Примеры. Экспериментально изучено достаточно много физ. систем, обнаруживающих П. т. Наиб. известным примером системы с ТКТ является смесь изотопов ^{3}He — ^{4}He, для к-рой обобщённой силой X является разность хим. потенциалов этих изотопов, а внутр. параметром x — концентрация изотопа ^{3}He (фазы I и II — соотв. сверхтекучая и нормальная). Др. примерами может быть сегнетоэлектрич. упорядочение в KH_2PO_4(X — внутр. электрич. поле, x — поляризация), структурное упорядочение в соединениях Nb_3Sn, V_3Si (X — одноосное давление, x — компоненты тензора деформации).

В одноосных антиферромагнетиках X — внеш. магн. поле вдоль оси лёгкого намагничивания, x — проекция намагниченности на эту ось. При достаточно сильной анизотропии ($FeCl_2$, $DyPO_4$) имеет место фазовая диаграмма с ТКТ (рис. 3, *в*). Фаза I — антиферромагнитная, II — «псевдоферромагнитная» (см. *Метамагнетик*, рис. 1). При слабой анизотропии (MnF_2, $CuCl_2 \cdot 2H_2O$) реализуется БКТ(рис. 3, *а*), фазы: I — антиферромагнитная, II — парамагнитная, III — спин-флоп (см. *Антиферромагнетизм*, рис. 4). В промежуточном случае возможна фазовая диаграмма, изображённая на рис. 3 (*г*): с ростом анизотропии точка ТО движется в сторону более низких темп-р до тех пор, пока фаза спин-флоп не исчезнет; с уменьшением анизотропии точка ТО движется в сторону более высоких темп-р до слияния с ТКТ, в результате чего возникает БКТ. При наличии дополнительно анизотропии более высокого порядка (K_2MnF_4, $CoBr_2 \cdot 2H_2O$) линия ФП 1-го рода на рис. 3 (*а*) расщепляется на две линии ФП 2-го рода, и БКТ переходит в ЧКТ (рис. 3, *д*); аналогичное явление имеет место и при наложении на слабоанизотропный антиферромагнетик наклонного поля, образующего ненулевой угол с осью анизотропии. ТЛ наблюдается при ФП в состоянии волны спиновой плотности в чистом Cr, а также при переходах в магн. модулированные структуры редкоземельных металлов и их соединений (см. *Несоразмерная магнитная структура*).

Феноменологическое описание П. т. возможно в рамках *Ландау теории* фазовых переходов. В простейшем случае физ. система описывается однокомпонентным вещественным (скалярным) параметром порядка φ; как правило, система обладает симметрией относительно замены $\varphi \to -\varphi$. Тогда уд. термодинамич. потенциал $F(\varphi, \{X_i\}, T)$ вблизи точек ФП имеет вид разложения по чётным степеням φ:

$$F\varphi = F_0 + a_2\varphi^2/2 + a_4\varphi^4/4 + a_6\varphi^6/12 + \ldots - h\varphi, \qquad (1)$$

где $F_0(T, \{X_i\})$ — несингулярная часть термодинамич. потенциала, коэф. $a_{2n} = a_{2n}(T, \{X_i\})$ зависят от темп-ры и параметров $\{X_i\}$, h — внеш. поле, термодинамически сопряжённое φ.

Обычная КТ соответствует учёту в (1) членов 2-го и 4-го порядков (м о д е л ь φ^4) и определяется условиями $h = 0$, $a_2 = 0$, $a_4 > 0$. Выше КТ реализуется высокосимметричная фаза с $\varphi = 0$, ниже — единственная низкосимметричная фаза с ненулевым равновесным значением параметра порядка φ_0, определяемым из условия $\partial F/\partial\varphi = 0$ и равным $\varphi_0^2 = -a_2/a_4$ (условия устойчивости этой фазы $\partial^2F/\partial\varphi^2 \geqslant 0$, т. е. $a_2 \leqslant 0$, $a_4 > 0$). Учёт члена 6-го порядка с $a_6 > 0$ (м о д е л ь φ^6) приводит к появлению двух различных низкосимметричных фаз с равновесными значениями параметра порядка:

$$\left[\varphi_0^{(1,2)}\right]^2 = -\frac{a_4}{a_6}\left[1 \pm \left(1 - \frac{2a_2a_6}{a_4^2}\right)^{1/2}\right]. \qquad (2)$$

Условия устойчивости для этих фаз: $a_2 \leqslant 0$, $a_4 > 0$ (для фазы $\varphi_0^{(1)}$) и $a_2 < a_4^2/2a_6$, $a_4 < 0$ (для фазы $\varphi_0^{(2)}$). Область устойчивости высокосимметричной фазы ($\varphi = 0$), как и в модели φ^4, определяется условием $a_2 > 0$. ФП из высокосимметричной фазы в низкосимметричную $\varphi_0^{(1)}$ (как и для обычной КТ) происходит при $a_2 = 0$ и является ФП 2-го рода. ФП в др. фазу $\varphi_0^{(2)}$ происходит при условии $a_2 = 3a_4^2/8a_6$ и является ФП 1-го рода. Пересечение линий этих ФП определяет ТКТ, к-рая, т. о., описывается условиями $a_2 = a_4 = 0$, $a_6 > 0$ и является единственной на фазовой плоскости $\{X, T\}$. В м о д е л и φ^8 при $a_2 = a_4 = a_6 = 0$, $a_8 > 0$ можно получить П. т., в к-рой сходятся линии ТКТ, КТ и ТО (рис. 4, *б*). Вообще, оставляя в разложении (1) члены до $\varphi^{2\theta}$ включительно, можно получить П. т., называемую КТ порядка θ, если положить $a_2 = a_4 = \ldots = a_{2(\theta-1)} = 0$, $a_{2\theta} > 0$; тогда обычная КТ является КТ 2-го порядка, а ТКТ — КТ 3-го порядка. В такой П. т. сходятся линии КТ порядка $\theta - 1$ (соответствующие условию $a_{2(\theta-1)} > 0$) и линия ФП 1-го рода с условием $a_{2(\theta-2)} < 0$. Наличие внеш. поля h делает возможным ТКТ и в модели φ^4; при этом линия $h = 0$, $a_2 > 0$ — линия ФП 2-го рода, а линия $h = 0$, $a_2 < 0$ — линия ФП 1-го рода (независимо от знака a_4); пересечение этих линий в точке $h = 0$, $a_2 = 0$ определяет ТКТ.

При двух скалярных компонентах φ_1 и φ_2 разложение (1) содержит дополнит. смешанный член вида $\lambda\varphi_1^2\varphi_2^2$, поэтому при больших λ возникает БКТ, а при малых — ЧКТ. При одном векторном φ_1 и одном скалярном φ_2 параметрах порядка простейший смешанный член имеет вид $\lambda\varphi_1^2\varphi_2$, что приводит к эфф. перенормировке внеш. поля h и появлению ТКТ. Аналогично возможна перенормировка и др. слагаемых выражения (1) — напр., смена знака a_4, приводящая к ТКТ в модели φ^6 за счёт исключения «скрытых» степеней свободы с помощью условия термодинамич. равновесия.

Описание ТЛ на основе разложения (1) требует учёта производных φ по координатам (градиентов) [напр., в виде $\sigma_1(\varphi^{\mathrm{I}})^2 + \sigma_2(\varphi^{\mathrm{II}})^2$, $\sigma_2 > 0$]. Такой случай имеет место при описании *волн зарядовой плотности*, *магнитной атомной структуры* типа спиновой волны и др. ФП 2-го рода из высокосимметричной фазы $\varphi_0 = 0$ в однородную низкосимметричную фазу $\varphi_0 = \mathrm{const} \neq 0$ происходит при $a_2 = 0$, $\sigma_1 > 0$, а в неоднородную (несоразмерную) низкосимметричную фазу $\varphi_0(\boldsymbol{r}) \sim \exp(i\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{r})$, здесь $i = \sqrt{-1}$, $\boldsymbol{r}$ — пространственная координата, волновой вектор $|\boldsymbol{k}_0| = (-\sigma_1/2\sigma_2)^{1/2}$ при $a_2 = 0$, $\sigma_2 < 0$. Переход между двумя низкосимметричными фазами является ФП 1-го рода, определяется условиями $a_2 = 0$, $\sigma_1 = 0$. В случае двухкомпонентного параметра порядка (φ_1, φ_2) при учёте градиентных членов чётных степеней $\sigma_1(\varphi_1'^2 + \varphi_2'^2)$ становится возможным описание произвольных геликоидальных, или модулированных магн. структур. Учёт линейных градиентных членов (и н в а р и а н т о в Л и ф ш и ц а) $\sigma_1(\varphi_1\varphi_2' - \varphi_1'\varphi_2)$ приводит к солитонной картине каскадного перехода в модулиров. фазу (т. н. чёртова лестница).

Критические показатели. Микроскопич. модели (напр., *Двумерные решёточные модели*) применяются для более точного, чем в теории Ландау, количественного описания П. т. При этом используются *критические показатели* (индексы), приближённо вычисляемые с помощью *эпсилон-разложения* в рамках метода ренормализац. группы. Наличие П. т. означает возникновение неустойчивости фиксиров. точки семейства фазовых траекторий гамильтониана, что приводит к изменению характера ФП и описывающих его критич. показателей, а также верх. критич. размерности d_c, определяющей применимость теории Ландау. (Уже в рамках теории Ландау критич. показатель β, описывающий температурную зависимость параметра порядка вблизи П. т., меняет значение от $\beta = 1/2$ для КТ до $\beta = 1/4$ для ТКТ.) Изменение d_c (для КТ $d_c = 4$, для ТКТ $d_c = 3$) указывает на малую роль *флуктуаций* вблизи ТКТ в реальных физ. системах; для КТ порядка