковариантная теория возмущений (С. Томонага, Дж. Швингер, Р. Фейнман, 1946–49) позволила создать регулярный метод устранения расходимостей в КЭД и вычислить низшие радиац. поправки к осн. эффектам, напр. к магнитному моменту электрона. В 1-й пол. 1950-х гг. была разработана (Ф. Дайсон, А. Салам, Н. Н. Боголюбов и др.) общая теория перенормировок и для класса перенормируемых взаимодействий построена перенормированная теория возмущений.

Радиац. поправки к процессам с участием заряженных частиц имеют также ИК-расходимости, связанные с дальнодействующим характером электромагнитного взаимодействия. Однако ИК-расходимости отсутствуют в сечении ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ, в котором суммируются вероятности переходов в состояния с произвольным числом «мягких» фотонов (экспериментально такие состояния нельзя отличить от исходного из-за конечной разрешающей способности регистрирующих приборов).

Хорошее согласие теоретич. расчётов КЭД с экспериментом может быть проиллюстрировано на примере вычисления радиац. поправок к АНОМАЛЬНОМУ МАГНИТНОМУ МОМЕНТУ электрона. Магнитный момент – величина, обуславливающая

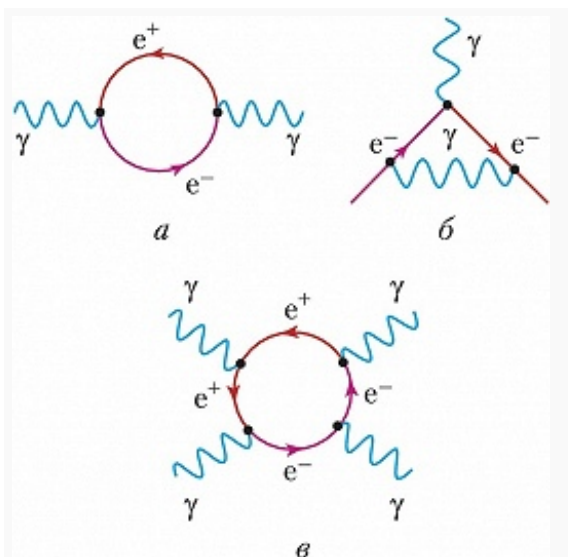


Рис. 3. Диаграммы Фейнмана:
 а – поляризация вакуума; б –
 возникновение аномального
 магнитного момента электрона; в –
 рассеяние света на свете.

взаимодействие покоящейся частицы с внешним магнитным полем. Из квантовой теории электрона Дирака следует, что электрон обладает магнитным моментом, равным магнетону Бора

$\mu_B = e\hbar/2mc$. В КЭД к этому выражению возникают поправки, получившие назв. аномального магнитного момента. Они пропорциональны

α в степенях 2, 3 и т. д. и обязаны своим происхождением рождению виртуальных частиц в вакууме. Простейшая диаграмма Фейнмана, соответствующая возникновению аномального магнитного момента электрона, изображена на рис. 3, б. Она была вычислена

Дж. Швингером в 1948 и даёт значение

$\mu = \mu_B(1 + \alpha/2\pi)$. На 2008 аномальный магнитный момент электрона в КЭД вычислен с высокой точностью:

$$\mu_{\text{теор}} = \mu_B(1 + (\alpha/2\pi) - 0,328478(\alpha/\pi)^2 + + 1,184175(\alpha/\pi)^3 + \dots) = 1,001159652306(111)\mu_B$$

и находится в согласии с эксперим. значением

$$\mu_{\text{эксп}} = 1,001159652188(4)\mu_B,$$

определённым с точностью 10^{-12} . Соответствие между расчётным и эксперим. значениями (порядка 10^{-10}) является рекордным в физике. Точность сравнения теории с экспериментом определяется погрешностью в значении α , определённом с помощью [Джозефсона эффекта](#). На этом уровне точности оказываются несущественными теоретич. квантовополевые поправки за счёт эффектов сильного и слабого взаимодействий и эффектов, выходящих за рамки КЭД, а также радиац. поправки порядка α^4 .

Характерным эффектом, который объясняется КЭД, является рассеяние света на

свете (рис. 3, в). В классич. электродинамике этот эффект вообще не рассматривается, т. к. электромагнитные волны не взаимодействуют друг с другом. В КЭД это становится возможным благодаря наличию флуктуаций вакуума, в результате которых появляется взаимодействие между фотонами, т. е. нарушается принцип суперпозиции электромагнитных волн.

Для др. эффектов КЭД – [аннигиляции и рождения](#) пары электрон-позитрон, дельбрюкковского рассеяния фотонов электромагнитным полем ядра и др. – также характерно отличное согласие теории с экспериментом. Однако по сравнению с аномальным магнитным моментом уровень соответствия в них не столь высок либо из-за меньшей точности эксперимента, либо вследствие того, что оказывается более существенным учёт эффектов, выходящих за рамки КЭД. Так, напр., эксперим. значение величины сверхтонкого расщепления уровня $1s_{1/2}$ в атоме водорода известно с точностью, достигающей 13 порядков, тогда как теоретич. расчёты дают здесь лишь 7 знаков, причём уже с учётом конечных размеров протона. Величина лэмбовского сдвига в атоме водорода известна из опыта с точностью 10^{-7} , а согласующееся с ней теоретич. значение имеет погрешность на уровне 10^{-6} , причём вклад эффектов, выходящих за рамки КЭД, достигает порядка 10^{-5} .

Эффект [поляризации вакуума](#) за счёт рождения виртуальных электрон-позитронных пар экспериментально проявляется в зависимости постоянной тонкой структуры от переданного импульса частиц, участвующих во взаимодействии. В низшем порядке по α он определяется диаграммой Фейнмана (рис. 3, а) и ведёт к логарифмич. зависимости эффективной константы от импульса:

$$\alpha(p^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \frac{\alpha(0)}{3\pi} \lg\left(\frac{p^2}{m^2}\right)},$$

что получило подтверждение в измерениях на Большом электрон-позитронном коллайдере в ЦЕРНе (Женева).

Эксперим. данные по всем без исключения эффектам КЭД прекрасно согласуются с

теоретич. значениями в тех случаях, когда др. виды взаимодействий в этих эффектах оказываются несущественными либо поддаются учёту. Этот факт имеет принципиальное значение как для КЭД, так и для КТП в целом. Он свидетельствует о том, что осн. положения совр. локальной (калибровочной) КТП, а также динамич. основа КЭД, соответствующая локально калибровочному лагранжиану взаимодействия, оказываются справедливыми во всей области, доступной совр. эксперименту.

Литература

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. 4-е изд. М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. 4-е изд. М., 1984; они же. Квантовые поля. 2-е изд. М., 1993. Гл. 5, 7, 8; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. 4-е изд. М., 2002; Фейнман Р. Квантовая электродинамика. 3-е изд. М., 2004.