действующих между частицами, оказывается вторичным эффектом, возникающим в результате обмена квантами поля, переносящего взаимодействие.

2. Свободные поля и корпускулярно-волновой дуализм

В соответствии с кратко очерченной выше общей физ. картиной в систематич. изложении КТП можно отправляться и от полевых, и от корпускулярных представлений.

В полевом подходе надо сначала построить теорию соответствующего классич. поля, затем подвергнуть его квантованию [по образцу квантования эл.-магн. поля В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) и В. Паули (W. Pauli)] и, наконец, разработать для получающегося квантованного поля корпускулярную интерпретацию. Основным исходным понятием здесь будет поле $u^a(x)$ (индекс a нумерует компоненты поля), определённое в каждой пространственно-временной точке $x=(ct, \boldsymbol{x})$ и осуществляющее к.-л. достаточно простое представление группы Лоренца. Дальнейшая теория строится проще всего с помощью *Лагранжева формализма*: выбирают локальный [т. е. зависящий лишь от компонент поля $u^a(x)$ и их первых производных $\partial_\mu u^a(x)\equiv\partial u^a/\partial x_\mu\equiv\equiv u^a_{,\mu}(x)$ $(\mu=0, 1, 2, 3)$ в одной точке x] квадратичный пуанкаре-инвариантный (см. *Пуанкаре группа*) *лагранжиан* $L(x)=L(u^a, \partial_\mu u^b)$ и из *наименьшего действия принципа* $\delta S=\delta\int d^4xL(x)=0$ получают уравнения движения. Для квадратичного лагранжиана они линейны — свободные поля удовлетворяют принципу суперпозиции.

В силу *Нётер теоремы* из инвариантности действия S относительно каждой однопараметрич. группы следует сохранение (независимость от времени) одной, явно указываемой теоремой, интегральной ф-ции от u^a и $\partial_\mu u^b$. Поскольку сама группа Пуанкаре 10-параметрична, в КТП обязательно сохраняются 10 величин, к-рые иногда называют фундам. динамич. величинами: из инвариантности относительно четырёх сдвигов в четырёхмерном пространстве-времени следует сохранение четырёх компонент вектора энергии-импульса P_μ, а из инвариантности относительно шести поворотов в 4-пространстве следует сохранение шести компонент момента — трёх компонент трёхмерного момента импульса $M_i=\frac{1}{2}\mathcal{E}_{ijk}M_{jk}$ и трёх т. н. бустов $N_i=c^{-1}M_{0i}$ $(i, j, k=1, 2, 3$, $\mathcal{E}_{ijk}$ — единичный полностью антисимметричный тензор; по дважды встречающимся индексам подразумевается суммирование). С матем. точки зрения десять фундам. величин — P_μ, M_i, N_i — суть *генераторы группы* Пуанкаре.

Если действие остаётся инвариантным и при выполнении над рассматриваемым полем нек-рых других, не входящих в группу Пуанкаре непрерывных преобразований симметрии — преобразований внутр. симметрий,— из теоремы Нётер следует тогда существование новых сохраняющихся динамич. величин. Так, часто принимают, что ф-ции поля комплексны, налагают на лагранжиан условие эрмитовости (см. *Эрмитов оператор*) и требуют инвариантности действия относительно глобального *калибровочного преобразования* (фаза α не зависит от x) $u^a(x)\to e^{i\alpha}u^a(x)$, $u^{*a}(x)\to e^{-i\alpha}u^{*a}(x)$. Тогда оказывается (как следствие теоремы Нётер), что сохраняется заряд

$$Q=i\int d^4x\sum_a\left(u^{*a}\frac{\partial L}{\partial u^{*a}_{,0}}-u^a\frac{\partial L}{\partial u^a_{,0}}\right).$$

Поэтому комплексные ф-ции u^a можно использовать для описания заряж. полей. Той же цели можно достичь, расширяя область значений, пробегаемых индексами a, так, чтобы они указывали и направление в изотопич. пространстве, и требуя от действия инвариантности относительно вращений в нём. Заметим, что заряд Q — не обязательно электрич. заряд, это может быть любая, не связанная с группой Пуанкаре сохраняющаяся характеристика поля, напр. *лептонное число*, *странность*, *барионное число* и т. п.

Каноническое квантование, согласно общим принципам квантовой механики, состоит в том, что обобщённые координаты [т. е. (бесконечный) набор значений всех компонент поля $u^1, \ldots, u^N$ во всех точках $\boldsymbol{x}$ пространства в нек-рый момент времени t (при более ухищрённом изложении — во всех точках нек-рой пространственноподобной гиперповерхности σ] и обобщённые импульсы $\pi^b(\boldsymbol{x}, t)=\partial L/\partial\dot{u}^b(\boldsymbol{x}, t)$ объявляют операторами, действующими на амплитуду состояния (вектор состояния) системы, и налагают на них перестановочные соотношения:

$$u^a(\boldsymbol{x}, t)\,\pi^b(\boldsymbol{y}, t)\pm\pi^b(\boldsymbol{y}, t)\,u^a(\boldsymbol{x}, t)=i\hbar\delta^{ab}\,\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y}), \quad (1)$$

причём знаки «+» или «—» соответствуют квантованию по Ферми — Дираку или Бозе — Эйнштейну (см. ниже). Здесь δ^{ab} — *Кронекера символ*, $\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y})$ — *дельта-функция* Дирака.

Из-за выделенной роли времени и неизбежного обращения к конкретной системе отсчёта перестановочные соотношения (1) нарушают явную симметрию пространства и времени, и сохранение релятивистской инвариантности требует спец. доказательства. Кроме того, соотношения (1) ничего не говорят о коммутац. свойствах полей во времениподобных парах точек пространства-времени — значения полей в таких точках причинно зависимы, и их перестановки можно определить, только решая ур-ния движения совместно с (1). Для с в о б о д н ы х п о л е й, для к-рых ур-ния движения линейны, такая задача разрешима в общем виде и позволяет установить — и притом в релятивистски симметричной форме — перестановочные соотношения полей в двух произвольных точках x и y:

$$[u^a(x),\ u^b(y)]_\pm\equiv u^a(x)\,u^b(y)\pm u^b(y)\,u^a(x)=$$
$$=-P^{ab}(\partial/\partial x)\,D_m(x-y). \quad (2)$$

Здесь D_m — *перестановочная функция* Паули — Йордана, удовлетворяющая *Клейна — Гордона уравнению* $(\Box-m^2)D_m(x)=0$, P^{ab} — полином, обеспечивающий удовлетворение правой частью (2) ур-ний движения по x и по y, $\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, m — масса кванта поля (здесь и далее используется система единиц $\hbar=c=1$).

В корпускулярном подходе к релятивистскому квантовому описанию свободных частиц векторы состояния частицы должны образовывать неприводимое представление группы Пуанкаре. Последнее фиксируется заданием значений операторов Казимира (операторов, коммутирующих со всеми десятью генераторами группы P_μ, M_i и N_i), к-рых у группы Пуанкаре два. Первый — оператор квадрата массы $m^2=P^\mu P_\mu$. При $m^2\neq0$ вторым оператором Казимира служит квадрат обычного (трёхмерного) спина, а при нулевой массе — оператор спиральности (проекции спина на направление движения). Спектр m^2 непрерывен — квадрат массы может иметь любые неотрицат. значения, $m^2\geqslant0$; спектр спина дискретен, он может иметь целые или полуцелые значения: $0, \frac{1}{2}, 1, \ldots$ Кроме того, надо задать ещё поведение вектора состояния при отражении нечётного числа координатных осей. Если никаких других характеристик задавать не требуется, говорят, что частица не имеет внутр. степеней свободы и наз. *истинно нейтральной частицей*. В противном случае частица обладает зарядами того или иного сорта.

Чтобы фиксировать состояние частицы внутри представления, в квантовой механике надо задать значения полного набора коммутирующих операторов. Выбор такого набора неоднозначен; для свободной частицы удобно взять три составляющих её импульса $\boldsymbol{p}$ и проекцию s спина l_s на к.-л. направление. Т. о., состояние одной свободной истинно нейтральной частицы полностью