



Санкт-Петербургский государственный университет
Физический факультет
Кафедра ядерно-физических методов исследования



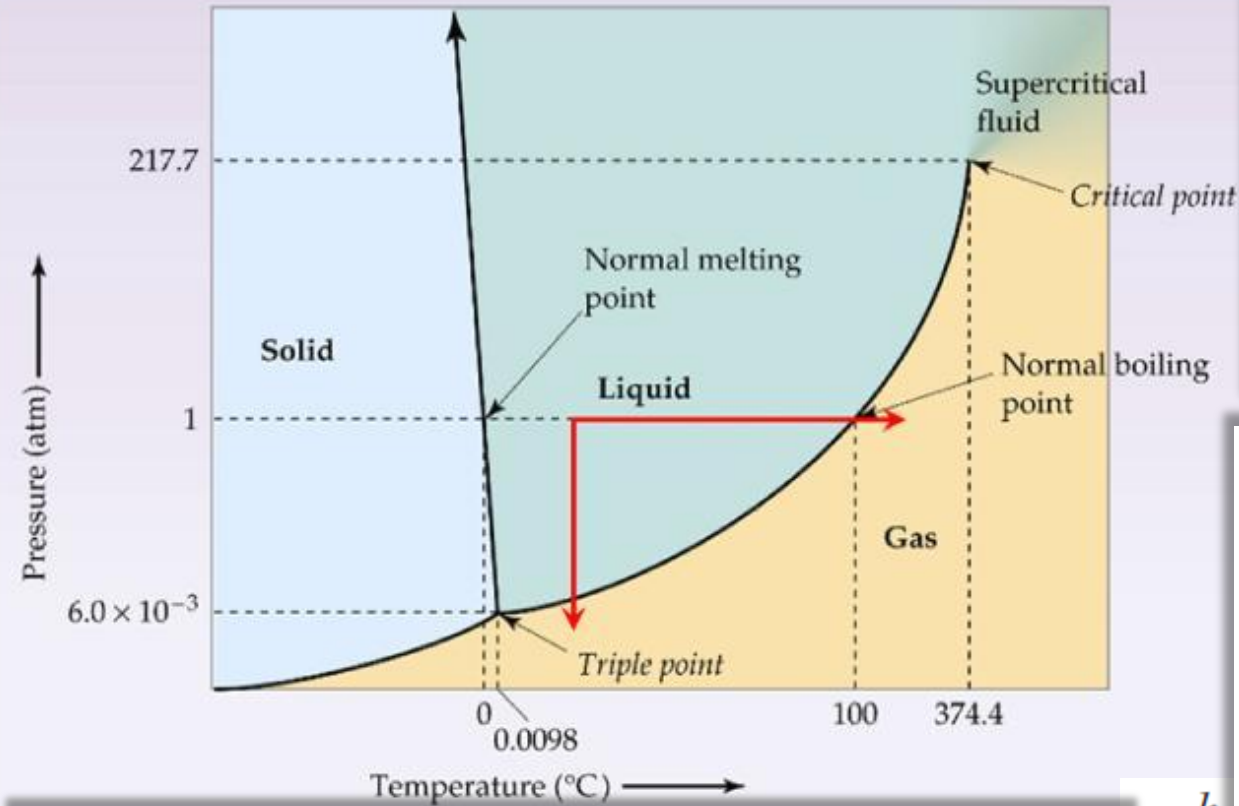
Сыромятников

Арсений Владиславович

*Физика магнетизма и
рассеяние поляризованных и
неполяризованных нейтронов*

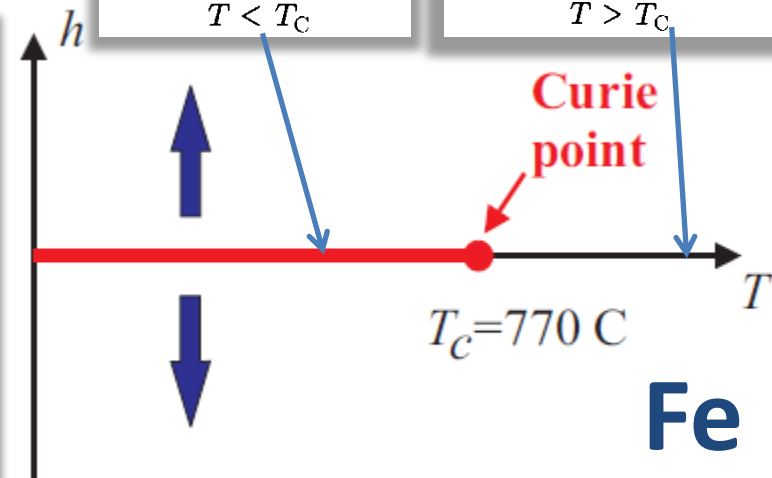
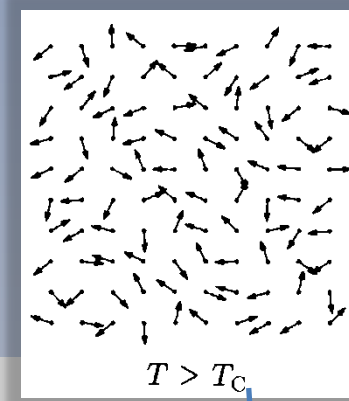
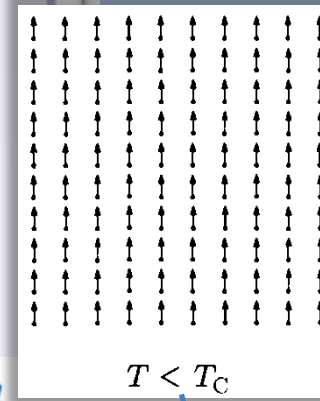
Лекция 9. Магнитный порядок и нарушение симметрии. Фазовые переходы в магнетиках. Домены.

Фазовые переходы



ФП 1 рода

- сосуществование фаз
- скрытая теплота



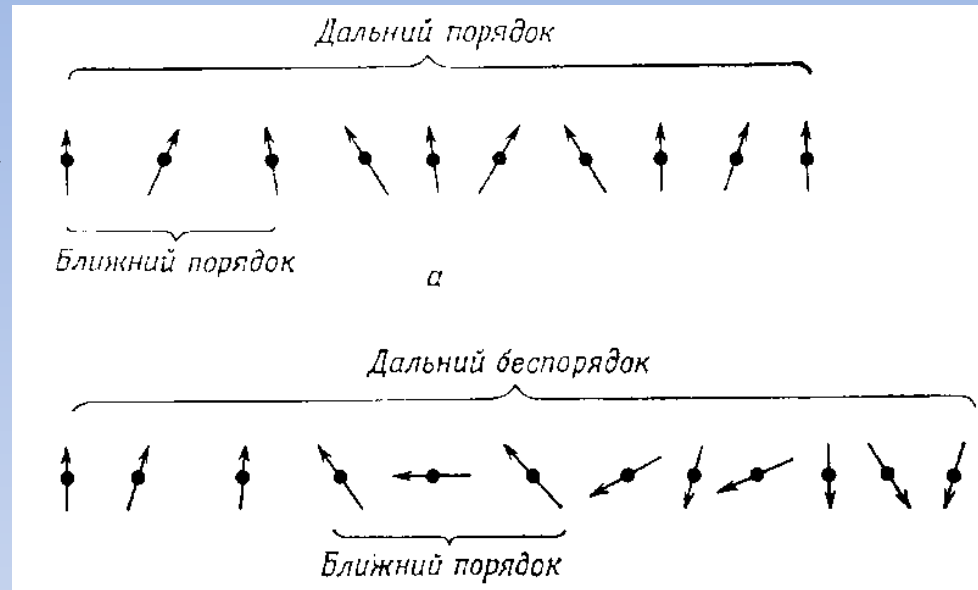
ФП 2 рода (непрерывные ФП)

- ~~• сосуществование фаз~~
- ~~• скрытая теплота~~
- критическое поведение
- универсальность

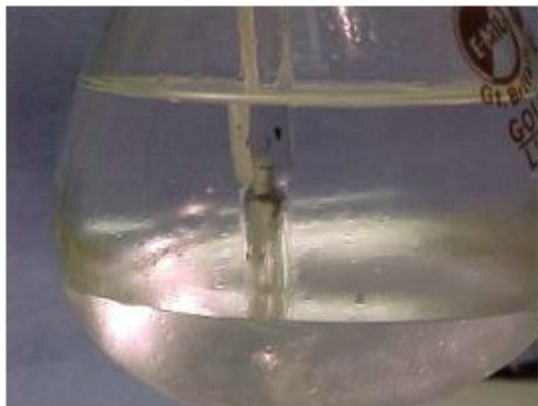
Критическое поведение

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \langle m(\mathbf{r})m(\mathbf{r}') \rangle \sim e^{-|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/\xi}$$

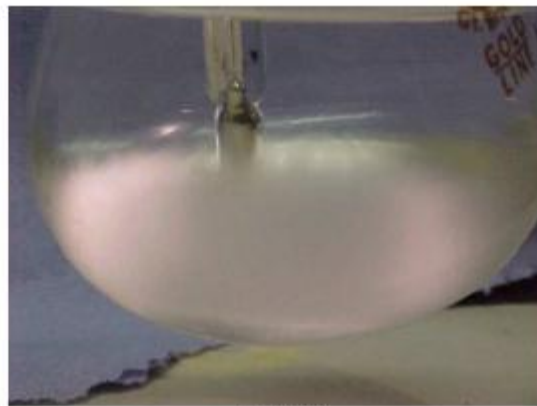
$$2 \text{ род: } \xi \sim (T - T_C)^{-\nu}$$



Критическая опалесценция



18°C



39°C



46°C

Критическое поведение

	exponent	definition	conditions
specific heat	α	$c \propto r ^{-\alpha}$	$r \rightarrow 0, h = 0$
order parameter	β	$m \propto (-r)^\beta$	$r \rightarrow 0-, h = 0$
susceptibility	γ	$\chi \propto r ^{-\gamma}$	$r \rightarrow 0, h = 0$
critical isotherm	δ	$h \propto m ^\delta \text{sign}(m)$	$h \rightarrow 0, r = 0$
correlation length	ν	$\xi \propto r ^{-\nu}$	$r \rightarrow 0, h = 0$
correlation function	η	$G(\mathbf{x}) \propto \mathbf{x} ^{-d+2-\eta}$	$r = 0, h = 0$

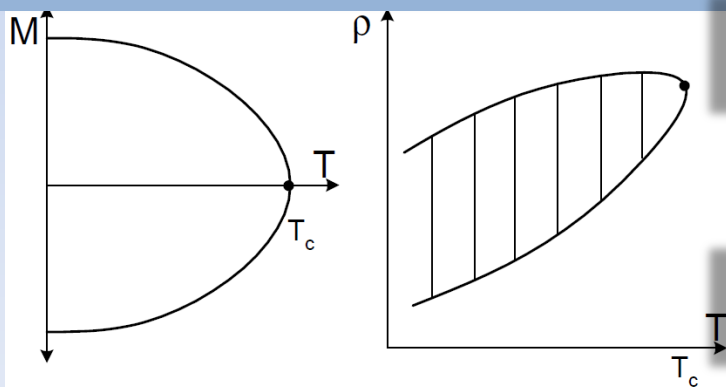
$$r = \frac{T - T_C}{T_C}$$

**Классы
универсальности
ФП**

Универсальность крит. поведения.

Важны лишь

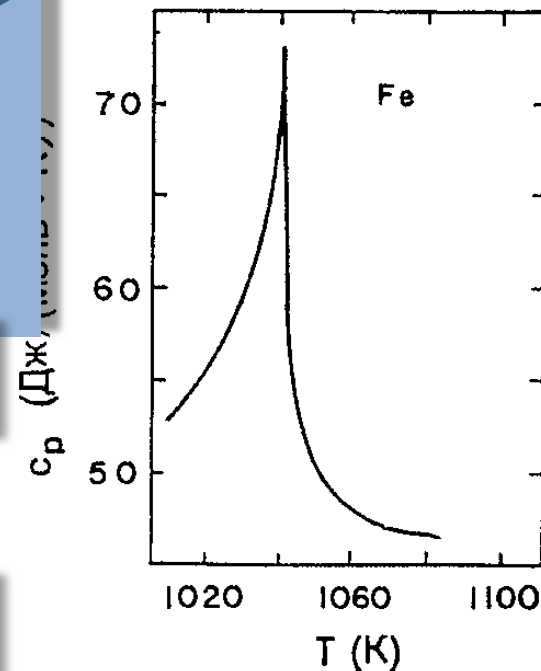
- размерность системы
- симметрия параметра порядка
- далеко- или короткодействующие взаимодействия



жидкость-газ



3D ФМ Изинга



Теория фазовых переходов Ландау

Общая концепция:

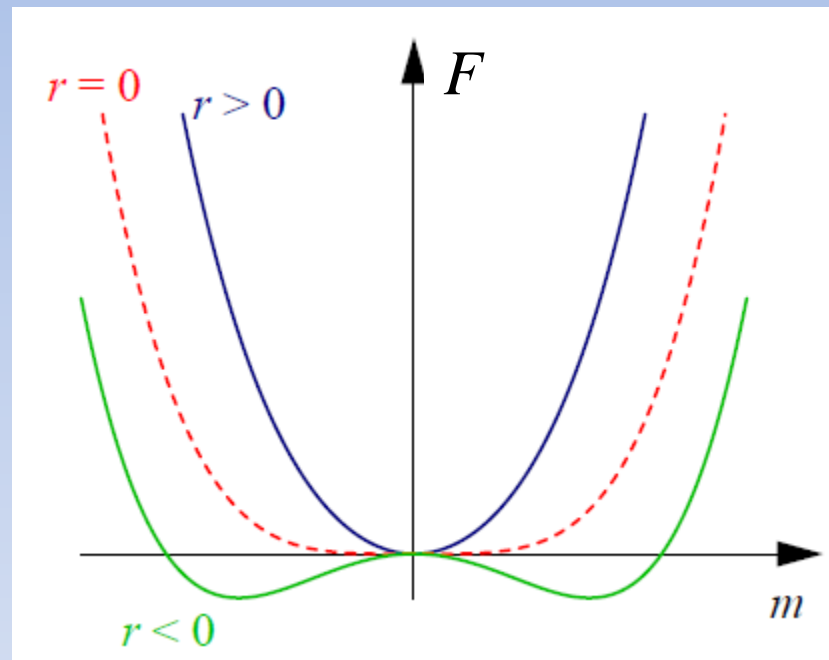
- Нарушение симметрии
- Параметр порядка

$$f = F/N = -(\mathbf{h} \cdot \mathbf{m}) + r(T)m^2 + bm^4$$

$$r(T) = r_0(T - T_C)$$

$$1. h=0, \quad m = \begin{cases} 0, & T > T_C \\ \sqrt{\frac{r_0(T_C - T)}{2b}}, & T < T_C \end{cases}$$

$$2. h \neq 0, \quad \chi = \begin{cases} \frac{1}{2r_0(T - T_C)}, & T > T_C \\ \frac{1}{4r_0(T_C - T)}, & T < T_C \end{cases}$$



$$3. h \neq 0, T = T_C$$

$$m = \left(\frac{h}{4b}\right)^{1/3}$$

Теория среднего поля и критические размерности

Model	Mean-field	Ising	Ising	Helsenberg
D	any	1	1	3
d	any	2	3	3
β	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{8}$	0.326	0.367
γ	1	$\frac{7}{4}$	1.2378(6)	1.388(3)
δ	3	15	4.78	4.78

Флуктуации не меняют результатов теории среднего поля при $d > d_c^+$

Фазовый переход отсутствует, или $T_C = 0$, при $d \leq d_c^-$

Пример:

- ФМ Изинга $d_c^- = 1$ и $d_c^+ = 4$
- ФМ Гейзенберга $d_c^- = 2$ и $d_c^+ = 4$

Гипотеза подобия. Скейлинг ($d_c^+ > d > d_c^-$)

Единственный существенный масштаб длины вблизи ФП – корреляционная длина $\xi \sim (T - T_c)^{-\nu}$

масштабные размерности

$$r = \frac{T - T_c}{T_c} \propto \xi^{-1/\nu} / T_c$$

$\mathbf{x} \rightarrow b\mathbf{x}$

$$f(r, \lambda_1, \lambda_2, \dots) = b^{-d} f(r b^{y_r}, \lambda_1 b^{y_1}, \lambda_2 b^{y_2}, \dots)$$

$$f(r) = b^{-d} f(r b^{y_r}) = b^{-d} f(r b^{1/\nu})$$

$$\begin{aligned} \xi \propto r^{-\nu} &\rightarrow \xi' \propto b r^{-\nu} b^{-\nu y_r} \\ \xi = \xi' &\Rightarrow y_r = 1/\nu \end{aligned}$$

$$C(T) = -T \frac{\partial^2 f}{\partial T^2} \Rightarrow C(r) \sim -\frac{\partial^2 f}{\partial r^2}$$

$$C(r) = b^{-d+2/\nu} C(r b^{1/\nu}) \Rightarrow C(r) = r^{\nu d - 2} C(1) \quad \text{при} \quad b = r^{-\nu}$$



$$\alpha = 2 - \nu d$$

$$2 - \alpha = 2\beta + \gamma \quad 2 - \alpha = \beta(\delta + 1) \quad \gamma = (2 - \eta)\nu$$

Квантовые фазовые переходы

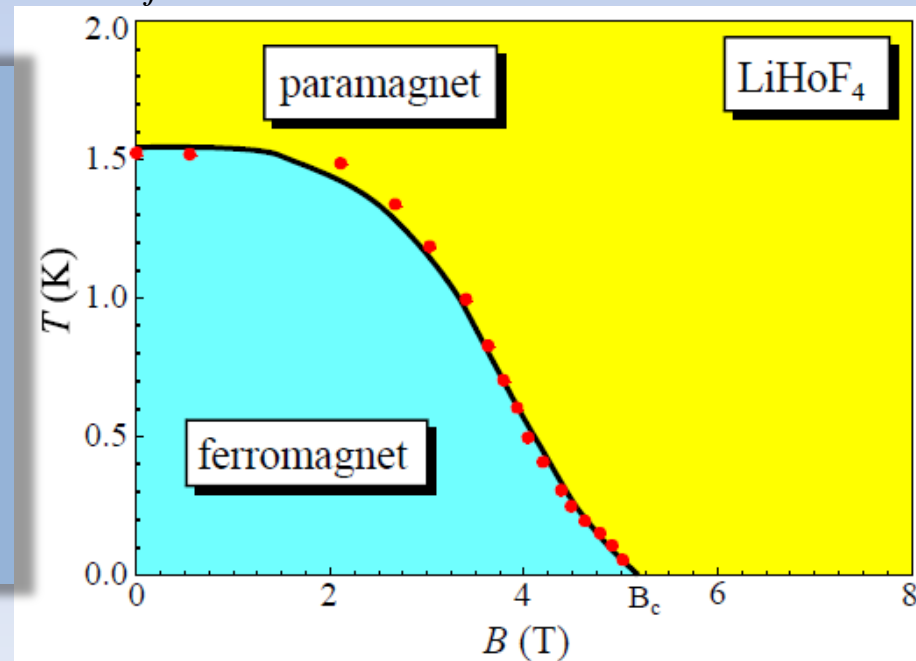
Переходы при $T = 0$, вызванные квантовыми флуктуациями при изменении какого-либо параметра

КФП 1 рода. Например, спин-флоп переход в АФ.

КФП 2 рода. Например, ФМ Изинга в поперечном поле.

$$\mathcal{H} = -\frac{J}{2} \sum_{i \neq j} \sigma_i^z \sigma_j^z - B \sum_i \sigma_i^x = -\frac{J}{2} \sum_{i \neq j} \sigma_i^z \sigma_j^z - B \sum_i (\sigma_i^+ + \sigma_i^-)$$

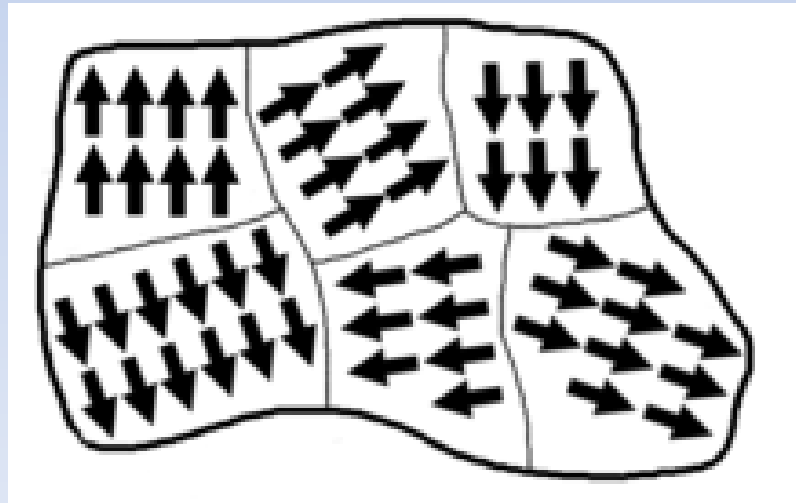
КФП в размерности d по параметру B эквивалентен ФП по T (классическому ФП) в размерности $d + 1$. При этом $r = \frac{B - B_c}{B_c}$.



Следствия нарушения симметрии

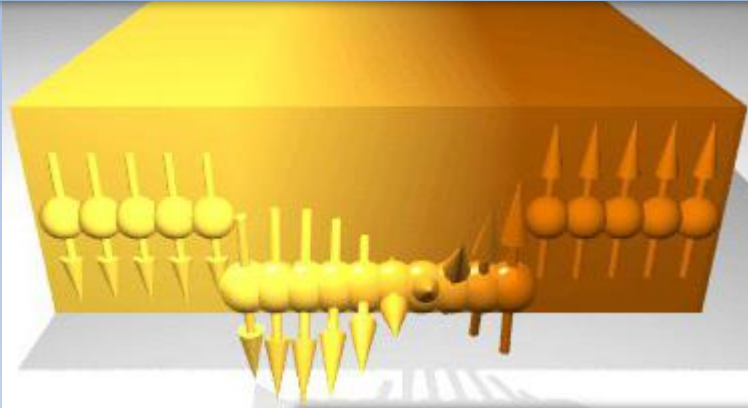
Нарушение **непрерывной** симметрии приводит к возникновению бесщелевых, голдстоуновских (Goldstone), элементарных возбуждений.

Нарушение симметрии в реальных веществах приводит к возникновению **доменов**.

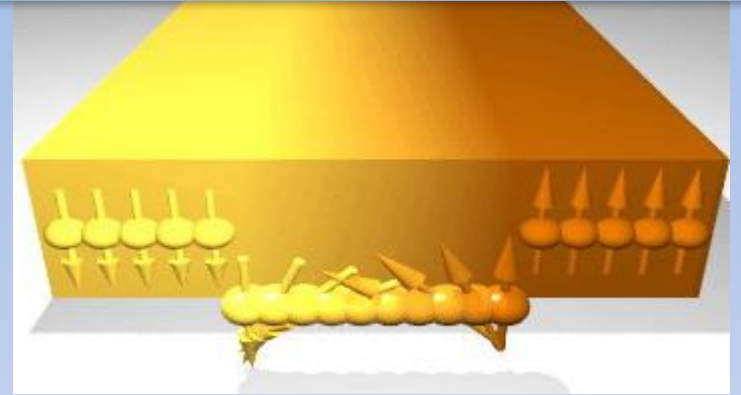


Доменные стенки

Доменная стенка Блоха



Доменная стенка Нееля



Энергия доменной стенки Блоха

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j)$$

$$\Delta E = N \left[-JS^2 \cos \theta - (-JS^2) \right] \approx N \frac{JS^2}{2} \theta^2 \quad \theta = \frac{\pi}{N}$$

$$\sigma_{dw} = \frac{\Delta E}{a^2} \approx \frac{JS^2 \pi^2}{2Na^2}$$

Энергия доменной стенки

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} A_{ij} (S_i^z S_j^z)$$

$$\Delta E = \frac{JS^2\pi^2}{2N} - AS^2 \sum_{i=1}^N \cos^2 \theta_i + AS^2 N$$

$$\approx \frac{JS^2\pi^2}{2N} - AS^2 \frac{N}{\pi} \int_0^\pi d\theta \cos^2 \theta + AS^2 N = \frac{JS^2\pi^2}{2N} + \frac{AS^2 N}{2}$$

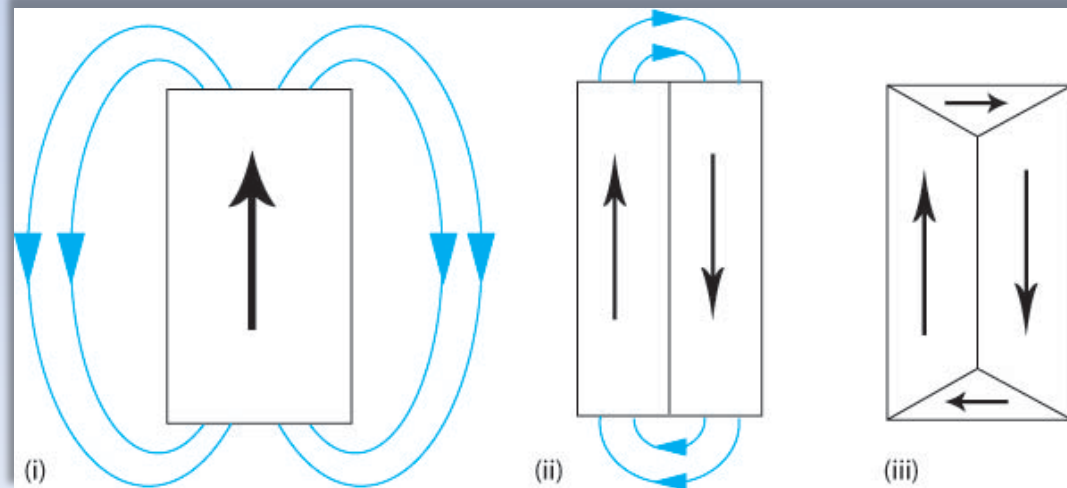
$$\frac{\partial \Delta E}{\partial N} = -\frac{JS^2\pi^2}{2N^2} + \frac{AS^2}{2} = 0$$

$$\Rightarrow N = \pi \sqrt{\frac{J}{A}}, \quad \sigma_{dw} = \frac{\Delta E}{a^2} = \frac{\pi S^2}{a^2} \sqrt{JA}$$

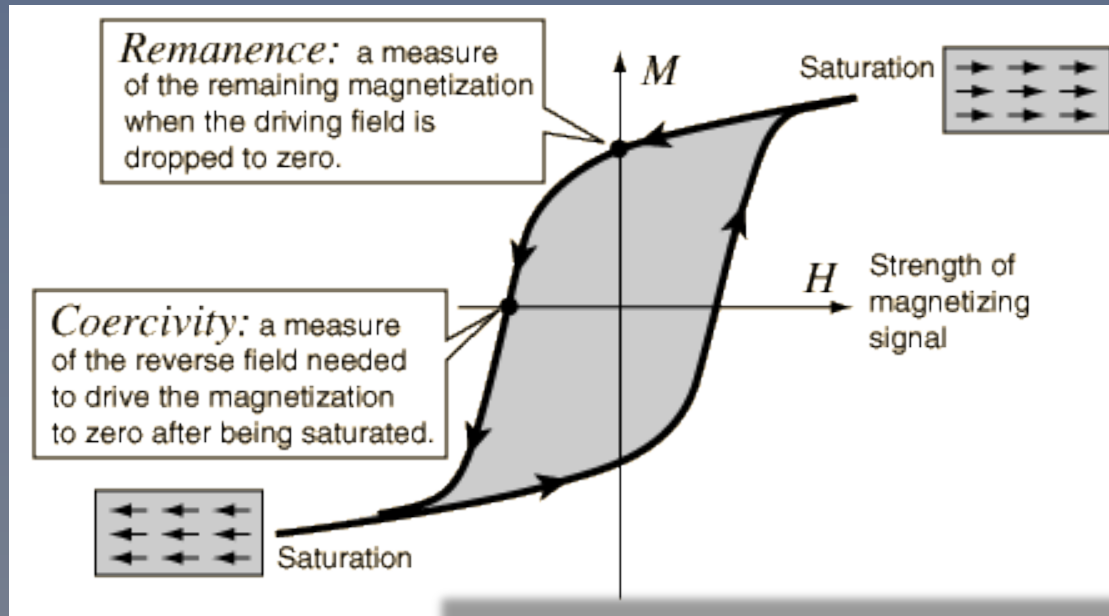
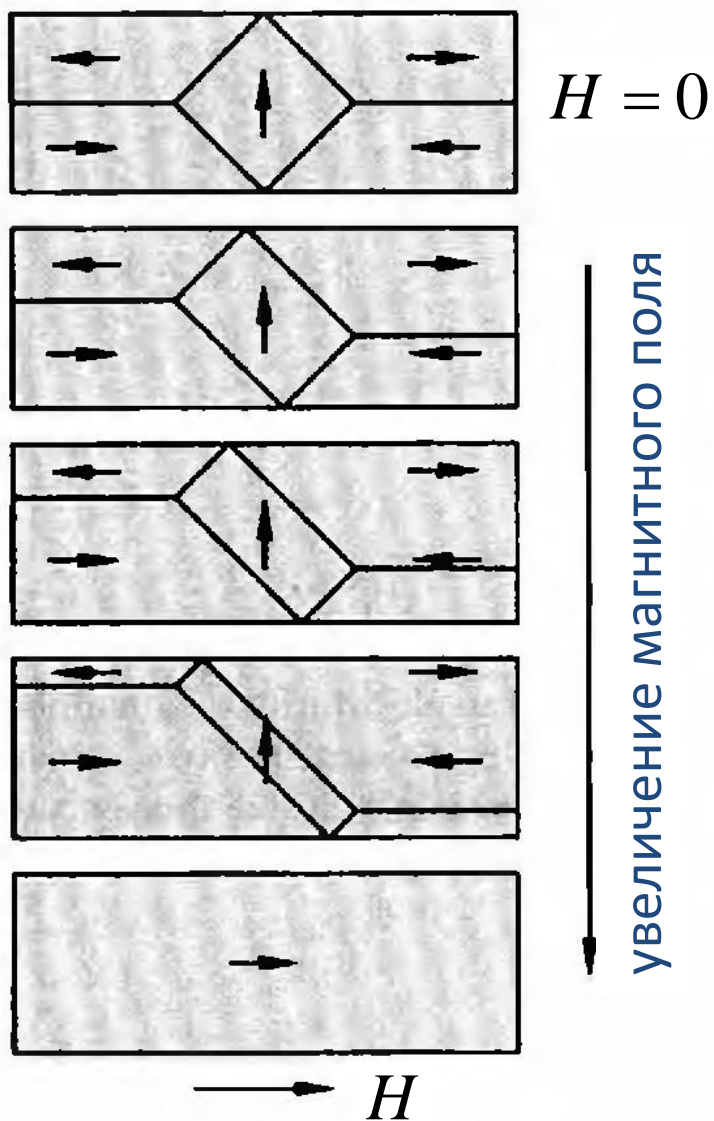
$$\mathbf{H}_d = -4\pi \hat{N} \mathbf{M}$$

$$H_d^\alpha = -4\pi \sum_{\beta} N_{\alpha\beta} M^\beta$$

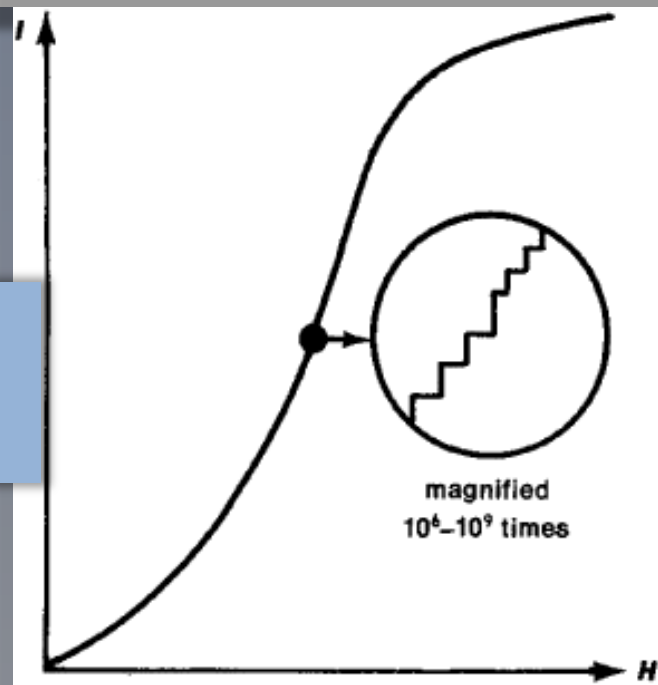
$$E_d = -\frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d) > 0$$



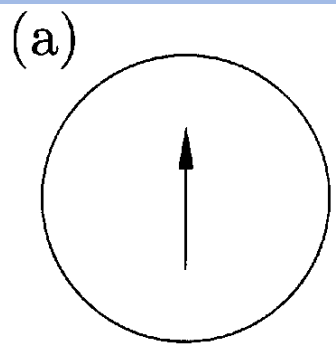
Процесс намагничивания ферромагнетика



Эффект Баркгаузена



Однодоменные частицы



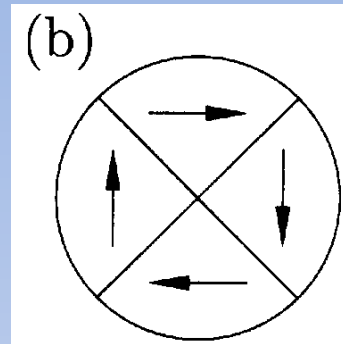
$$E_a < E_b$$

$$E_a \sim M^2 V \sim M^2 l^3$$

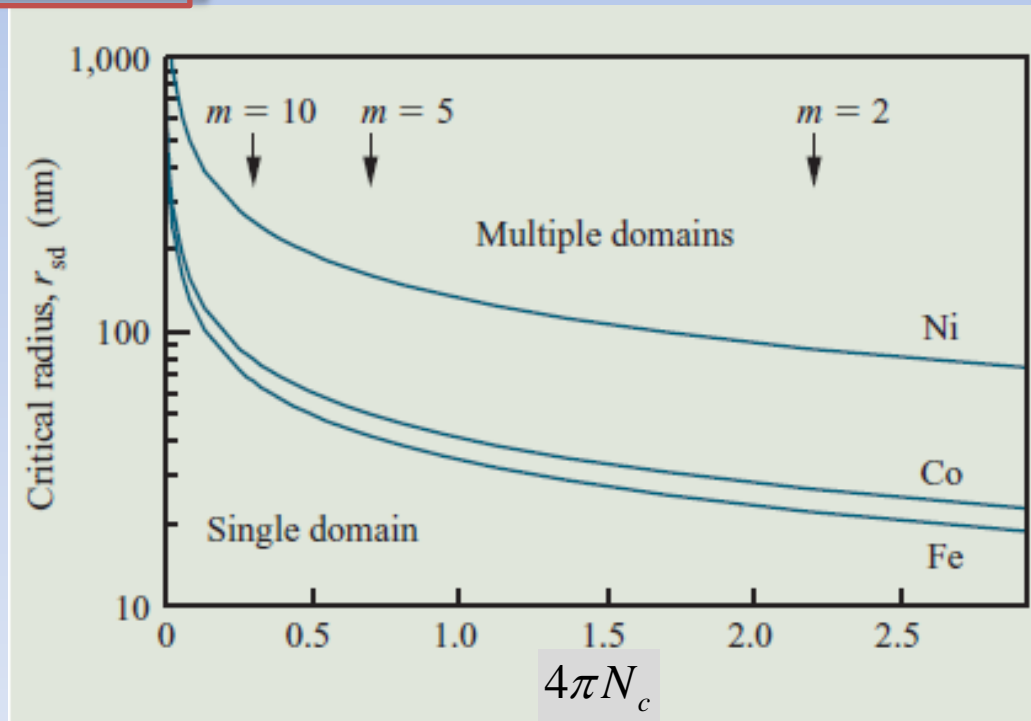
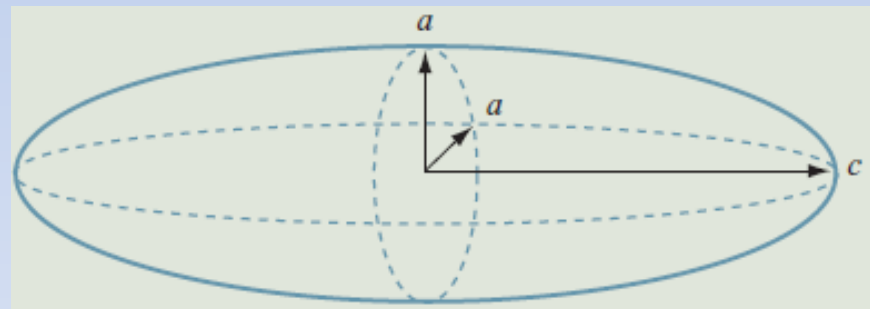
$$E_b \sim S \sigma_{dw} \sim l^2 \sigma_{dw}$$

$$l < \frac{\sigma_{dw}}{M^2}$$

$$l \sim 15 \div 500 \text{ нм}$$



$$m = \frac{c}{a} \quad r_{sd} = a$$



Анизотропия формы

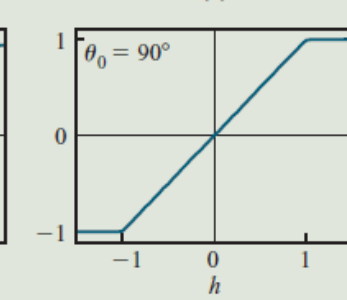
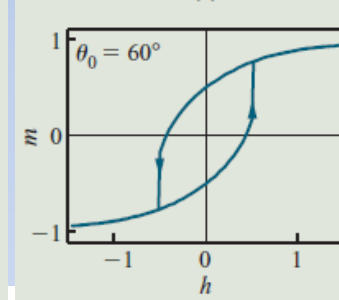
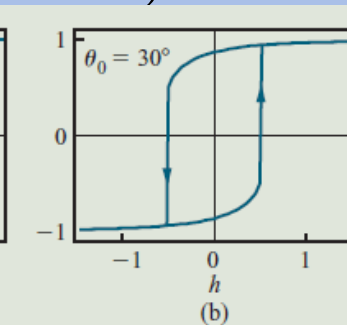
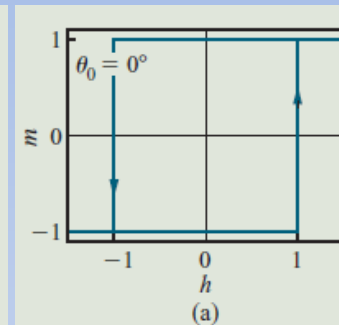
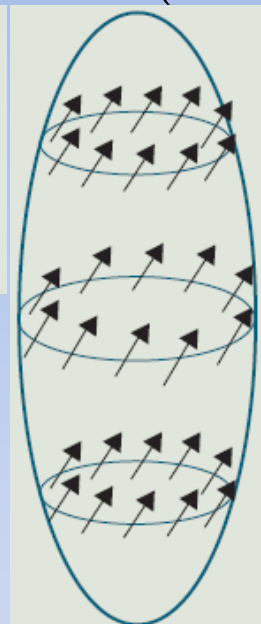
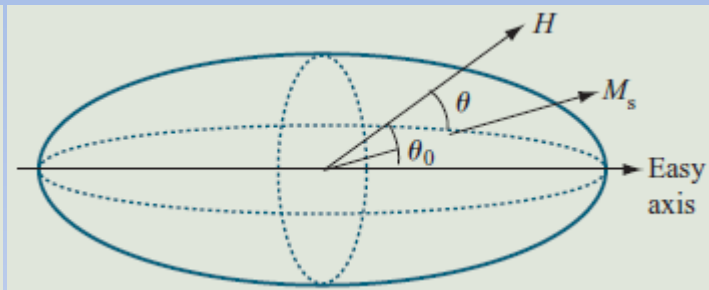
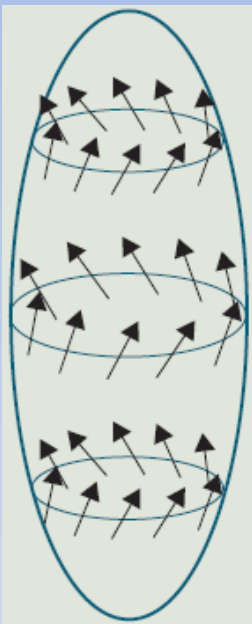
$$\mathbf{H}_d = -4\pi \hat{N} \mathbf{M}$$

$$E_d = -\frac{1}{2} \int_V d\mathbf{r} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d) > 0$$

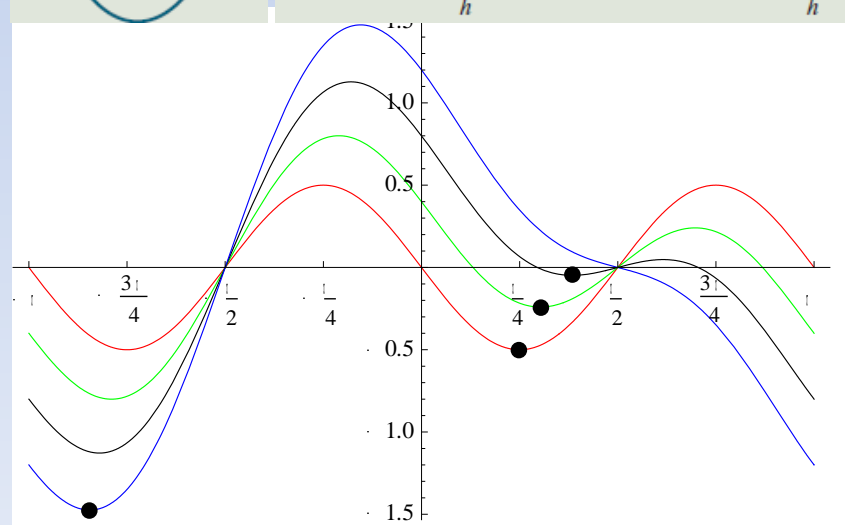
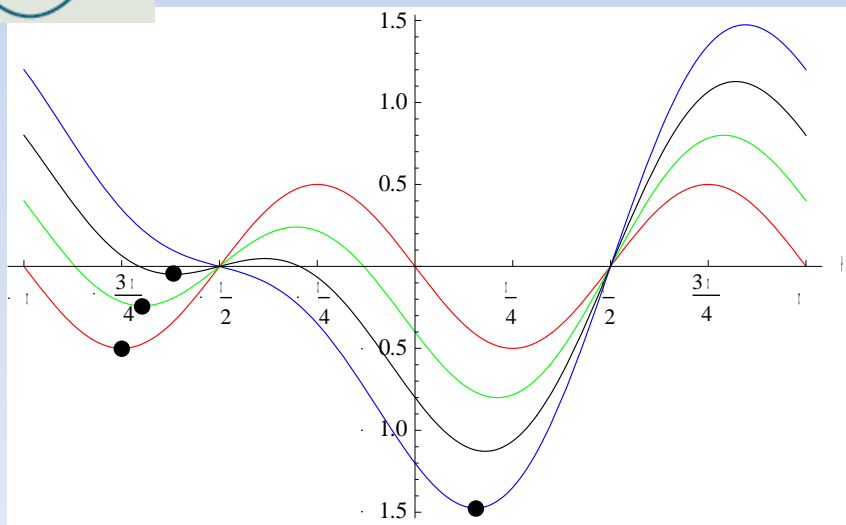
Намагничивание однодоменных частиц.

Модель Стонера-Вольфарта.

$$E = A \sin^2 (\theta - \theta_0) - HM_s \cos \theta = A (\sin^2 (\theta - \theta_0) - h \cos \theta)$$



когерентный поворот →
"скручивание"
("curling") ←

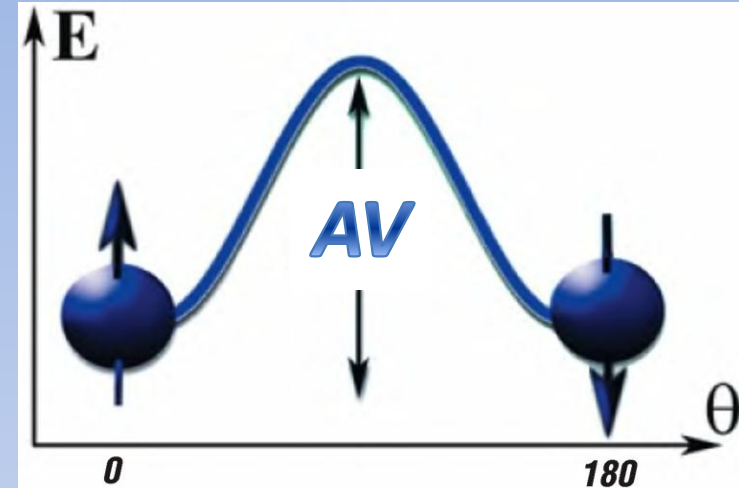


Суперпарамагнетизм

$$P = \nu_0 \exp\left(-\frac{AV}{k_B T}\right) \quad \nu_0 \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$$

$$\tau \nu_0 \exp\left(-\frac{AV}{k_B T}\right) = \alpha \ll 1$$

$$T_B = \frac{AV}{k_B \ln(\tau \nu_0 / \alpha)}$$



$$\tau < \begin{cases} 10^{-12} \div 10^{-10} \text{ с} & \text{для нейтронов} \\ 10^{-10} \div 10^{-7} \text{ с} & \text{для спектроскопии Мёсбауэра} \\ 10^{-10} \div 10^{-5} \text{ с} & \text{для } \mu\text{SR} \end{cases}$$

«Мягкие» и «жесткие» магнитные материалы

