

мости). Существует последовательный метод, называемый процедурой регуляризации и перенормировки, к-рый позволяет избавиться от этих расходимостей. В этом методе формулируются правила, по к-рым нек-рым внутр. блокам (обобщённым вершинам, см. ниже) в Ф. д. ставятся в соответствие определ. матем. операции. С их помощью удаётся скомпенсировать УФ-расходимости (см. *Регуляризация расходимостей, Перенормировки*).

В выделении обобщённых вершин, используемых в процедуре перенормировок, существенную роль играет следующая классификация Ф. д. Диаграмма наз. связаной, если из любой её вершины можно попасть в любую другую, перемещаясь по внутр. линиям. В противном случае диаграмма наз. несвязаной. Диаграмма наз. сильно связаной или одночастично неприводимой, если она остаётся связаной после разрыва любой одной внутр. линии. Разл. совокупности вершин и внутр. линий диаграммы наз. её поддиаграммами. Они имеют ту же классификацию, что и диаграммы. Обобщённые вершины — это сильно связанные поддиаграммы, к-рые подсоединяются к др. частям диаграммы так же, как обычные вершины или внутр. линии. В КЭД три типа обобщённых вершин: собственная энергия электрона (подсоединяется двумя электрон-позитронными линиями), собственная энергия фотона или поляризация вакуума (подсоединяется двумя фотонными линиями), треугольная вершина (подсоединяется двумя электрон-позитронными линиями и одной фотонной).

Специфические особенности имеет диаграммная техника для моделей с неабелевыми калибровочными полями. Это связано с тем, что для их последовательной релятивистски инвариантной формулировки приходится рассматривать помимо физ. компонент калибровочных полей и нефизические. Оказывается, что лишний вклад в наблюдаемые величины от нефиз. компонент можно скомпенсировать вкладом нек-рых «духовых» полей (см. *Фаддеева — Попова духи*), имеющих неправильную связь спина со статистикой. Соответственно этому помимо диаграмм, описывающих распространение и взаимодействие материальных и калибровочных полей, приходится рассматривать диаграммы, в к-рых фигурируют «духовые» поля. Так, в квантовой хромодинамике помимо вершин, описывающих взаимодействие материальных полей (кварков) с калибровочными полями (глюонами) и глюонов между собой (рис. 5, а и рис. 5, б, 5, в), приходится вводить вершины, описывающие взаимодействие глюонов с «духами» (рис. 5, з).

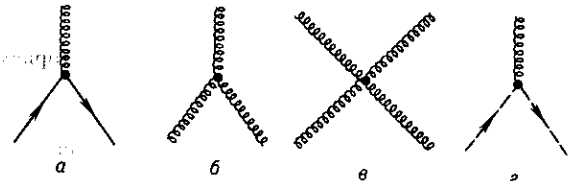


Рис. 5.

Поскольку для физ. процессов ни в начальном, ни в конечном состоянии «духи» присутствовать не могут, то вклад в амплитуду таких процессов дают только диаграммы, в к-рых нет внеш. «духовых» линий. Однако при рассмотрении выражений, не зависящих от поляризации начальных и (или) конечных калибровочных полей, иногда технически более удобно суммировать по всем компонентам этих полей, а не только по физическим. В этом случае вклад нефиз. компонент может быть скомпенсирован вкладом от диаграмм, в к-рых в начальном и (или) конечном состоянии «духи» присутствуют.

Ф. д. широко используются для анализа аналитических свойств амплитуд рассеяния, в частности для исследования их особенностей (сингулярностей). Иногда это позволяет из всей совокупности диаграмм, отвечающих данному процессу, выделить нек-рую подсовокупность, к-рая вносит осн. вклад.

Метод Ф. д. успешно применяется также в квантовой теории многих частиц, в частности для описания конденсированных тел и ядерных реакций.

Лит.: Фейнман Р., Теория фундаментальных процессов, пер. с англ., М., 1978; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993; Ициксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984. Д. А. Славнов.

Правила Фейнмана в квантовой теории поля — правила соответствия между вкладами определ. порядка теории возмущений в матричные элементы матрицы рассеяния и Ф. д. Регулярный вывод ПФ основан на применении *Вика теоремы* для хронологических произведений к хронологическим произведениям полевых операторов, через интегралы от к-рых выражаются вклады в матрицу рассеяния. В ПФ центр. роль играют пропагаторы квантовых полей, равные их хронологическим спариваниям, т. е. вакуумным ожиданиям от парных хронологических произведений:

$$u_a(x)u_b(y) = \langle T u_a(x)u_b(y) \rangle_0, \quad (1)$$

к-рые также равны причинным ф-циям Грина этих полей:

$$u_a(x)u_b(y) = i\delta_{ab}\Delta_c^+(x-y). \quad (2)$$

Наряду с пропагаторами $i\Delta(x-y)$, к-рым в Ф. д. соответствуют линии, соединяющие точки x и y , и к-рые полностью характеризуют взаимодействующие поля, ПФ включают элементы, описывающие механизм взаимодействия и отражающие структуру лагранжиана взаимодействия рассматриваемой квантовополевой модели.

Существуют две разновидности ПФ: правила в координатном представлении, на основе к-рых можно сопоставить диаграммы вкладам в S -матрицу, выраженным через операторные полевые ф-ции; более полезными оказываются ПФ в импульсном представлении, к-рые служат непосредственно для построения матричных элементов переходов между физ. состояниями, характеризуемыми наряду с прочими квантовыми числами значениями 4-импульсов частиц. В дальнейшем термином «ПФ» будем называть именно правила Фейнмана в импульсном представлении.

В этом представлении вместо выражений (1), (2) используют их фурье-образы $\Delta_a(p)$, к-рым на Ф. д. соответствуют внутр. линии, по к-рым как бы движутся частицы с импульсом p . Места встречи линий — вершины — описывают взаимодействие частиц. Поэтому, согласно ПФ, вершинам отвечают множители в матричных элемен-

Правила Фейнмана для квантовой электродинамики

	Элемент диаграммы		Фактор в матричном элементе
	название	изображение	
(1)	Вершина		$(2\pi)^4 ie \gamma^\mu \delta^4(p+k-p')$
(2)	Внутренняя фотонная линия		$\frac{1}{(2\pi)^4} i \frac{g_{\mu\nu}}{(-k^2)}$
(3)	Внутренняя электрон-позитронная линия		$\frac{1}{(2\pi)^4} i \frac{m+\not{p}}{m^2-p^2}; \not{p} = \gamma^\mu p_\mu$
(4)	Внешняя фотонная линия		$\frac{(e^\alpha(k))_\mu}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2k_0}}$
(5)	Внешняя выходящая электронная линия		$(2\pi)^{-3/2} \bar{u}_\alpha(p)$
(6)	Внешняя входящая электронная линия		$(2\pi)^{-3/2} u_\alpha(p)$