зволяет использовать для релятивистских ур-ний удобную лоренц-ковариантную запись.

Различные временные представления О. Рассмотренная выше схема квантовой теории, когда не зависящей от времени динамич. величине F ставится в соответствие также не зависящий от t О. $\hat{F}$, а эволюция системы целиком определяется поведением волновой ф-ции, подчиняющейся ур-нию Шрёдингера, формальное решение к-рого можно представить как

$$\psi(t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t-t_0)\right\}\psi(t_0),$$

наз. *Шрёдингера представлением* для О. и ф-ций состояния. Из возможных др. временны́х представлений отметим два, широко используемых в квантовой теории. В *Гейзенберга представлении* ψ-функция является пост. вектором; полагая в приведённой выше ф-ле $t_0 = 0$, можно представить эту ф-цию как нач. значение рассмотренной ранее $\psi^{(H)} = \psi(0)$, а зависимость от t переносится на О. динамич. величин:

$$\hat{F}^{(H)}(t) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}\hat{F}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\},$$

ур-ние движения для к-рых имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{F}^{(H)}(t) = [\hat{H}, \hat{F}^{(H)}(t)]_-.$$

Для построения *взаимодействия представления* существенно разделение $\hat{H}$ на части, $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$, связанное обычно с применением теории возмущений. В этом временно́м представлении зависимость $\hat{F}$ от t определяется с помощью нулевого гамильтониана:

$$\hat{F}^{(I)}(t) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\}\hat{F}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\},$$

а эволюция волновой ф-ции

$$\psi^{(I)}(t) = \exp\{(i/\hbar)\hat{H}_0 t\}\psi(t)$$

определяется О. $\hat{H}_1^{(I)}$:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi^{(I)}(t) = \hat{H}_1^{(I)}(t)\psi^{(I)}(t),$$

причём формальное решение этого ур-ния можно записать как

$$\psi^{(I)}(t) = S(t, t_0)\psi^{(I)}(t_0),$$

где оператор S-матрицы (наз. *матрицей рассеяния*)

$$S(t, t_0) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t-t_0)\right\}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t_0\right\}.$$

Матрица плотности, матрица рассеяния и другие О. Наряду с О., непосредственно связанными с определёнными физ. переменными, в квантовой теории используются О., к-рые определяют все свойства системы, включая её состояние, или ряд её свойств. Выше предполагалось, что состояние квантовомеханич. системы фиксируется с помощью волновой ф-ции, представляемой вектором $\Phi(t) = \{\Phi_n(t)\}$. Если этому т. н. *чистому состоянию* поставить в соответствие О. $\rho(t)$ с матричными элементами $\langle n|\rho|m\rangle = \Phi_n^*(t)\Phi_m(t)$, то ср. значения физ. величины F запишутся как

$$\bar{F} = \sum_{n,m}\langle n|\rho|m\rangle\langle m|F|n\rangle = \mathrm{Sp}\{\rho\hat{F}\},$$

а сам О. $\rho(t)$ в соответствии с ур-нием Шрёдингера для $\Phi(t)$ будет удовлетворять ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial\rho(t)}{\partial t} = \hat{H}\rho - \rho\hat{H}$$

и иметь формальное решение в виде

$$\rho(t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}\rho(0)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}.$$

О. ρ наз. *матрицей плотности*. Он характеризует систему и в случаях, когда она находится в т. н. *смешанном состоянии*, что существенно, напр., при рассмотрении статистич. систем. Матричное представление О. ρ может быть определено в смешанном представлении (напр., в координатно-импульсном), что невозможно в традиц. квантовой механике, оперирующей с чистыми квантовомеханич. состояниями. О. $\rho(t)$ допускает помимо шрёдингеровского и иные временны́е представления.

О. S-матрицы (и его модификаций, включая температурные варианты) определяет изменение свойств системы по отношению к нек-рому известному «исходному» состоянию, напр. к состоянию с «выключенным» взаимодействием частиц $\hat{H}_1$ (для этого в $\hat{H}_1$ добавляют фактор $\exp\{-\varepsilon|t|\}$, $\varepsilon > 0$, $\varepsilon \to 0$, обеспечивающий выключение взаимодействия при $t \to \pm\infty$). Тогда для конечного t ($t_0 \to -\infty$) введённый ранее О. можно представить как бесконечный ряд, записываемый условно в виде т. н. T-экспоненты, т. е. упорядоченного по временны́м аргументам (см. *Хронологическое произведение*) степенного её разложения:

$$S(t) = T\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{t}\hat{H}_1^{(I)}(\tau)d\tau\right\} =$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty}\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^n\int_{-\infty}^{t}d\tau_1\int_{-\infty}^{\tau_1}d\tau_2\ldots\int_{-\infty}^{\tau_{n-1}}d\tau_n\hat{H}_1^{(I)}(\tau_1)\ldots\hat{H}_1^{(I)}(\tau_n).$$

Этот ряд служит основой для построения приближений в рамках теории возмущений по $\hat{H}_1$.

О. t-матрицы, родственной О. S, на простейшем примере задачи двух тел (задачи рассеяния) модифицирует падающую из бесконечности на рассеивающий центр $H_1 = \Phi(\boldsymbol{r})$ плоскую волну $\varphi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r})$ в расходящуюся волну $\psi_{\mathbf{k}}^{+}$ (в соответствии с граничными условиями квантовомеханич. задачи рассеяния), так что $\hat{H}_1\psi^+ = t\varphi$. Ур-ние Шрёдингера, записанное в терминах t-О., и его формальное решение имеют вид

$$t = \hat{H}_1 + \hat{H}_1\frac{1}{\mathscr{E} - \hat{H}_0 + i\varepsilon}t; \quad t = \hat{H}_1 + \hat{H}_1\frac{1}{\mathscr{E} - (\hat{H}_0 + \hat{H}_1) + i\varepsilon}\hat{H}_1.$$

В случаях, когда потенциал $\Phi(\boldsymbol{r})$ не имеет фурье-образа (напр., при взаимодействии твёрдых сфер конечного радиуса), а использование импульсного варианта представления вторичного квантования всё же рационально, импульсное представление t-О. заменяет несуществующую величину $\nu(\boldsymbol{q})$, причём при малых передачах импульса $|\boldsymbol{q}|$ матричный элемент t-О. выходит на константу, пропорц. *длине рассеяния* a:

$$\nu(|\boldsymbol{q}|) = \langle p + |\boldsymbol{q}|, p' - |\boldsymbol{q}||\Phi(\boldsymbol{r})|p, p'\rangle \to$$
$$\to \langle p + |\boldsymbol{q}|, p' - |\boldsymbol{q}||t|p, p'\rangle \approx 2\pi a\hbar^2/m.$$

О. преобразований. В квантовой теории такие О. широко используются для осуществления переходов к др. представлениям и координатам, для трансляций и поворотов в разл. пространствах, сдвига во времени, дискретных преобразований самого разного физ. содержания. Рассмотрим нек-рые из них.

Пусть $\psi = \{\psi_n(x)\}$ — система базисных ф-ций, определяющих нек-рое n-представление О. и волновых ф-ций, а $\psi' = \{\psi'_\alpha(x)\}$ — др. базисная система, соответствующая α-представлению. Переход от одной системы к другой

$$\psi'_\alpha(x) = \sum_n\psi_n(x)\langle n|U|\alpha\rangle,$$

где

$$\langle n|U|\alpha\rangle = \int\psi_n^*(x)\psi'_\alpha(x)dx,$$

можно символически записать с помощью линейного унитарного О. U, матричное представление к-рого при-