тах, передающие структуру лагранжианов взаимодействия. В качестве иллюстрации в табл. приведены правила соответствия для квантовой электродинамики в диагональной (иначе фейнмановской) калибровке эл.-магн. поля.

Полный набор ПФ состоит из правил соответствия, приведённых в табл., и следующих общих правил:

(7) для построения вклада n-го порядка по e в матричный элемент заданного процесса следует нарисовать все диаграммы, содержащие ровно n вершин, соединяющие их внутр. линии и заданный набор внеш. линий, определяемый суммарно начальным и конечным состоянием рассматриваемого процесса. При этом следует иметь в виду, что направления, указанные стрелками на электронных линиях, отвечают движению позитрона против направления стрелок;

(8) каждой из этих диаграмм по правилам соответствия из табл. путём перемножения факторов из правой колонки, упорядоченных по движению вдоль электронных линий, ставится в соответствие выражение, к-рое затем должно быть проинтегрировано по 4-импульсам и просуммировано по всем индексам всех внутр. линий;

(9) если в диаграмме имеется l замкнутых электронных петель, то всё выражение должно быть умножено на $(-1)^l$;

(10) если в диаграмме имеется топологическая симметрия k-го порядка, т. е. можно переставить k вершин, не изменив топологию диаграммы, то следует добавить множитель $(k!)^{-1}$;

(11) если в начальном или конечном состоянии имеются тождественные бозе-(ферми-) частицы, то следует провести соответствующую (анти)симметризацию.

Выражение, стоящее в строке (1) правил соответствия, отвечает структуре лагранжиана взаимодействия $\mathscr{L}(x)=e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu(x)$, за исключением множителя i, к-рый учитывает тот факт, что вклад n-го порядка в S-матрицу содержит множитель i^n:

$$S_n\sim\frac{i^n}{n!}\int T\{\mathscr{L}(x_1)\,...\,\mathscr{L}(x_n)\}dx_1\,...\,dx_n.$$

Две следующие строчки содержат пропагаторы полей, а затем в правилах соответствия фигурируют вектор поляризации фотона $e^\alpha(\boldsymbol{k})$ и неквантованные дираковские спиноры $\bar{v}(\boldsymbol{p})$, $v(\boldsymbol{p})$, являющиеся решениями свободного *Дирака уравнения* и отвечающие электронам (и/или позитронам) в начальном и конечном состояниях.

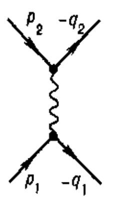

Рис. 6.

Пользуясь приведёнными ПФ, получим матричный элемент процесса $e^-+e^-\to e^-+e^-$ (т. е. *мёллеровского рассеяния* электронов) в низшем, втором по e, порядке теории возмущений. Единств. диаграммой оказывается диаграмма, приведённая на рис. 6. Используя введённые на этом рисунке импульсные обозначения, положим, что импульсы электронов в нач. состоянии равны p_1 и p_2, а электроны конечного состояния обладают импульсами $-q_1$, $-q_2$ (при этом, разумеется, $q_1^0<0$, $q_2^0<0$). Используя правила (1), (2), (5), (6) и (8), находим:

$$M(p_1,p_2,-q_1,-q_2)=\frac{e^2}{i(2\pi)^2}\delta(p_1+p_2+q_1+q_2)\times$$

$$\times\frac{g_{\mu\nu}}{(p_1+q_1)^2}\bar{v}_\sigma(-q_1)\gamma^\mu v_\rho(p_1)\bar{v}_\varkappa(-q_2)\gamma^\nu v_\lambda(p_2).$$

Согласно правилу (11), это выражение следует ещё антисимметризовать по электронам начального и конечного состояний.

Из релятивистской квантовой теории поля метод Ф. д. и ПФ непосредственно переносится в квантовую статистику при нулевой темп-ре и без труда формулируется для теории возмущений при конечной темп-ре.

Лит.: Feynman R. P., Space-time approach to quantum electrocity, «Phys. Rev.», 1949, v. 76, p. 769; Фейнман Р., Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964; Биленький С. М., Введение в диаграммную технику Фейнмана, М., 1971; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993.

Д. В. Ширков.

ФЕ́ЙНМАНА ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ квантовой механики — форма записи амплитуды перехода квантовой системы, или ф-ции распространения (*пропагатора*), предложенная Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1948.

В простейшем одномерном случае, когда координата q нерелятивистской частицы принимает в моменты времени t_1 и t_2 значения Q_1 и Q_2 соответственно, амплитуда перехода $1\to2$ $K_{21}=K(Q_2,\,t_2|Q_1,\,t_1)$ определяется как матричный элемент оператора эволюции:

$$K_{21}=\langle Q_2|\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t_2-t_1)\right\}|Q_1\rangle,$$

где $\hat{H}$ — гамильтониан. Для свободной частицы массы m $\hat{H}=\hat{H}_0=-(h^2/2m)\partial_q^2$ и амплитуда K_{21}^0 может быть получена из *Шрёдингера уравнения*

$$i\hbar\partial_t K_{21}^0=-\frac{\hbar^2}{2m}\partial_q^2K_{21}^0$$

с дельтаобразным нач. условием: $K_{21}^0(t_2=t_1)=\delta(Q_2-Q_1)$, откуда

$$K_{21}^0=\left(\frac{m}{2\pi\hbar t}\right)^{1/2}\exp\left(\frac{imq^2}{2\hbar t}\right),\ t=t_2-t_1,\ q=Q_2-Q_1.$$

Фейнман получил выражение для амплитуды перехода несвободной частицы, когда $\hat{H}=\hat{H}_0+\hat{V}(q)$, в виде континуального (функционального) интеграла, к-рый получается как предельная амплитуда при разбиении отрезка времени $[t_1,\,t_2]$ на n частей длительностью $\Delta t_j=\Delta t=t/n$, если $n\to\infty$. В этом случае

$$K_{21}=\lim_{n\to\infty}\int dq_{n-1}\,...\,dq_1\exp\left(-\frac{it}{n\hbar}\sum_{k=1}^{n}V(q_k)\right)\times$$

$$\times\prod_{j=1}^{n}K_{21}^0(q_j|q_{j-1}),$$

где $q_j=q(t_1+tj/n)$, $j=1,\,2,\,...,\,n$. Если ввести условную меру интегрирования

$$Dq=\prod_j dq_j\left(\frac{m}{2\pi\hbar\Delta t_j}\right)^{1/2},$$

то пропагатор приводится к интегралу по траекториям $q(t)$, соединяющим точки Q_1, Q_2:

$$K_{21}=\int\limits_{\{q(t)\}}Dq\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int\limits_{(Q_1,t_1)}^{(Q_2,t_2)}dt\left(m\dot{q}^2/2-V(q)\right)\right\},$$

к-рый наз. фейнмановским интегралом по траекториям (путям) или интегралом по мере Фейнмана

$$D_Fq\equiv Dqe^{iS/\hbar},$$

где $S\,[q(t)]$ — классич. действие частицы, рассматриваемое как функционал от траектории $q(t)$.

Лит.: Фейнман Р., Хибс А., Квантовая механика и интегралы по траекториям, пер. с англ., М., 1968.

Ю. П. Рыбаков.

ФЕ́МТО... (от дат. femten — пятнадцать) — приставка к наименованию единицы физ. величины для образования наименования *дольной единицы*, составляющей 10^{-15} от исходной. Обозначения: ф, *f*. Пример: 1 фс (фемтосекунда) = 10^{-15} с.

ФЕМТОСЕКУ́НДНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность методов исследования вещества с помощью световых импульсов фемтосекундной (10^{-15}—10^{-12} с) длительности. Ф. с. сочетает возможности диагностики вещества методами обычной оптич. спектроскопии (в т. ч. *лазерной спектроскопии*) с использованием сверхкоротких импульсов (СКИ).

Ф. с. является развитием спектроскопии с пикосекундным (10^{-12}—10^{-9} с) разрешением (пикосекундной спектроскопии) и основана на созданных в 70—80-х гг. лазерах, генерирующих импульсы света фемтосекундной длительности. В фемто- и пикосекундной спектроскопии оптич. импульс (или пара импульсов) создаёт неравновесное состояние в исследуемом образце, а затем в разл. моменты