<u>Лекция 16.</u>

Термодинамика ферромагнетика. Температурное поведение теплоёмкости и макроскопического магнитного момента. Ферромагнетизм как пример фазового перехода 2-го рода.

$$\Delta E(T)\equiv\left\langle\left\langle\Delta\hat{E}\right\rangle\right\rangle=\sum_i w_i\sum_q\varepsilon(q)\underbrace{\left\langle i\left|\hat{N}_q\right|i\right\rangle}_{n_q}=\sum_q\varepsilon(q)\overline{n_q}$$

n_q -число «отклонений» от максимальной проекции в системе: $n_q=0,1,2,\ldots$ 0- ни один не повернут, 1- один повернут.

$$\overline{n_q}=\frac{1}{e^{\frac{\varepsilon(q)}{kT}}-1}$$

распределение Планка (фиксированных состояний нет $\Rightarrow$ хим. потенциал=0) (число квантов не фиксировано)

$$\Delta E(T)=\underbrace{\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\int d\vec{q}}_{\sum_q}\frac{\varepsilon(q)}{e^{\frac{\varepsilon(q)}{kT}}-1}\cong\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\int d\vec{q}\,\frac{aq^2+\Delta}{e^{\frac{aq^2+\Delta}{kT}}-1}==$$

$T \to 0;$ наличие exp выделяет малые $\vec{q}$, т.е. вклад дают $\varepsilon\left(\vec{q}\right) \le kT$, остальные «зарезаются»

$$= = \frac{\Omega}{(2\pi)^3}\int\limits_0^{q'} 4\pi q^2 dq \frac{aq^2+\Delta}{e^{\frac{aq^2+\Delta}{kT}}-1} \xrightarrow[1]{H=0\,\infty\,\Delta=0} \frac{\Omega}{(2\pi)^3} 4\pi \int\limits_0^{q'} dq \frac{aq^2+\Delta}{e^{\frac{aq^2+\Delta}{kT}}-1} = =$$

q' определяется неравенством $\varepsilon(q) \le kT;$ при этом выполняется длинноволновое приближение.

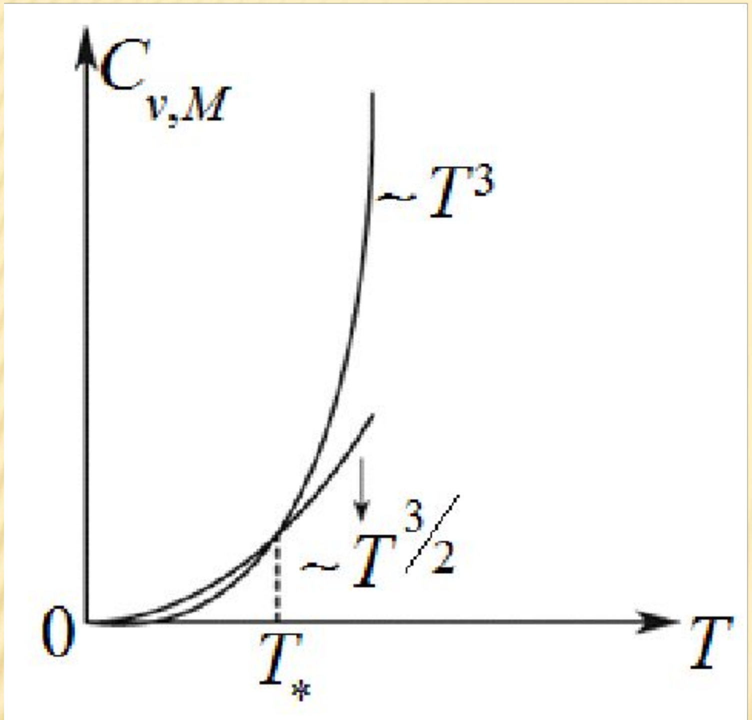
$$z = \frac{aq^2}{kT};\, q^2 = \frac{kT}{a} z;\, q = \sqrt{\frac{kT}{a}}\sqrt{z};\, dq = \sqrt{\frac{kT}{a}}\frac{dz}{2\sqrt{z}}$$

$$= = \frac{\Omega}{(2\pi)^3} 4\pi \int\limits_0^{\frac{aq'^2}{kT}\sim 1} \left(\frac{kT}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{dz}{2\sqrt{z}} \cdot \frac{a\left(\frac{kT}{a}\right)^2 z^2}{e^z - 1} = \frac{\Omega}{(2\pi)^3} 4\pi \left(\frac{kT}{a}\right)^{\frac{5}{2}} \frac{a}{2} \int\limits_0^{\frac{aq'^2}{kT}\sim 1} dz \frac{z^{\frac{3}{2}}}{e^z - 1} = \gamma \cdot \Big(k$$

таким образом,

$$E\left(T \to 0, H \to 0\right) \sim \gamma (kT)^{\frac{5}{2}}$$

$$C_V (T \to 0, H = 0) \sim T^{\frac{3}{2}}$$



Легче родить фонон при таком законе дисперсии $(aq^2 \ldots)$, чем при линейном.

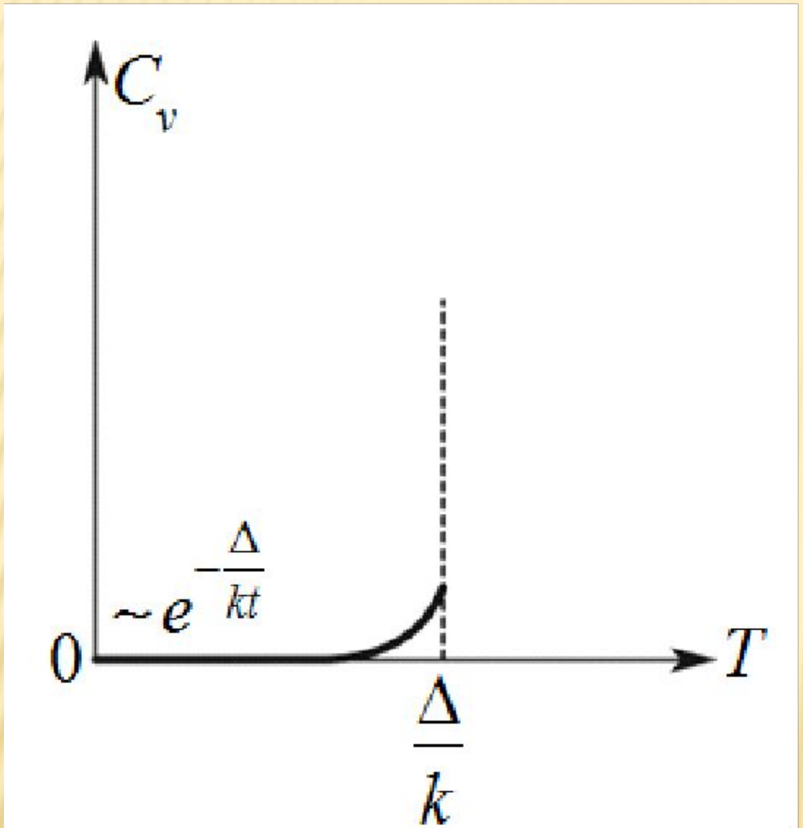
Подводимое тепло в основном расходуется на рождение магнонов.

$e^{\frac{aq^2+\Delta}{kT}}$ велико даже при $q = 0 \rightarrow (e^{\frac{\Delta}{kT}})$

и $\forall$ добавка aq^2 только усугубит это настроение

$$\xrightarrow[2]{H\neq 0, kT<0} \frac{\Omega}{(2\pi)^3}\int_0^{q'} 4\pi q^2 dq \frac{aq^2+\Delta}{e^{\frac{aq^2+\Delta}{kT}}-1} \approx \frac{\Omega}{(2\pi)^3} 4\pi\Delta e^{-\frac{\Delta}{kT}} \int_0^{q} dq \cdot q^2 \equiv \gamma_1 \cdot e^{-\frac{\Delta}{kT}}$$

$C_V(T \to 0, H) \sim e^{-\frac{\Delta}{kT}}$



Возбуждения родиться не могут.

Еще одна термодинамическая величина –<u>магнитный момент</u>:

$$\hat{M}^z = \sum_n g\mu_Б \hat{S}_n^z \approx g\mu_Б \sum_n \left\{ S - \frac{1}{N}\sum_{\vec{q},\vec{q}_1} \hat{a}^+_{\vec{q}_1} \hat{a}_{\vec{q}} \exp\left(i\left(\vec{q}_1 - \vec{q}_0\right)\vec{n}\right)\right\} =$$

$$= \underbrace{g\mu_Б SN}_{M_0^z} - \underbrace{g\mu_Б \frac{1}{N}\sum_{q,q_1}\hat{a}_{q_1}^{+}\hat{a}_q \underbrace{\sum_n e^{i(\vec{q}_1-\vec{q})\vec{n}}}_{N\delta_{\vec{q}\vec{q}_1}}} = M_0^z - \Delta\hat{M}^z,$$

магнитный момент в отсутствии отклонений

поправка за счет бегающих спиновых волн

Причем $\Delta\hat{M}^z = g\mu_Б \sum_{\vec{q}} \hat{a}_q^{+}\hat{a}_q = g\mu_Б \sum_{\vec{q}} \hat{N}_q$

Таким образом, момент уменьшается в меру наличия спиновых волн

$$\hat{M}^z = M_0^z - \Delta\hat{M}^z$$

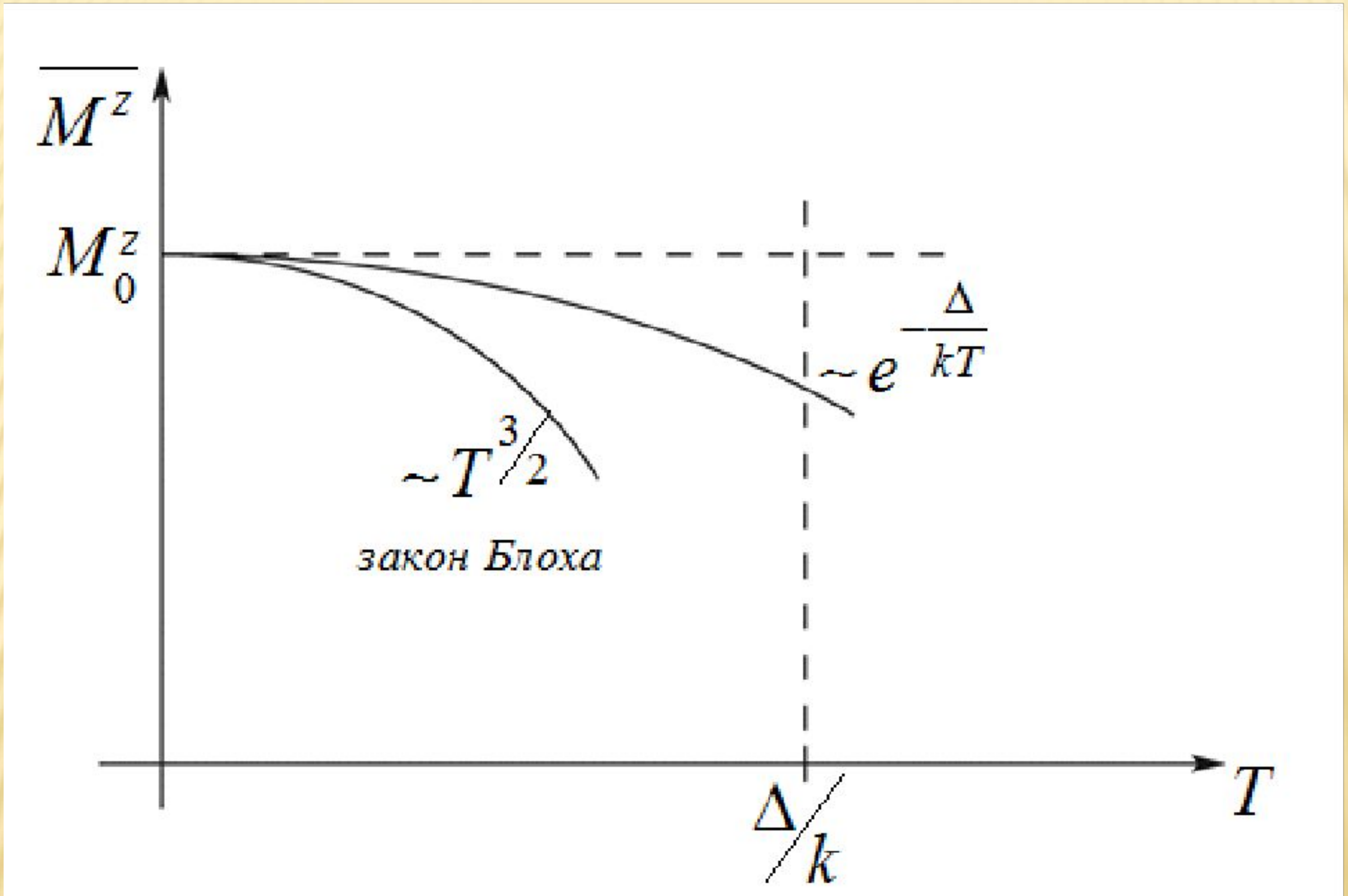
$$\overline{M}_z = M_0^z - \overline{\Delta M}_z = M_0^z - g\mu_Б \sum_{\vec{q}} \bar{n}_{\vec{q}}$$

отсюда $\overline{\Delta M^z} = g\mu_Б \frac{\Omega}{(2\pi)^3}\int dq\cdot q^2\cdot 4\pi \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon(q)}{kT}}-1} = g\mu_Б \frac{\Omega}{(2\pi)^3}4\pi\int_0^{q'} dq \frac{q^2}{e^{\frac{aq^2+\Delta}{kT}}-1} =$

$\Delta = 0$ (без поля)

$$= g\mu_Б \frac{\Omega}{(2\pi)^3}4\pi\int_0^{q'} dq\frac{q^2}{e^{\frac{aq^2}{kT}}-1} \approx g\mu_Б\frac{\Omega}{(2\pi)^3}4\pi\left(\frac{kT}{a}\right)^{\frac{3}{2}}\cdot\frac{1}{2}\int_0^{\frac{aq'^2}{kT}\to\infty} dz\frac{\sqrt{z}}{e^z-1} \approx \gamma(kT)^{\frac{3}{2}}$$

Температура вызывает “разбалтывание” магнитных моментов.



$\Delta \neq 0$

$$\sim g\mu_Б \frac{\Omega}{(2\pi)^3} 4\pi \int_0^{q'} dq \frac{q^2}{e^{\frac{\Delta}{kT}} - 1} \sim g\mu_Б \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \frac{q'^3}{3} e^{-\frac{\Delta}{kT}}$$

Магнитное поле, таким образом, стабилизирует магнитный момент. Рассмотрим двумерный кристалл (XY) в магнитном поле (Z). M_0^z не зависит от мерности кристалла, это просто полное число магнитных моментов атомов;

$$\overline{\Delta M^z} = g\mu_Б \sum_{q} \bar{n}_q = g\mu_Б \frac{S}{(2\pi)^2} \int dq \cdot q \cdot 2\pi \frac{1}{e^{\frac{aq^2}{kT}} - 1} \boxed{=}$$

$$\Delta = 0$$

$$\boxed{=} g\mu_Б \frac{S}{(2\pi)^2} \cdot 2\pi \int_0^{q'} dq \frac{q}{e^{\frac{aq^2}{kT}} - 1} \square\; g\mu_Б \frac{S}{2\pi} \int_0^{q'} dq \frac{q}{\cancel{1} + \frac{aq^2}{kT} + \ldots - \cancel{1}} \square$$

основной конечный вклад дают $aq^2 \leq kT \;\square\; 0$ можно разложить экспоненту

$$\square\; g\mu_Б \frac{S}{2\pi} \frac{kT}{a} \int_0^{q'} \frac{dq}{q} \;\square\; g\mu_Б \frac{S}{2\pi} \frac{kT}{a} \ln|q'|\Big|_0^{q'} \;\square\; T \ln L \to \infty$$

$$\lim_{q \to 0} \ln \frac{q'}{q} = \ln \frac{q'}{q_{\min}}, q_{\min} = \frac{2\pi}{L}$$

при малейшем увеличении температуры двумерный ферромагнетик оказывается неустойчивым (ферромагнетизм исчезает).

Таким образом, главную роль в поведении такой системы играют флуктуации – длинноволновые флуктуации с малыми q.

$$H \neq 0 \to \Delta \neq 0$$

$$kT < \Delta$$

$\square g\mu_Б \frac{S}{(2\pi)^2}\cdot 2\pi e^{-\frac{\Delta}{kT}}\int\limits_0^{q'} dq\cdot q \,\square\, e^{-\frac{\Delta}{kT}}$ пока $T < \frac{\Delta}{k}$, магнитное поле замораживает магнитный момент.

$$kT \,\square\, 0 \infty \frac{\Delta N}{N} \,\square\, 1$$

С ростом температуры число основных спиновых волн растет, они начинают взаимодействовать, спины отклоняются более, чем на 1. Возникает некое усредненное состояние, созданное магнитным полем и спиновыми волнами.

$$\hat{H} = -\frac{1}{2}\sum_{n\neq m} I_{nm}\left(\hat{\vec{S}}_n \hat{\vec{S}}_m\right) - g\mu_Б H\sum_n \hat{S}_n^z = -\sum_n\left(\sum_m I_{nm}\hat{S}_m^z + g\mu_Б H\right)\hat{S}_n^z = -g\mu_Б \sum_n H_n \hat{S}_n^z$$

с учетом взаимодействия

$$H_n = \frac{1}{g\mu_Б}\sum_m I_{nm}\hat{S}_m^z + H$$

Заменим истинное мгновенное значение на каждом узле на некое усредненное значение поля:

$$H_n \to \langle H \rangle \equiv \frac{1}{g\mu_Б}\left(\sum_m I_{nm}\right)\left\langle S^z \right\rangle + H \ ,$$

где $\left\langle S^z \right\rangle$ - усредненная по всем значениям проекция спина на узле

$$\left\langle S^z \right\rangle \equiv \frac{\langle H \rangle - H}{\left(I/g\mu_Б\right)}$$

Среднее значение определяется распределением Гиббса:

$$w(S^z) = \frac{1}{z} e^{-\frac{\left(-M_z\langle H\rangle\right)}{kT}}, M^z = g\mu_Б S^z, -S \le S^z \le +S$$

$$\langle S\rangle^z = \sum_{S^z=-S}^{+S} S^z w(S^z) = \frac{1}{z}\sum_{S^z=-S}^{+S} S^z e^{\frac{g\mu_Б\langle H\rangle}{kT}S_z} = \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial a}\sum_{S^z=-S}^{S} e^{aS_z} = \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial a}\frac{\left(1-e^{a(2S+1)}\right)}{1-e^{a}} =$$

$$= \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial a}\frac{\left[e^{-a\left(S+\frac{1}{2}\right)} - e^{a\left(S+\frac{1}{2}\right)}\right]\frac{1}{2}}{\frac{1}{2}\left[e^{-\frac{a}{2}} - e^{\frac{a}{2}}\right]} = \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial a}\frac{sh\left(a\left(S+\frac{1}{2}\right)\right)}{sh\frac{a}{2}} =$$

$$= \frac{1}{z}\left\{\frac{1}{sh\frac{a}{2}}\left(S+\frac{1}{2}\right)ch\left(a\left(S+\frac{1}{2}\right)\right) - sh\left(a\left(S+\frac{1}{2}\right)\right)\frac{ch\frac{1}{2}}{2sh^2\frac{a}{2}}\right\}$$

$$z=\sum_{S^z=-S}^{S} e^{aS_z}=\frac{e^{-as}\left(1-e^{a(2s+1)}\right)}{1-e^{a}}=\frac{sh\left(a\left(s+\frac{1}{2}\right)\right)}{sh\frac{a}{2}}$$

таким образом,

$$\left\langle S^z\right\rangle=\frac{sh\frac{a}{2}}{sh\left(a\left(s+\frac{1}{2}\right)\right)}\left\{\frac{s+\frac{1}{2}}{sh\frac{a}{2}}ch\left(a\left(s+\frac{1}{2}\right)\right)-\frac{1}{2}sh\left(a\left(s+\frac{1}{2}\right)\right)\frac{ch\frac{a}{2}}{sh^2\frac{a}{2}}\right\}=\left(s+\frac{1}{2}\right)cth\left(a\left(s+\frac{1}{2}\right)\right)-$$

$$\frac{\left\langle S^z\right\rangle}{s}=\left(1+\frac{1}{2s}\right)cth\left(as\left(1+\frac{1}{2s}\right)\right)-\frac{1}{2s}cth\left(\frac{1}{2s}as\right)=\frac{g\mu_Б}{IS}\left\{\left\langle H\right\rangle-H\right\}\boxed{=}$$

$as=\dfrac{g\mu_Б\left\langle H\right\rangle}{kT}s\equiv y\rightarrow$ трансцендентное уравнение

$$\boxed{=}\frac{g\mu_Б\left\langle H\right\rangle}{IS}-\frac{g\mu_Б}{IS}H=\frac{kT}{IS^2}y-\frac{g\mu_Б}{IS}H=\left(1+\frac{1}{2s}\right)cth\left(y\left(1+\frac{1}{2s}\right)\right)-\frac{1}{2s}cth\frac{y}{2s}$$

$$\gamma(T) \equiv \frac{kT}{IS^2}; \alpha \equiv \frac{g\mu_Б}{IS}$$

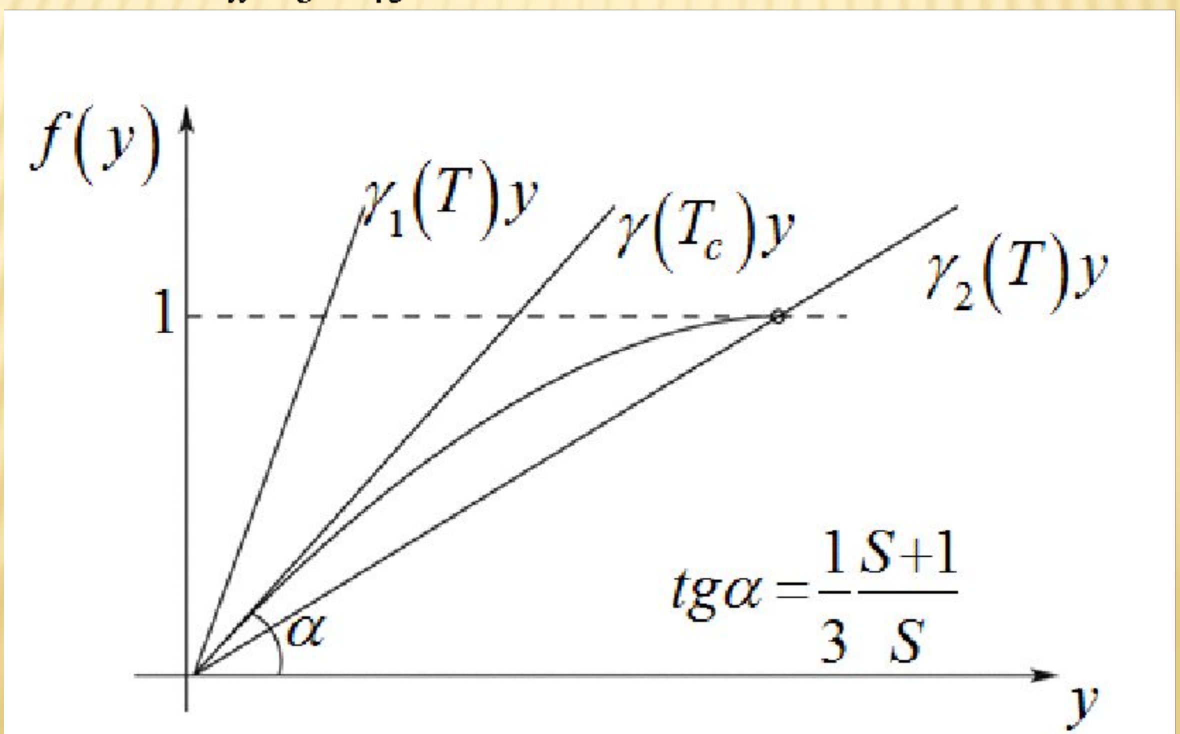
$$\gamma(T)y - \alpha H = \left(1 + \frac{1}{2s}\right) cth\left(y\left(1 + \frac{1}{2s}\right)\right) - \frac{1}{2s} cth\frac{y}{2s} \equiv f(y)$$ функция Ланжевена

$$y \to \infty, cth \to 1$$

1) $$f(y \to \infty) = 1 + \frac{1}{2s} - \frac{1}{2s} = 1$$

$$y \to 0$$

2) $$cthx\Big|_{x \to 0} \approx \frac{1}{x} + \frac{x}{3} + \frac{x^3}{45}$$



$$f\left(y \,\square\, 0\right) \approx \left(1+\frac{1}{2s}\right)\left\{\frac{1}{y\left(1+\frac{1}{2s}\right)}+\frac{1}{3}y\left(1+\frac{1}{2s}\right)-\frac{1}{45}y^{3}\left(1+\frac{1}{2s}\right)^{3}+\ldots\right\}-$$

$$-\frac{1}{2s}\left\{\frac{2s}{y}+\frac{1}{3}\frac{y}{2s}-\frac{1}{45}y^{3}\left(\frac{1}{2s}\right)^{3}+\ldots\right\} \approx$$

$$\approx \cancel{\frac{1}{y}}+\frac{y}{3}\left(1+\frac{1}{2s}\right)^{2}-\frac{1}{45}y^{3}\left(1+\frac{1}{2s}\right)^{4}+\ldots-\cancel{\frac{1}{y}}-\frac{y}{3}\left(\frac{1}{2s}\right)^{2}+\frac{1}{45}y^{3}\left(\frac{1}{2s}\right)^{4}+\ldots \approx$$

$$\approx \frac{y}{3}\left[\left(1+\frac{1}{2s}\right)^{3}-\left(\frac{1}{2s}\right)^{2}\right]-\frac{y^{3}}{45}\left[\left(1+\frac{1}{2s}\right)^{4}-\left(\frac{1}{2s}\right)^{4}\right]+\ldots=$$

$$=\frac{y}{3}\left(1+\frac{1}{3}\right)-\frac{y^{3}}{45}\left[\left(1+\frac{1}{2s}\right)^{2}-\left(\frac{1}{2s}\right)^{2}\right]\left(1+\frac{1}{s}\right) \approx \frac{y}{3}\frac{s+1}{s}-gy^{3}$$

$$g \equiv \frac{1}{45}\frac{s+1}{s}\left[\left(1+\frac{1}{2s}\right)^{2}+\left(\frac{1}{2s}\right)^{2}\right]>0$$

$\boxed{a) H = 0}$ $\quad \gamma(T)\cdot y \qquad \gamma_1(T) > \gamma(T_c) > \gamma_2(T) \Rightarrow \quad T_1 > T_C > T_2$

1) если $T > T_C$, то единственное решение - $y = 0$;

2) если $T = T_C \to \gamma(T_C)\cancel{y} = \dfrac{\cancel{y}}{3}\dfrac{s+1}{s}$; $\quad \dfrac{kT_C}{IS^2} = \dfrac{1}{3}\dfrac{s+1}{s}$.

Тогда $\quad kT_C = \dfrac{Is(s+1)}{s}$, в точке $\quad T = T_c$ впервые возникает ненулевая средняя намагниченность .

$T_C \sim 10^3 K$ - температура Кюри.

$\dfrac{S(S+1)}{3} = \dfrac{\overline{S^2}}{3}$ - средний квадрат спина, приходящийся на одну из осей;

3) $T < T_c$: есть точное решение, которое можно найти, раскладывая $f\left(y\right)$ дальше.

$$\frac{kT}{IS^2}y = \frac{\left\langle S^z \right\rangle}{S} \approx \frac{1}{3}\frac{S+1}{S}y - gy^3 \qquad g > 0!$$

Введем $\tilde{g} = g\left(\frac{IS^2}{kT}\right)^3$.

Имеем: $$\frac{\left\langle S^z \right\rangle}{S} \approx \frac{T_c}{T}\frac{\left\langle S^z \right\rangle}{S} - \tilde{g}\left[\frac{\left\langle S^z \right\rangle}{S}\right]^3$$

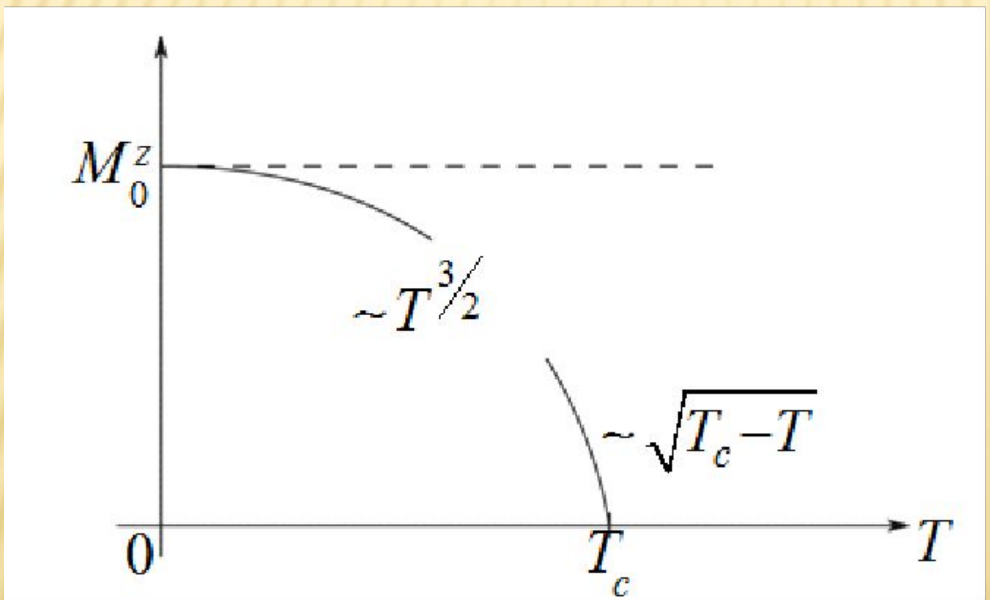
$$\boxed{\frac{\left\langle S^z \right\rangle}{S}\left(1 - \frac{T_c}{T}\right) \approx -\tilde{g}\left[\frac{\left\langle S^z \right\rangle}{S}\right]^3}$$

1) если $T > T_c$, то $\left(1 - \frac{T_c}{T}\right) > 0$, а в правой части – отрицательная величина, равенство возможно только при $\left\langle S^z \right\rangle = 0$.

2)если $T < T_c \rightarrow \left(\frac{\langle S^z \rangle}{S}\right)^2 \cong \frac{T_c - T}{g T_c}$, вблизи точки перехода заменяем T на T_c.

Получаем: $\left.\frac{\langle S^z \rangle}{S}\right|_{T \le T_c} \sim \sqrt{\frac{T_c - T}{g T_c}}$.

$$M^z \cong g\mu_A NS \left.\frac{\langle S^z \rangle}{S}\right|_{T \le T_c} \sim \sqrt{T_c - T} \; (!!!)$$



Т.е. левее T_c вещество имеет средний момент, отличный от нуля, и является ферромагнетиком. Правее – парамагнетиком.

Фазовые переходы, при которых исчезает параметр упорядочения, называются фазовыми переходами второго рода.

Термодинамический потенциал Гиббса

$$\Phi\left(p,T;\vec{M}\right)\Big|_{T\to T_c} \approx \Phi_0\left(p,T\right) + \underbrace{\frac{A}{2}M^2 + \frac{B}{4}M^4 + \ldots}_{\Delta\Phi}$$ истинный скаляр;

Разлагаем по вектору $\Rightarrow$ входят только четные степени.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \Phi}{\partial M} = 0 \\ \dfrac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} \geq 0 \end{cases}$$ для равновесного состояния (уравнение экстремума).

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \Phi}{\partial M} = AM + BM^3 = M\left(A + BM^2\right) = 0 \\ \dfrac{\partial^2 \Phi}{\partial M^2} = A + 3BM^2 > 0 \end{cases} \Rightarrow$$

1) $M = 0 \; \square \; A > 0(!) \to T > T_c$ отсутствие упорядочения

$$A + 3\cancel{B}\left(-\frac{A}{\cancel{B}}\right) = -2A > 0 \;\to\; A < 0$$

$$2)\; M^2 = -\frac{A}{B}\left(\square\; A < 0, B > 0\right) \;\to\; T < T_c$$

При переходе через T_c A меняет знак , предположим $A \sim a\left(T - T_c\right)$, $a > 0$

$T < T_c \quad M^2 = \dfrac{a\left(T_c - T\right)}{B}, \quad M \sim \sqrt{T_c - T}$ - получили тот же закон, который получался

из приближения среднего поля.

Таким образом, переход ферромагнетик$\to$парамагнетик действительно является фазовым

переходом второго рода.

$$S = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} = \underbrace{-\frac{\partial \Phi_0}{\partial T}}_{S_0} - \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial T} = S_0 + \Delta S$$

$$-\frac{\partial \Delta\Phi}{\partial T} = \left\{ \begin{array}{l} 0, T > T_c \quad \left(M = 0!!\right) \\ -\dfrac{\partial}{\partial T}\left\{\dfrac{1}{2}\underbrace{a\left(T - T_c\right)}_{A}\underbrace{\dfrac{a\left(T - T_c\right)}{B}}_{M^2} + \dfrac{B}{4}\underbrace{\dfrac{\left(a\left(T - T_c\right)\right)^2}{B^2}}_{M^4}\right\} \end{array} \right\}, T < T_c$$

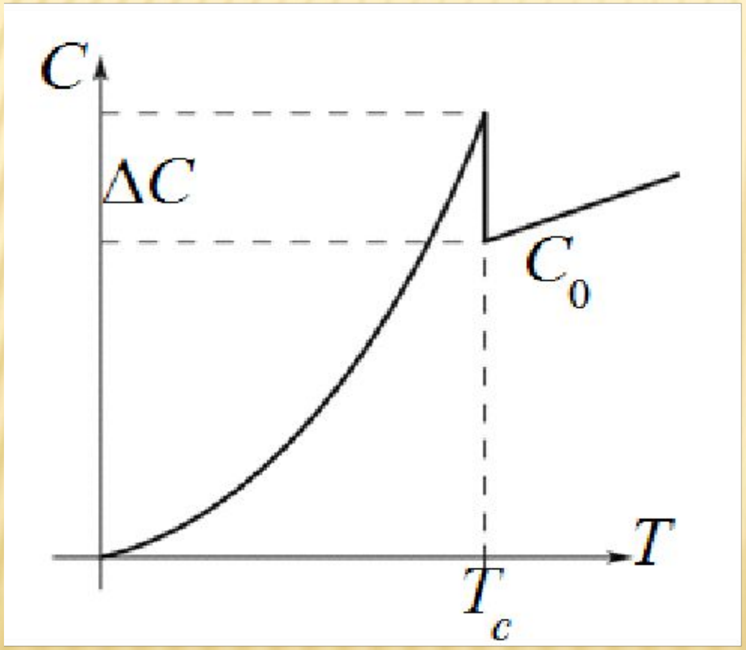
$$\Delta S = -\frac{\partial \Delta \Phi}{\partial T} = \left\{ \frac{a^2}{2B}\left[\frac{\partial}{\partial T}(T-T_c)^2 \right] + \frac{a^2}{4B}\left[-\frac{\partial}{\partial T}(T-T_c)^2 \right] \right\} =$$

$$= \frac{a^2}{\cancel{2}B}\cdot \cancel{2}(T-T_c) - \frac{a^2}{\cancel{4}B}\cdot \cancel{2}(T-T_c) = -\frac{a^2}{2B}(T-T_c) < 0!!$$

$\Delta S < 0$ состояние при $T < T_c$ более упорядочено.

Теплоемкость $C = T\dfrac{\partial S}{\partial T} = C_0 + \Delta S$,

$$\Delta C = T\frac{\partial \Delta S}{\partial T} = T\left(-\frac{a^2}{2B}(-1) \right) \approx \frac{a^2}{2B}T_c$$



λ - точка (точка перехода, где происходит фазовый переход второго рода). Дополнительная теплоемкость уходит на оставшуюся часть выстроенных магнитных моментов (их разбалтывание).

$$\boxed{\acute{a})H \neq 0}$$

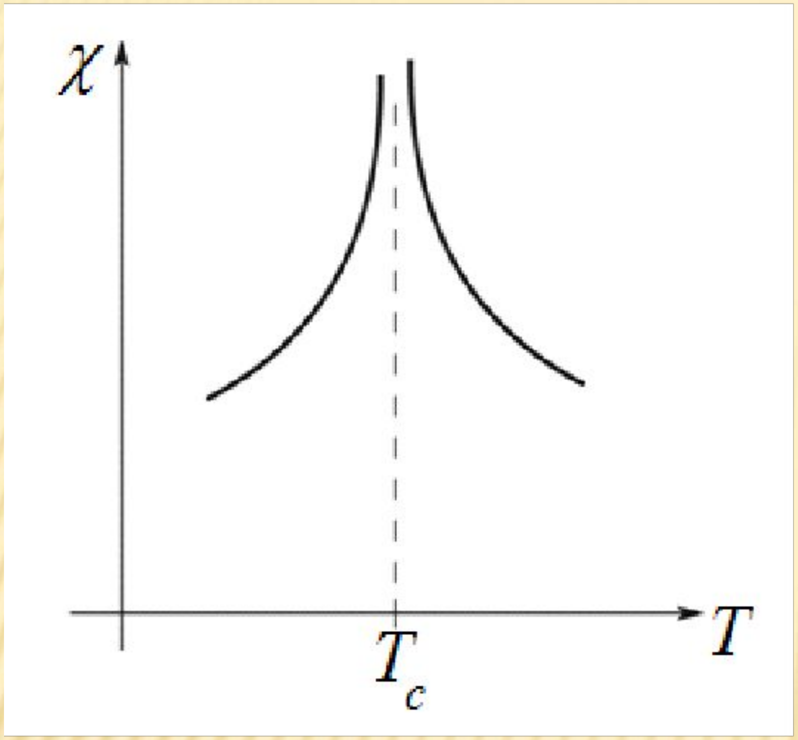
$$\frac{\langle S^z \rangle}{S} - \alpha H \ \square\ \frac{\langle S^z \rangle}{S} \cdot \frac{T_c}{T} - g\left(\frac{\langle S^z \rangle}{S}\right)^3$$

$$\frac{\langle S^z \rangle}{S}\left(1 - \frac{T_c}{T}\right) + g\left(\frac{\langle S^z \rangle}{S}\right)^3 \ \square\ \alpha H \rightarrow \quad \frac{\langle S^z \rangle}{S} \neq 0$$

Никакого перехода второго рода в точке T_c нет. Магнитное поле “замораживает” систему с ненулевым моментом.
В магнитном поле переход будет фазовым переходом первого рода(как только мы нагреем систему настолько, что ей выгоднее будет перейти в немагнитное состояние(перескочить создаваемую полем щель)).

$$\chi = \frac{\alpha}{\left(1 - \frac{T_c}{T}\right) + 3g\left(\frac{\langle S^z \rangle}{S}\right)^2} = \begin{cases} \dfrac{\alpha T_c}{T - T_c}, T > T_c \ \square\ \langle S^z \rangle = 0 \\ \dfrac{\alpha}{\dfrac{T - T_c}{T_c} + 3g\dfrac{T_c - T}{3g(T_c - T)}} = \dfrac{\alpha T_c}{2(T_c - T)}, T < T_c \end{cases}$$

$\square$ *восприимчивость*



Разрывность есть следствие того, что мы применяли теорию среднего поля.

Флуктуации магнитного момента в окрестности точки фазового перехода огромны и охватывают почти все вещество, если бы их мы учли (учли бы градиент момента в разложении), то расходимости бы не было.

Возникает аномальный вклад длинноволновых флуктуаций (вблизи точки перехода).

Трудность выполнения законов сохранения энергии и волнового вектора для распада длинноволновых возбуждений приводит к тому, что длинноволновые возбуждения долго живут (по сравнению с остальными)$\Rightarrow$ большой вклад.