



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



Сыромятников

Арсений Владиславович

*Физика магнетизма и
рассеяние поляризованных и
неполяризованных нейтронов*

Лекция 7. Антиферромагнетизм.

Антиферромагнетизм. Модель Вейсса.

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

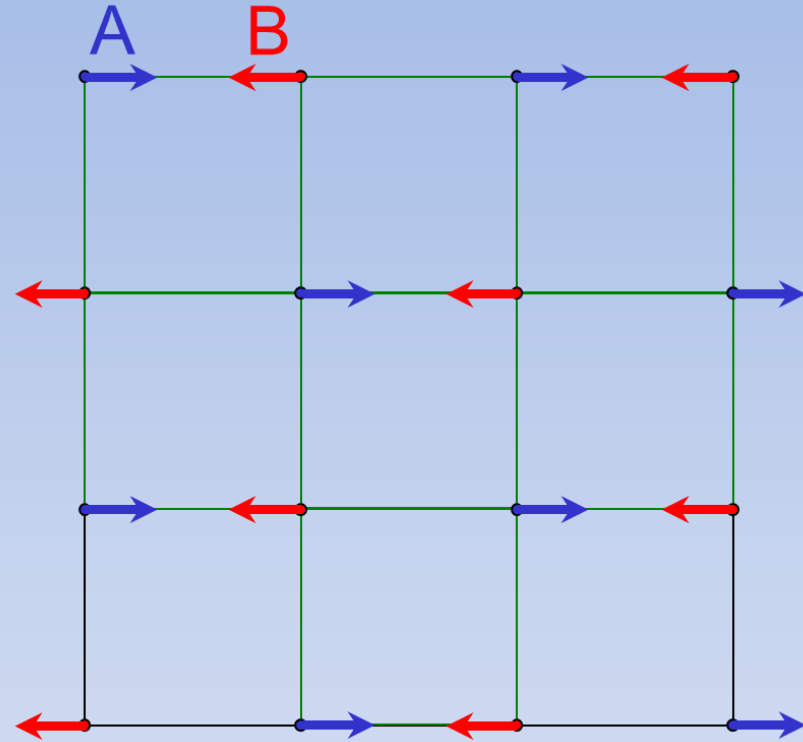
$$\mathbf{H}_{mf}^{(A)} = -\lambda \mathbf{M}_B$$

$$\mathbf{H}_{mf}^{(B)} = -\lambda \mathbf{M}_A$$

$$\frac{M_{A(B)}}{M_S} = B_S \left(-\frac{g \mu_B S \lambda M_{B(A)}}{k_B T} \right)$$

$$\mathbf{M}_A = -\mathbf{M}_B \quad |\mathbf{M}_A| = |\mathbf{M}_B| = M$$

$$\frac{M}{M_S} = B_S \left(\frac{g \mu_B S \lambda M}{k_B T} \right)$$



$$T_N = \frac{g \mu_B (S + 1) \lambda M_S}{3k_B}$$

$$\underline{H \ll H_{mf}}$$

$$\underline{T \geq T_N}$$

$$\frac{M}{M_s} \approx \frac{S+1}{3S} y \quad y = \frac{g \mu_B S (H - \lambda M)}{k_B T}$$

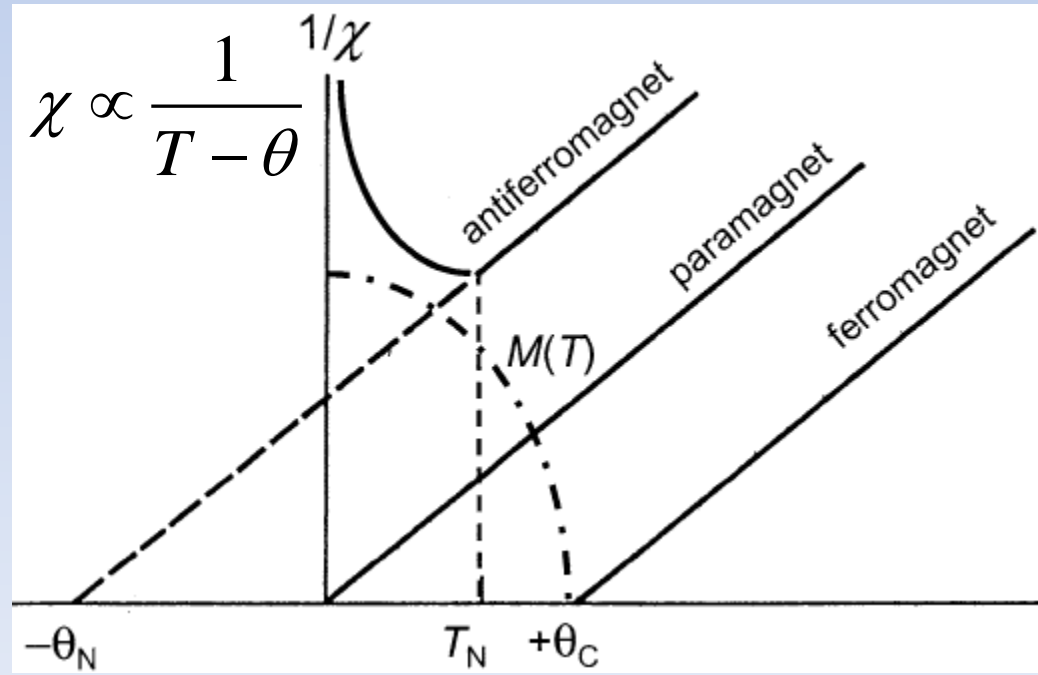
$$\frac{M}{M_s} \approx \frac{T_N}{\lambda M_s} \frac{H - \lambda M}{T}$$

$$\frac{M}{M_s} \left(1 + \frac{T_N}{T} \right) \approx \frac{T_N}{\lambda M_s} H$$

Закон Кюри-Вейсса

$$\chi = \frac{M}{H} \propto \frac{1}{T + T_N}$$

Material	T_N (K)	θ (K)	J
MnF ₂	67	-80	$\frac{5}{2}$
MnO	116	-510	$\frac{5}{2}$
CoO	292	-330	$\frac{3}{2}$
FeO	116	-610	2
Cr ₂ O ₃	307	-485	$\frac{3}{2}$
α -Fe ₂ O ₃	950	-2000	$\frac{5}{2}$



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

$$\mathbf{H}_{mf}^{(A)} = -\varepsilon \mathbf{M}_A - \lambda \mathbf{M}_B$$

$$\mathbf{H}_{mf}^{(B)} = -\varepsilon \mathbf{M}_B - \lambda \mathbf{M}_A$$

$$\frac{M_{A(B)}}{M_S} = B_S \left(- \frac{g \mu_B S (\lambda M_{B(A)} + \varepsilon M_{A(B)})}{k_B T} \right)$$

$$T_N = \frac{g \mu_B (S+1) (\lambda - \varepsilon) M_S}{3k_B}$$

$$\chi \propto \frac{1}{T + \theta} \quad \theta = \frac{g \mu_B (S+1) (\lambda + \varepsilon) M_S}{3k_B}$$

$$\boxed{\frac{T_N}{\theta} = \frac{\lambda - \varepsilon}{\lambda + \varepsilon}}$$

Восприимчивость при $T < T_N$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) - A \sum_i (S_i^z)^2 + g \mu_B \sum_i (\mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_i)$$

$$\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_{A,B}$$

$$\frac{E}{N} = -\frac{z}{2} JS^2 \cos \varphi - \frac{1}{2} AS^2 (1 + \cos^2 \varphi) - \frac{1}{2} g \mu_B HS (1 - \cos \varphi)$$

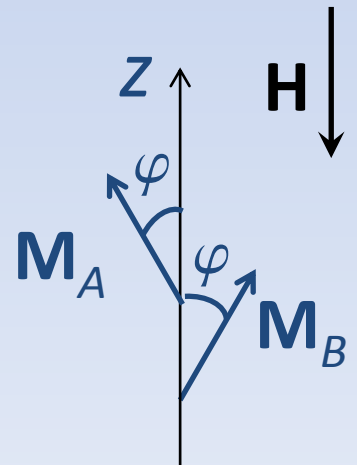
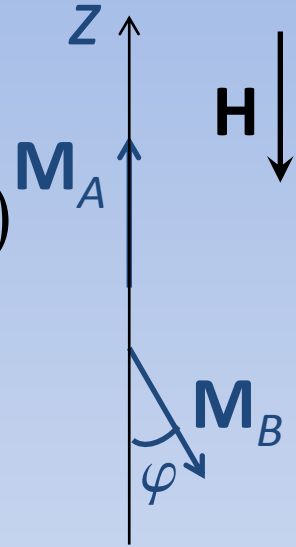
$$\varphi = 0, \quad E = -\frac{z}{2} JS^2 - AS^2, \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B = \mathbf{0}$$

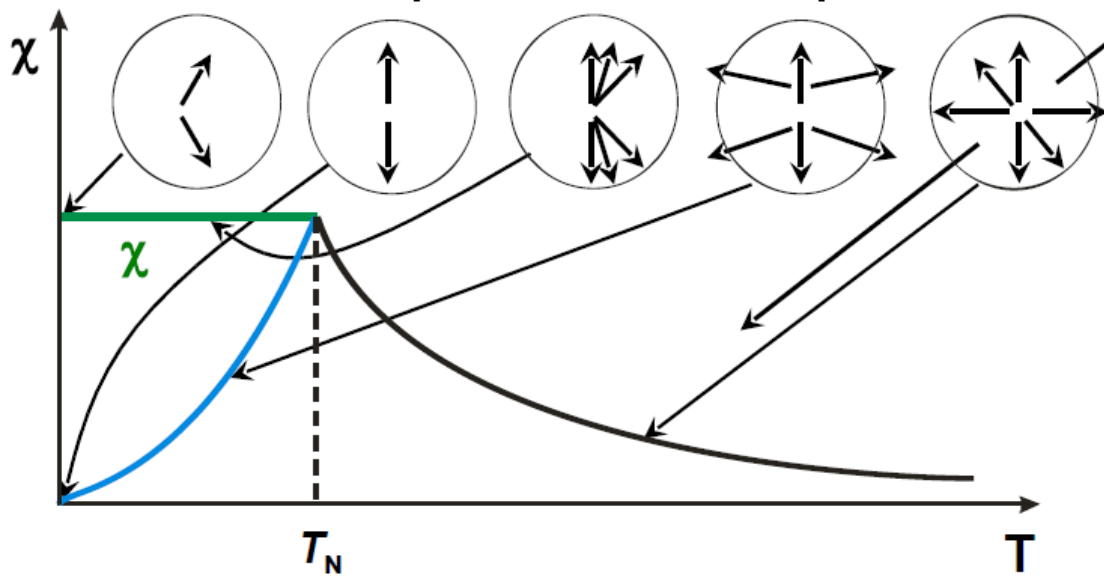
$$\mathbf{H} \perp \mathbf{M}_{A,B}$$

$$\frac{E}{N} = \frac{z}{2} JS^2 \cos 2\varphi - AS^2 \cos^2 \varphi - g \mu_B HS \cos \varphi$$

$$\cos \varphi = \frac{g \mu_B H}{2S(zJ - A)}, \quad E = -\frac{z}{2} JS^2 - \frac{(g \mu_B H)^2}{4(zJ - A)}$$

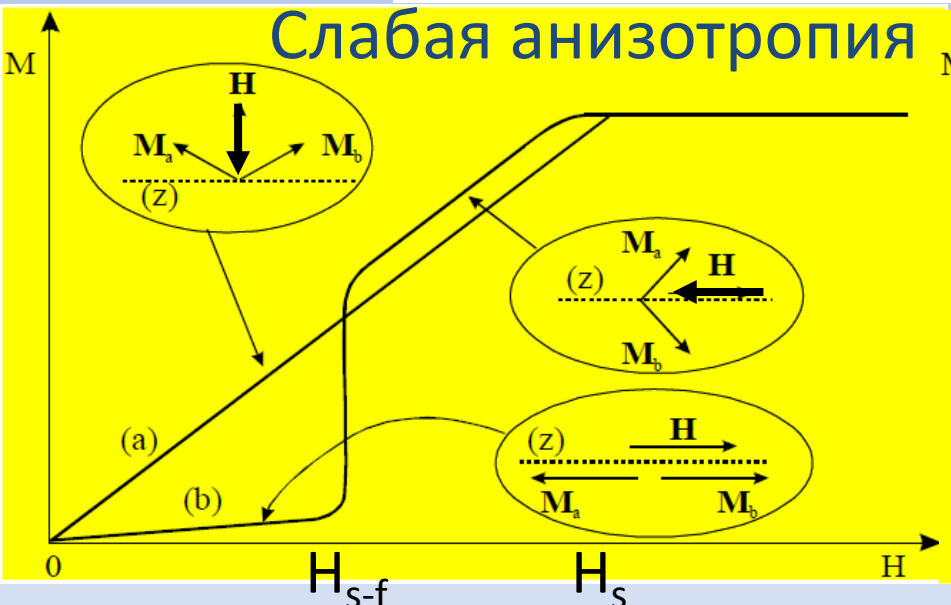
$$g \mu_B H_{spin-flop} = 2S \sqrt{A(zJ - A)}, \quad M_z = \frac{ng \mu_B H}{2(zJ - A)}$$





спин-флоп

спин-флип



$$g\mu_B H_s = 2S(zJ - A)$$

$$g\mu_B H_s = SzJ$$

$$H_{spin-flop} > H_s \iff 2S\sqrt{A(zJ - A)} > 2S(zJ - A) \implies A > \frac{zJ}{2}$$

Спиновые волны в антиферромагнетике

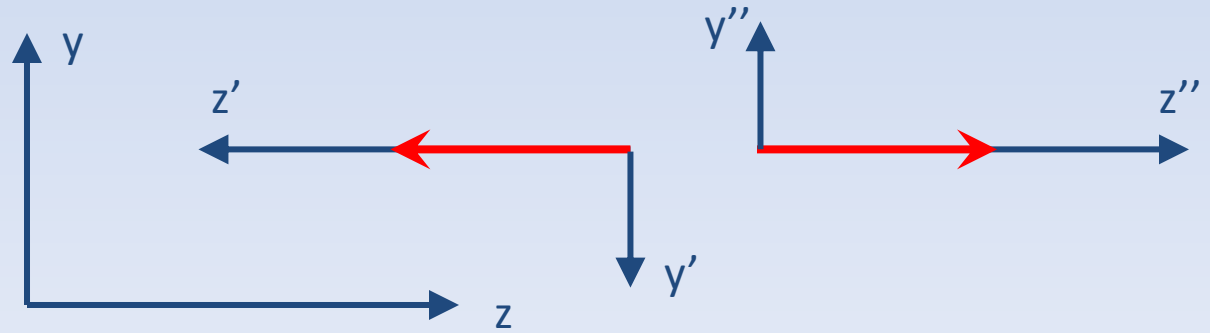
$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j$$

$$S_j^- = \sqrt{2S} a_j^\dagger \sqrt{1 - \frac{a_j^\dagger a_j}{2S}} \quad S_j^+ = \sqrt{2S} \sqrt{1 - \frac{a_j^\dagger a_j}{2S}} a_j \quad S_j^z = S - a_j^\dagger a_j$$

$$S_j^x \approx \sqrt{\frac{S}{2}} (a_j^\dagger + a_j) \quad S_j^y \approx i \sqrt{\frac{S}{2}} (a_j^\dagger - a_j) \quad S_j^z = S - a_j^\dagger a_j$$

$$\mathbf{S}_j = S_j^x \hat{\mathbf{x}} + S_j^y e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_j} \hat{\mathbf{y}} + S_j^z e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_j} \hat{\mathbf{z}} \quad \mathbf{k}_0 = \left(\frac{\pi}{c}, \frac{\pi}{c}, \frac{\pi}{c} \right) = \left(\pm \frac{\pi}{c}, \pm \frac{\pi}{c}, \pm \frac{\pi}{c} \right)$$

$$S_j^x \approx \sqrt{\frac{S}{2}} (a_j^\dagger + a_j) \quad S_j^y \approx i \sqrt{\frac{S}{2}} (a_j^\dagger - a_j) e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_j} \quad S_j^z = (S - a_j^\dagger a_j) e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_j}$$



$$S_j^x \approx \sqrt{\frac{S}{2}} (a_j^\dagger + a_j) \quad S_j^y \approx i\sqrt{\frac{S}{2}} (a_j^\dagger - a_j) e^{ik_0 \mathbf{R}_j} \quad S_j^z = (S - a_j^\dagger a_j) e^{ik_0 \mathbf{R}_j}$$

$$\mathcal{H} \cong \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \left(\frac{S}{2} (a_i^\dagger + a_i)(a_j^\dagger + a_j) + (S - a_i^\dagger a_i)(S - a_j^\dagger a_j) e^{ik_0 \mathbf{R}_{ij}} \right)$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \left(-\frac{S}{2} (a_i^\dagger - a_i)(a_j^\dagger - a_j) e^{ik_0 \mathbf{R}_{ij}} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \left(S a_i^\dagger a_i + S a_j^\dagger a_j + S (a_i^\dagger a_j^\dagger + a_i a_j) \right)$$

$$\boxed{\begin{aligned} e^{i2\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_j} &= 1 \\ e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_{ij}} &= -1 \end{aligned}}$$

$$\boxed{\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \left(S J_0 a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + \frac{S J_{\mathbf{k}}}{2} (a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{-\mathbf{k}}^\dagger + a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}}) \right)}$$

$$a_{\mathbf{k}} = b_{\mathbf{k}} \text{ch} \theta_{\mathbf{k}} + b_{-\mathbf{k}}^\dagger \text{sh} \theta_{\mathbf{k}}$$

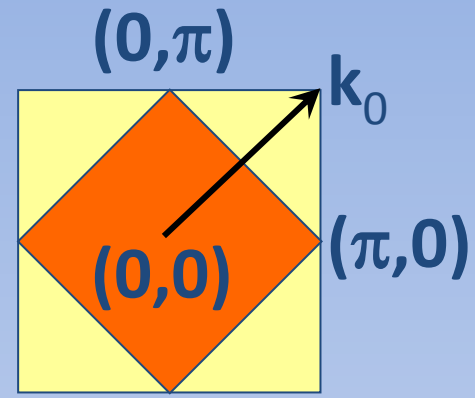
$$a_{\mathbf{k}}^\dagger = b_{\mathbf{k}}^\dagger \text{ch} \theta_{\mathbf{k}} + b_{-\mathbf{k}} \text{sh} \theta_{\mathbf{k}}$$

$$1 = [a_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}}^\dagger] = \text{ch}^2 \theta_{\mathbf{k}} - \text{sh}^2 \theta_{\mathbf{k}} = 1$$

$$\text{th}2\theta_{\mathbf{k}} = -\frac{SJ_{\mathbf{k}}}{SJ_0}$$

$$\text{ch}\theta_{\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \text{th}^2\theta_{\mathbf{k}}}}$$

$$\text{sh}^2\theta_{\mathbf{k}} = \frac{\text{ch}2\theta_{\mathbf{k}} - 1}{2}$$



$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \left(\varepsilon_{\mathbf{k}} \left(b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} SJ_0 \right)$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = S\sqrt{(J_0 + J_{\mathbf{k}})(J_0 - J_{\mathbf{k}})} = \begin{cases} \nu k & k \ll k_0 \\ \nu|\mathbf{k} - \mathbf{k}_0| & k \approx k_0 \end{cases} \quad \nu = S\sqrt{2J_0 J_c}$$

$$S - \langle S_i \rangle = \langle a_i^\dagger a_i \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \langle a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \langle b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} \text{ch}^2\theta_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^\dagger \text{sh}^2\theta_{\mathbf{k}} \rangle$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \left(\langle b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} \rangle \text{ch}2\theta_{\mathbf{k}} + \text{sh}^2\theta_{\mathbf{k}} \right) = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{1}{e^{\varepsilon_{\mathbf{k}}/T} - 1} \frac{SJ_0}{\varepsilon_{\mathbf{k}}} + \frac{1}{2} \frac{SJ_0 - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\varepsilon_{\mathbf{k}}} \right)$$

$$\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{SJ_0 - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{2\varepsilon_{\mathbf{k}}} \approx \begin{cases} 0.2 & \text{для 2D} \\ 0.078 & \text{для 3D} \end{cases}$$

$$\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{e^{\varepsilon_{\mathbf{k}}/T} - 1} \frac{SJ_0}{\varepsilon_{\mathbf{k}}} = \frac{2SJ_0}{\nu} \frac{\nu_0}{2\pi^2} \int_0^1 \frac{kdk}{e^{\nu k/T} - 1} = \left(\frac{T}{\nu} \right)^2 \frac{SJ_0}{\nu} \frac{\nu_0}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{kdk}{e^k - 1}$$

$$\langle S_i \rangle = S - C_1 - C_2 T^2$$

Теплоемкость антиферромагнетика

$$\underline{T \ll T_N \quad k \ll 1}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} \approx \begin{cases} \nu k & k \ll k_0 \\ \nu |\mathbf{k} - \mathbf{k}_0| & k \approx k_0 \end{cases} \quad \nu = S \sqrt{2J_0 J_c}$$

$$E \cong \left\langle \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} \right\rangle = \frac{v_0}{(2\pi)^3} \int \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}}{e^{\varepsilon_{\mathbf{k}}/T} - 1} = \frac{2v_0 \nu}{2\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^3}{e^{\nu k/T} - 1}$$

$$= \left(\frac{T}{\nu} \right)^4 \frac{v_0 \nu}{\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^3}{e^k - 1}$$

$$C = \frac{\partial E}{\partial T} \propto T^3$$

Теорема Мермина-Вагнера

Отсутствие ферро- или антиферромагнитного упорядочения при $T \neq 0$ в 1D и 2D решетках спинов, описываемых изотропной моделью Гейзенберга

2D:
$$\frac{M_S - M}{N} \sim \frac{v_0}{(2\pi)^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{e^{\varepsilon_{\mathbf{k}}/T} - 1} \frac{SJ_0}{\varepsilon_{\mathbf{k}}} \propto \int_0^{T/v} dk \frac{1}{e^{vk/T} - 1}$$
$$= \frac{T}{v} \int_0^1 dk \frac{1}{e^k - 1} \sim \frac{T}{v} \int_0^1 \frac{dk}{k}$$

1D: магнитный АФ порядок отсутствует уже при $T = 0$

$$\frac{M_S - M}{N} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{SJ_0 - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{2\varepsilon_{\mathbf{k}}} \sim \int_0^1 \frac{dk}{k}$$

Нарушение теоремы Мермина-Вагнера в 2D АФ при наличии анизотропии

$$\mathcal{H}_a = \frac{1}{2} \sum_{i,j} A_{ij} S_i^z S_j^z = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} A_{ij} (S - a_i^\dagger a_i) (S - a_j^\dagger a_j) \cong \sum_{\mathbf{k}} SA_0 a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}}$$

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \left((SJ_0 + SA_0) a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + \frac{SJ_{\mathbf{k}}}{2} (a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{-\mathbf{k}}^\dagger + a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}}) \right)$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = S \sqrt{(J_0 + A_0 + J_{\mathbf{k}})(J_0 + A_0 - J_{\mathbf{k}})}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}_0} = \varepsilon_0 = \Delta \cong S \sqrt{2J_0 A_0} \quad A \ll J$$

$$T \ll \Delta$$

$$\frac{M_s - M}{N} \sim e^{-\Delta/T} + \text{const}$$

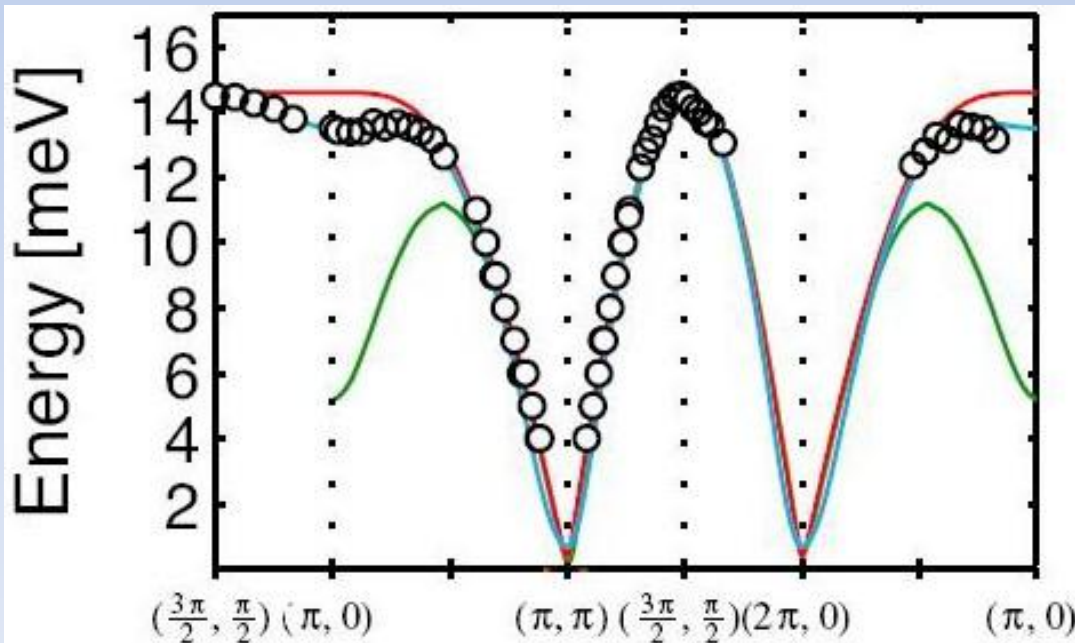
1/S-разложение

Можно ограничиться первыми поправками 1/S-разложения даже в 2D антиферромагнетике

$$\frac{\nu}{\nu^{(0)}} = 1 + \frac{0.158}{2S} + \frac{0.0215}{(2S)^2}$$

$$\frac{\chi_{\perp}}{\chi_{\perp}^{(0)}} = 1 - \frac{0.551}{2S} + \frac{0.065}{(2S)^2}$$

$$\langle S_i^z \rangle = S - 0.2 + \frac{0.0035}{(2S)^2}$$



Антиферромагнитный резонанс

метод определения щели в спектре магнонов

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{M}_A}{dt} = \gamma [\mathbf{M}_A \times \mathbf{H}_A] \\ \frac{d\mathbf{M}_B}{dt} = \gamma [\mathbf{M}_B \times \mathbf{H}_B] \end{cases}$$

$$\mathbf{H}_{A,B} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{mf}^{(A,B)}$$

$$\mathbf{H}_{mf}^{(A)} = -\lambda \mathbf{M}_B + \hat{z} H_a$$

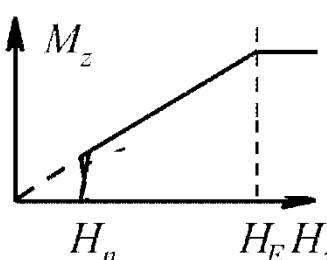
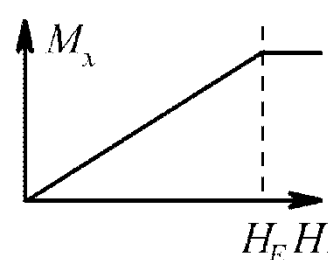
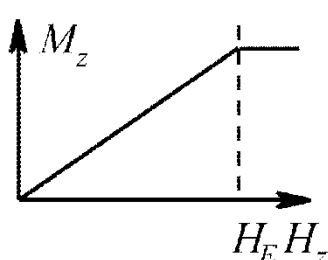
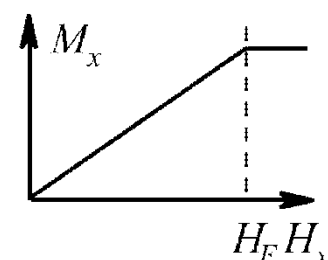
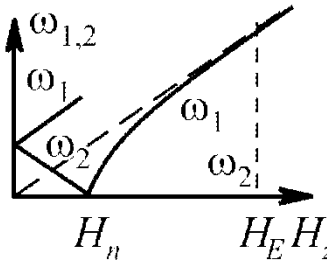
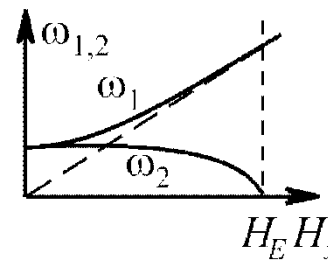
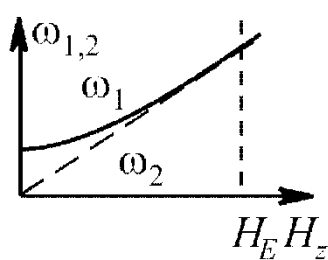
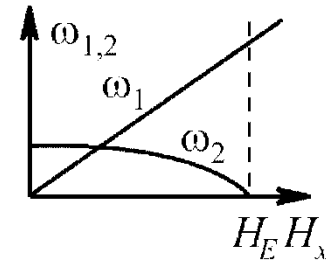
$$\mathbf{H}_{mf}^{(B)} = -\lambda \mathbf{M}_A - \hat{z} H_a$$

$$g \mu_B H_a = S A_0$$

$$g \mu_B H_E = S J_0$$

$$\omega_r = \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}_0}}{\hbar} = \frac{\varepsilon_0}{\hbar} = \frac{\Delta}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} S \sqrt{A_0 (2J_0 + A_0)} = \gamma \sqrt{H_a (H_a + 2H_E)}$$

Антиферромагнитный резонанс в одноосном антиферромагнетике

$A > 0$		$A < 0$	
$H \parallel z$	$H \perp z$	$H \parallel z$	$H \perp z$
			
			
$H < H_n$ $\omega_1 = \gamma(H_n + H)$ $\omega_2 = \gamma(H_n - H)$ $H > H_n$ $\omega_1 = \gamma\sqrt{H^2 - H_n^2}$ $\omega_2 = 0$	$\omega_1 = \gamma\sqrt{H^2 + H_n^2}$ $\omega_2 = \gamma H_n \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_E^2}}$	$\omega_1 = \gamma\sqrt{H^2 + H_n^2}$ $\omega_2 = 0$	$\omega_1 = \gamma H \sqrt{1 + \frac{H}{H_E}}$ $\omega_2 = \gamma H_n \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_E^2}}$

$$\mathcal{H}_a = \frac{1}{2} \sum_{i,j} A_{ij} S_i^z S_j^z$$

ω_1 при $\mathbf{h}_\omega \perp \mathbf{H}$; ω_2 при $\mathbf{h}_\omega \parallel \mathbf{H}$.

Упругое магнитное рассеяние нейтронов в антиферромагнетике

$$(\boldsymbol{\beta}_1 \mathbf{b}_1) = (\boldsymbol{\beta}_2 \mathbf{b}_2) = 2\pi$$

$$(\boldsymbol{\beta}_1 \mathbf{b}_2) = (\boldsymbol{\beta}_2 \mathbf{b}_1) = 0$$

$$\boldsymbol{\beta}_1 = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\alpha}_1 + \boldsymbol{\alpha}_2)$$

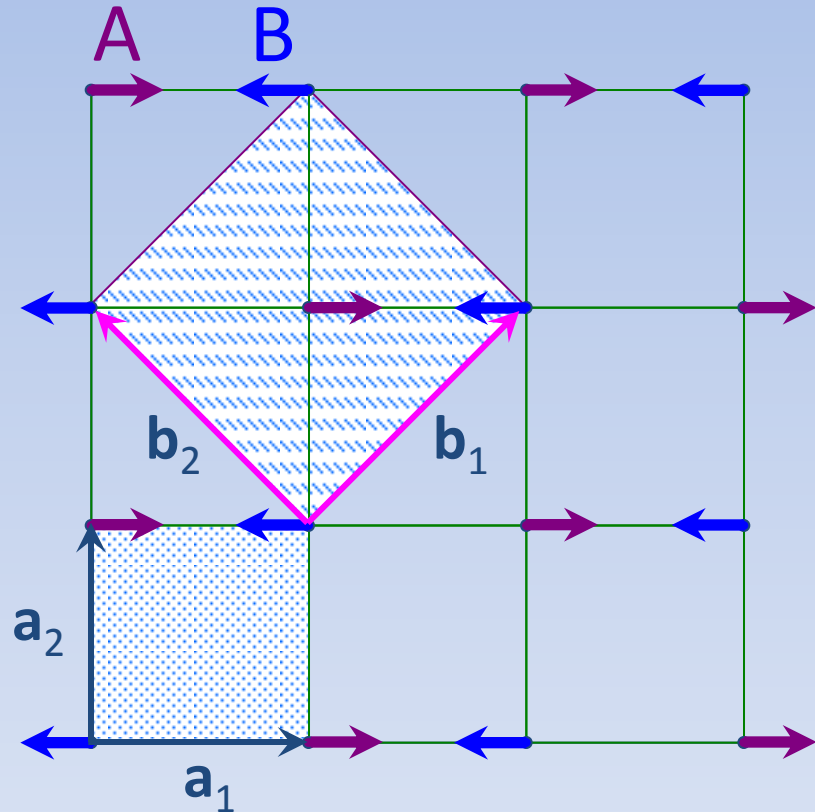
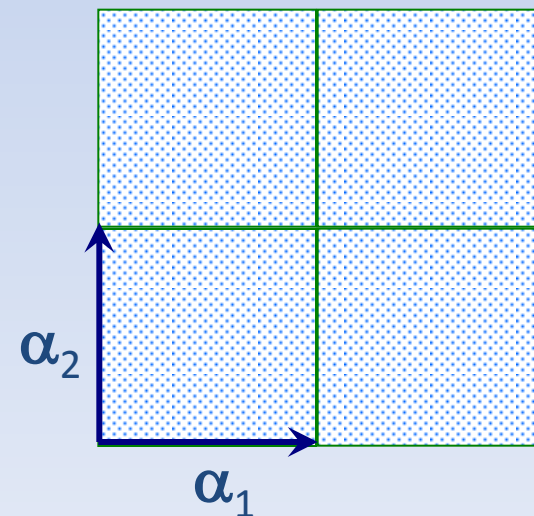
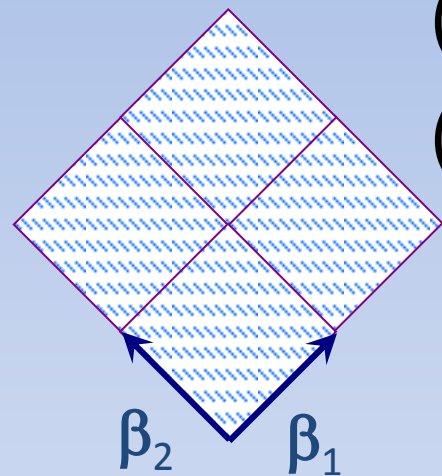
$$\boldsymbol{\beta}_2 = \frac{1}{2}(-\boldsymbol{\alpha}_1 + \boldsymbol{\alpha}_2)$$

$$(\boldsymbol{\alpha}_1 \mathbf{a}_1) = (\boldsymbol{\alpha}_2 \mathbf{a}_2) = 2\pi$$

$$(\boldsymbol{\alpha}_1 \mathbf{a}_2) = (\boldsymbol{\alpha}_2 \mathbf{a}_1) = 0$$

$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2$$

$$\mathbf{b}_2 = -\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2$$



Упругое магнитное рассеяние нейтронов в антиферромагнетике

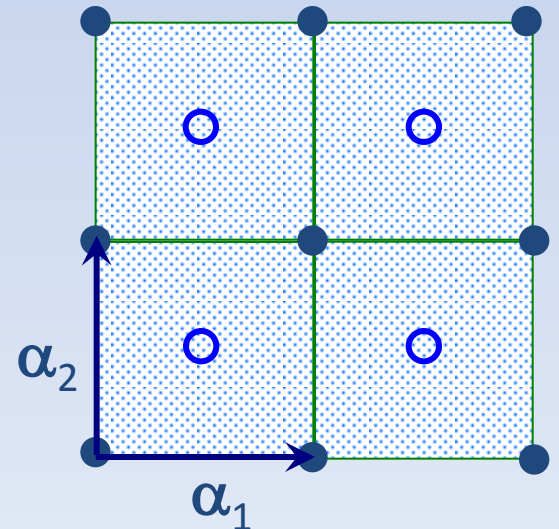
$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_f} \right)_{\text{el}} &= (\gamma r_0)^2 |F(\mathbf{Q})|^2 e^{-2W} N \sum_{\chi\eta} \left(\delta_{\chi\eta} - \hat{Q}^\eta \hat{Q}^\chi \right) \sum_l e^{i\mathbf{Q}\mathbf{R}_l} \langle S_0^\chi \rangle \langle S_l^\eta \rangle \\
 &= (\gamma r_0)^2 |F(\mathbf{Q})|^2 e^{-2W} N_m \sum_{\chi\eta} \left(\delta_{\chi\eta} - \hat{Q}^\eta \hat{Q}^\chi \right) \sum_{ld} e^{i\mathbf{Q}\mathbf{R}_{ld}} \langle S_0^\chi \rangle \langle S_{ld}^\eta \rangle \\
 &= (\gamma r_0)^2 |F(\mathbf{Q})|^2 e^{-2W} N_m \sum_{\chi\eta} \left(\delta_{\chi\eta} - \hat{Q}^\eta \hat{Q}^\chi \right) \langle S^\chi \rangle \langle S^\eta \rangle \sum_l e^{i\mathbf{Q}\mathbf{R}_l} \sum_d \sigma_d e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_d} \\
 &= (\gamma r_0)^2 |F(\mathbf{Q})|^2 e^{-2W} N_m \left(1 - (\hat{Q}^z)^2 \right) \langle S^z \rangle^2 \frac{(2\pi)^3}{V_{0m}} \sum_{\boldsymbol{\tau}_m} \delta(\mathbf{Q} - \boldsymbol{\tau}_m) \sum_d \sigma_d e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}_d} \\
 &= (\gamma r_0)^2 N_m \frac{(2\pi)^3}{V_{0m}} \langle S^z \rangle^2 \sum_{\boldsymbol{\tau}_m} |F(\boldsymbol{\tau}_m)|^2 e^{-2W} \left(1 - (\tau_m^z)^2 \right) \sum_d \sigma_d e^{i\boldsymbol{\tau}_m \mathbf{r}_d} \delta(\mathbf{Q} - \boldsymbol{\tau}_m)
 \end{aligned}$$

$$\sigma_d = \pm 1 \quad \boldsymbol{\tau}_m = n_1 \boldsymbol{\beta}_1 + n_2 \boldsymbol{\beta}_2$$

Упругое магнитное рассеяние в антиферромагнетике

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\tau}_m &= n_1 \boldsymbol{\beta}_1 + n_2 \boldsymbol{\beta}_2 = n_1 \frac{1}{2} (\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2) + n_2 \frac{1}{2} (-\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2) \\ &= \frac{n_1 - n_2}{2} \mathbf{a}_1 + \frac{n_1 + n_2}{2} \mathbf{a}_2 = \begin{cases} \left(q_1 + \frac{1}{2} \right) \mathbf{a}_1 + \left(q_2 + \frac{1}{2} \right) \mathbf{a}_2 \\ q_1 \mathbf{a}_1 + q_2 \mathbf{a}_2 \end{cases}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sum_d \sigma_d e^{i\boldsymbol{\tau}_m \mathbf{r}_d} &= \sigma_1 + \sigma_2 e^{i\boldsymbol{\tau}_m \mathbf{a}_2} \\ &= 1 - e^{i\boldsymbol{\tau}_m \mathbf{a}_2} = \begin{cases} 1 - e^{i2\pi \left(q_2 + \frac{1}{2} \right)} = 2 \\ 1 - e^{i2\pi q_2} = 0 \end{cases}\end{aligned}$$



Упругое магнитное рассеяние нейтронов в антиферромагнетике

3D случай

$$\boldsymbol{\tau}_m = \begin{cases} \left(q_1 + \frac{1}{2}\right)\mathbf{a}_1 + \left(q_2 + \frac{1}{2}\right)\mathbf{a}_2 + \left(q_3 + \frac{1}{2}\right)\mathbf{a}_3 \\ q_1\mathbf{a}_1 + q_2\mathbf{a}_2 + q_3\mathbf{a}_3 \end{cases}$$

$$\sum_d \sigma_d e^{i\boldsymbol{\tau}_m \mathbf{r}_d} = \begin{cases} 2 \\ 0 \end{cases}$$

Упругое магнитное рассеяние нейтронов в антиферромагнетике

MnO

